ВОЕННАЯ КРАСНОЗНАМЕННАЯ ИНЖЕНЕРНАЯ АКАДЕМИЯ СВЯЗИ
имени С. М. БУДЕННОГО

А. Б. ИВАНОВ, Л. Н. СОСНОВКИН

РАДИОПЕРЕДАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

ИМПУЛЬСНЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

ЛЕНИНГРАД
1954

ВОЕННАЯ КРАСНОЗНАМЕННАЯ ИНЖЕНЕРНАЯ АКАДЕМИЯ СВЯЗИ
имени С. М. БУДЕННОГО

А. Б. ИВАНОВ, Л. Н. СОСНОВКИН

РАДИОПЕРЕДАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

ИМПУЛЬСНЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Под редакцией А. М. СЕМЕНОВА

ЛЕНИНГРАД
1954

ПРЕДИСЛОВИЕ

За последние годы импульсная техника развилась в самостоятельную техническую дисциплину и находит все более широкое применение в различных отраслях народного хозяйства. В частности, импульсные радиопередатчики сверхвысоких частот являются важнейшей частью радиорелейных станций, навигационных и локационных установок и т. д.

По отдельным вопросам теории и техники импульсных радиопередатчиков сверхвысоких частот существует обширная отечественная литература (опубликованная, главным образом, в периодической печати), доступная, однако, лишь лицам, обладающим достаточной подготовкой в области «обычных» радиопередающих устройств. Вследствие этого назрела необходимость в руководстве, объединяющем и систематизирующем данные материалы в определенной последовательности, облегчающей их изучение достаточно широкими кругами учащихся.

Предлагаемая книга является попыткой решения этой задачи. Материалом для нее послужили лекции, читанные авторами в Военной Краснознаменной Инженерной Академии Связи имени С. М. Буденного в 1950—1953 годах. Появление книги стало возможным благодаря систематической товарищеской помощи авторам со стороны коллектива кафедры радиопередающих устройств ВКИАС, принимавшего деятельное участие в обсуждении материала, изложенного в книге. Авторы выражают глубокую признательность всему коллективу кафедры, в особенности ее начальнику доценту А. М. Семенову, взявшему на себя также редактирование книги. Ряд весьма ценных замечаний сделан Г. В. Ягодиным и В. Ф. Ширяевым при рецензировании рукописи, за что авторы приносят им глубокую благодарность.

А. Б. Иванов, Л. Н. Сосновкин

Ленинград,
январь 1953 г.

ВВЕДЕНИЕ

Предмет и задачи курса

Познание объективных законов развития природы и общества, использование этих законов для максимального удовлетворения постоянно растущих материальных и культурных потребностей всего общества путем непрерывного роста и совершенствования социалистического производства на базе высшей техники — таковы основные задачи, стоящие перед наукой страны социализма. Естествознание открывает объективные законы природы и создает предпосылки для их практического использования. Практическое же использование этих объективных законов составляет задачу техники. Радиотехника, являющаяся одной из отраслей техники, занимается практическим использованием электромагнитных колебаний для целей связи, радиообнаружения, навигации и др. и включает в себя ряд специализированных отраслей: технику радиопередающих устройств, радиоприемных устройств, антенн и т. д.

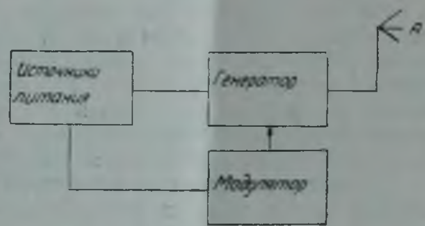


Рис. 1.

В предлагаемом курсе изучается техника радиопередающих устройств.

Задачей радиопередающего устройства является генерирование электрических колебаний высокой частоты, управление этими колебаниями в соответствии с подлежащим передаче сигналом и излучение энергии высокочастотных колебаний в пространство в виде электромагнитных волн. В соответствии с этим радиопередающее устройство состоит из четырех основных элементов:

1) Генератора, преобразующего энергию постоянного или переменного тока технической частоты в энергию электрических синусоидальных колебаний высокой частоты.

2) Устройства для управления (модуляции) каким-либо параметром (амплитудой, частотой или фазой) этих колебаний, называемого модулятором или манипулятором.

3) Антенного устройства, излучающего энергию электромагнитных колебаний и являющегося полезной нагрузкой генератора.

4) Источников питания.

На рис. 1 представлена общая блок-схема радиопередающего устройства.

Источниками питания радиопередающих устройств являются генераторы переменного тока технической частоты с выпрямителями, генераторы постоянного тока, батареи аккумуляторов или первичных элементов и др. Источники питания и излучающие устройства — антенны изучаются в других специальных курсах и в курсе радиопередающих устройств не рассматриваются. Предметом настоящего курса является изучение генераторов синусоидальных электрических колебаний высокой частоты и процессов управления параметрами этих колебаний.

Современная радиотехника использует электрические колебания весьма широкого диапазона частот, заключенного в пределах 10^4—10^{10} герц, который принято подразделять на диапазоны высоких и сверхвысоких частот. Известно, что переменные токи различных частот обладают рядом общих свойств, проявляющихся в различной степени, в зависимости от частоты. Так, свойство излучения и распространения энергии в виде электромагнитных волн, присущее переменным токам любой частоты, количественно проявляется на разных частотах настолько неодинаково, что переменные токи различных частот приобретают качественные различия, соответственно которым они и используются в радиотехнике. Энергия, излучаемая в виде свободных электромагнитных волн, при определенных условиях, монотонно возрастает с увеличением частоты, тогда как условия распространения этих волн резко, скачкообразно изменяются при некоторых определенных значениях частоты.

По признаку различий в условиях распространения обычно и разделяют весь диапазон высоких и сверхвысоких частот на более узкие, специализированные диапазоны. Границы специализированных диапазонов могут несколько изменяться, в зависимости от конкретных условий распространения, в ту или иную сторону. В таблице 1 показаны примерные границы этих диапазонов, особенности распространения электромагнитных волн соответствующих частот и обусловленные данными особенностями области использования их для радиосвязи.

Современные генераторы электрических колебаний высоких и сверхвысоких частот, используемые в радиопередающих устройствах, состоят из электровакуумных приборов и колебательных систем. В генераторах сверхвысоких частот электровакуумный прибор и колебательная система обычно объединяются конструктивно в нераздельный агрегат.

Общий принцип работы этих генераторов заключается в поддержании незатухающих электрических колебаний в колебательной системе путем периодического введения в нее энергии от источника питания электронным потоком. По способу управления электронным потоком различаются генераторы с внешним возбуждением (однокаскадные и многокаскадные), требующие подведения к ним извне некоторого переменного напряжения заданной частоты, называемого напряжением возбуждения, и генераторы с самовозбуждением, представляющие собой автономные (автоколебательные) системы.

Если электровакуумный прибор, используемый в генераторе, имеет специальный орган управления электронным потоком (лампы с управляющей сеткой, пролетные клистроны и т. п.), то генератор может работать как в режиме с внешним возбуждением, так и в режиме с самовозбуждением.

В электровакуумных приборах типа отражательного клистрона или многорезонаторного магнетрона такой специальный орган управления отсутствует, поэтому в генераторах подобного рода возможен только режим работы с самовозбуждением.

Общим требованием ко всем генераторам радиопередающих устройств является получение в антенне колебаний заданной мощности и частоты (или диапазона частот). В зависимости от целевого назначения радио-

Таблица 1

Название диапазона	Частоты в герцах	Длины волн	Особенности распространения	Область использования
Высокие частоты	$10^4-3\cdot10^7$			
Сверхдлинные волны	$10^4-3\cdot10^4$	30 000—10 000 *м*	Поглощаются ионосферой, хорошо огибают препятствия, затухание в почве мало.	Связь на большие расстояния поверхностным лучом.
Длинные волны	$3\cdot10^4-3\cdot10^5$	10 000—1000 "		
Средние и промежуточные волны	$3\cdot10^5-3\cdot10^6$	1000—100 "	Частично отражаются ионосферой, затухание в почве увеличивается.	Связь на средние и малые расстояния поверхностным лучом, радиовещание.
Короткие волны	$3\cdot10^6-3\cdot10^7$	100—10 "	Хорошо отражаются ионосферой, затухание в почве весьма велико.	Связь на малые расстояния земным лучом, на дальние расстояния отраженным, радиовещание (дальнее).
Сверхвысокие частоты	$3\cdot10^7-3\cdot10^{12}$			
Метровые волны	$3\cdot10^7-3\cdot10^8$	10—1 "	Проникают через ионосферу не отражаясь, затухание в атмосфере мало, препятствия огибают плохо.	Связь в пределах прямой видимости, местное радиовещание, телевидение, связь на дальние расстояния по радиорелейным линиям и т. д.
Дециметровые волны	$3\cdot10^8-3\cdot10^9$	100—10 *см*		
Сантиметровые волны	$3\cdot10^9-3\cdot10^{10}$	10—1 "	Затухание в атмосфере увеличивается.	
Миллиметровые волны	$3\cdot10^{10}-3\cdot10^{12}$	10—1 *мм*	Затухание в атмосфере весьма велико.	Диапазон в стадии изучения и освоения.

передающего устройства возникает ряд дополнительных требований: устойчивость частоты, постоянство мощности по диапазону, габариты и вес устройства и т. д. В генераторах, предназначенных для целей связи и радиовещания, первостепенным требованием является обеспечение весьма высокого постоянства частоты генерируемых колебаний. Ввиду того, что частота колебаний генератора с внешним возбуждением определяется частотой подводимого извне напряжения возбуждения, — передатчик с таким генератором обеспечивает более высокую устойчивость частоты, чем генератор с самовозбуждением, непосредственно работающий на антенну. Именно поэтому в качестве генераторов, предназначенных для радиосвязи или радиовещания, в настоящее время используются исключительно генераторы с внешним возбуждением, обычно многокаскадные.

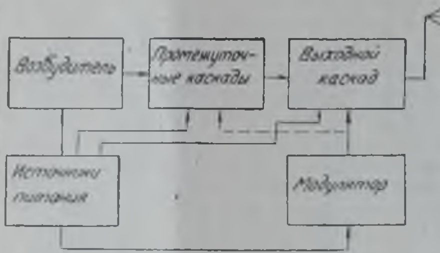


Рис. 2.

Источником напряжения возбуждения таких генераторов, как правило, является маломощный генератор с самовозбуждением, называемый возбудителем. Каскад, связанный с антенной, обычно называется выходным или оконечным. Между возбудителем и выходным каскадом включаются промежуточные каскады (один или несколько), предназначаемые для уменьшения влияния параметров нагрузки (антенны) на частоту колебаний возбудителя. Блок-схема такого радиопередающего устройства представлена на рис. 2. Управление колебаниями может осуществляться в одном из каскадов, который называется модулируемым.

В диапазоне сверхвысоких частот возникает ряд специфических явлений, затрудняющих построение многокаскадных генераторов. Поэтому генераторы сверхвысоких частот, предназначенные для специальных целей, при которых требования к устойчивости частоты не столь высоки, чаще всего состоят из одного каскада с самовозбуждением. Блок-схема такого радиопередающего устройства представлена на рис. 3.

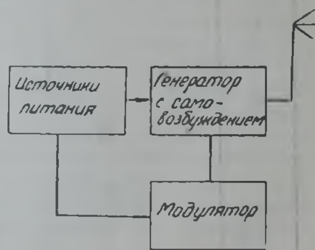


Рис. 3.

Различают два вида работы передатчика — непрерывный и импульсный. В первом случае антенна излучает энергию непрерывно, во втором — в виде отдельных, относительно кратковременных серий незатухающих колебаний.

В настоящем курсе изучаются, в основном, физические процессы в импульсных генераторах сверхвысоких частот, способы осуществления импульсной работы и методы технического расчета их основных элементов. Но для изучения генераторов такого рода оказывается необходимым предварительное изучение основ общей теории генераторов высокой частоты с внешним возбуждением, работающих в непрерывном режиме. Поэтому в первом разделе предлагаемого курса (главы 1—4) излагается общая теория генераторов с внешним возбуждением, но без учета явлений, специфических для сверхвысоких частот.

Во втором разделе (главы 5—7) рассматриваются особенности работы генераторов с внешним возбуждением в диапазоне сверхвысоких частот.

В третьем разделе (главы 8—15) изучается общая теория работы генераторов с самовозбуждением и особенности их работы в диапазоне сверхвысоких частот.

В четвертом разделе (главы 16—21) кратко излагаются общие вопросы управления колебаниями и детально рассматриваются вопросы импульсной работы генераторов.

В пятом разделе (главы 22—24) излагаются некоторые вопросы построения импульсных передатчиков сверхвысоких частот специального назначения.

Краткий очерк истории развития радиопередающих устройств

а) Искровой передатчик А. С. Попова

Изобретение радио нашим великим соотечественником, Александром Степановичем Поповым (1859—1906 гг.), явилось результатом его страстной, напряженной работы в течение ряда лет, работы, сознательно направленной на использование электромагнитных волн для целей «беспроволочной» связи. 25 апреля (7 мая) 1895 года на заседании Физического отделения Русского физико-химического общества А. С. Попов продемонстрировал созданную им аппаратуру, которая содержала все элементы современной радиостанции — передатчик с антенной и приемник, состоявший из антенны, колебательной системы, детектора и индикатора. Созданием этих приборов было положено начало новой области науки и техники — радиотехнике. Этот день принято считать днем изобретения радио и в соответствии с декретом Совета Народных Комиссаров от 2 мая 1945 года ежегодно отмечать его как День радио.

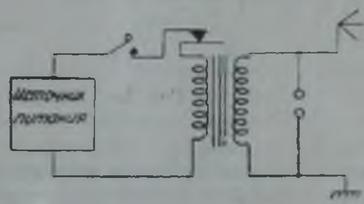


Рис. 4.

12 (24) марта 1896 года А. С. Попов продемонстрировал на заседании Русского физико-химического общества передачу первой в мире радиограммы на расстояние около 250 метров. Схема первого передатчика А. С. Попова представлена на рис. 4.

Передатчик А. С. Попова состоял из индукционной катушки, вторичная обмотка которой заряжала антенну до тех пор, пока включенный в основание антенны искровой промежуток не пробивался искрой. В течение короткого времени существования искры контакты разрядника оказывались практически замкнутыми накоротко и происходил разряд антенны, имеющий характер затухающих колебаний, частота которых определялась параметрами антенны. После окончания разряда антенны искра гасла и процесс повторялся. Дальнейшее усовершенствование искрового передатчика привело к схеме, представленной на рис. 5.

В данной схеме искровой промежуток включен не в антенну, а в промежуточный контур. Частота колебаний в этом случае в основном определяется параметрами промежуточного контура L и C, мощность колебаний — величиной емкости и не зависит от емкости антенны. По этой схеме в Петербурге, в 1904 году были построены три радиопередающие станции на волнах 250—350 метров, с мощностью около 200 ватт.

Работая над своим открытием, летом 1895 года А. С. Попов проводил опыты по радиосвязи на кораблях Балтийского флота. Одной из задач данных опытов было изучение влияния металлических предметов, находящихся на пути распространения электромагнитных волн. Во время этих опытов А. С. Поповым было сделано выдающееся открытие — установлено явление отражения и рассеяния радиоволн металлическими телами. В отчете о проведенных опытах (июнь 1895 года) зафиксировано отражение электромагнитных волн от крейсера «Лейтенант Ильин», проходившего между приемной и передающей станциями, расположенными на кораблях «Европа» и «Африка», и указано на возможность использования данного явления для обнаружения невидимых предметов и ориентировки.

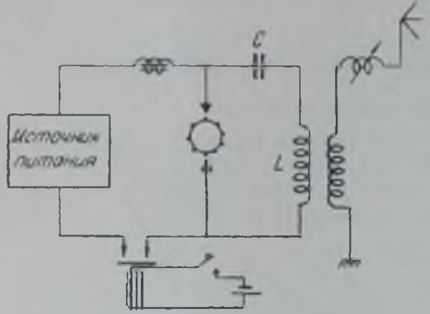


Рис. 5.

Это открытие, широкая реализация которого стала возможной лишь много позже, явилось основой радионавигации и радиолокации — важнейших отраслей современной радиотехники.

Начало производства радиоаппаратуры в России было положено в конце 1900 года организацией радиотелеграфных мастерских в Кронштадте. Правящие круги царской России не верили в творческие силы и способности русского народа, а в капиталистических промышленных кругах было засилие иностранного капитала. В силу этого царское правительство не только не оказало поддержки А. С. Попову, но даже тормозило развитие отечественной радиотехники, предпочитая отдавать заказы на изготовление аппаратуры иностранным фирмам, эксплуатировавшим изобретение А. С. Попова.

В период между русско-японской и первой мировой войной группой энтузиастов — последователей А. С. Попова — в России было создано первое, подлинно отечественное радиопредприятие — радиотелеграфное депо морского ведомства в Петербурге, в котором наряду с производством радиоаппаратуры велась большая научно-исследовательская работа. С деятельностью этого предприятия тесно связаны имена выдающихся работников русской радиотехники: А. А. Петровского, М. В. Шулейкина, Н. Н. Циклинского, В. П. Вологдина.

В результате работы радиотелеграфного депо, в первую мировую войну русская армия была снабжена отечественными радиостанциями с искровыми передатчиками мощностью до 500 ватт, работавшими на волнах 250—1000 метров.

б) Дуговые и машинные передатчики

Использование для генерирования электрических колебаний явления дугового разряда, открытого еще в начале XIX века академиком В. В. Петровым, относится к 1900 году.

К 1912 году дуговые генераторы были усовершенствованы и начали применяться для целей радиосвязи. Схема дугового передатчика показана на рис. 6.

Благодаря «падающей» вольтамперной характеристике дуги Петрова введение ее в колебательный контур приводит к поддержанию незатухающих колебаний. Так как для запуска дугового генератора необходимо сблизить электроды и зажечь дугу, то управление колебаниями с помощью телеграфного ключа в цепи питания дуги оказывается невозможным. Поэтому для телеграфирования с помощью дугового передатчика телеграфным ключом закорачивалась часть индуктивности промежуточного контура, в результате частота генерируемых колебаний при нажатом и отжатом ключе получалась различной. В приемнике эти изменения частоты с помощью колебательного контура превращались в изменения амплитуды, необходимые для работы телеграфного аппарата. Включением микрофона в антенну дугового передатчика впервые удалось осуществить радиотелефонию.

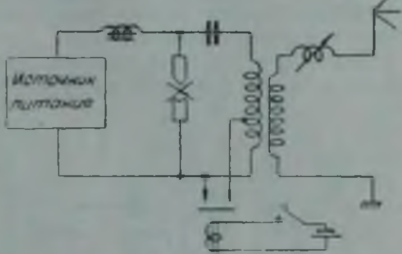


Рис. 6.

Дуговые передатчики в отличие от искровых работали незатухающими колебаниями и позволяли получать весьма большие мощности (до тысячи киловатт). Переход на работу незатухающими колебаниями резко уменьшил взаимные помехи при приеме передатчиков, работающих на разных волнах, и открыл принципиальную возможность радиотелефонии. Существенными недостатками являлись инерционность ионных процессов дугового разряда и невозможность в силу этого генерирования колебаний средних и коротких волн, а также трудность управления колебаниями.

В 1911 году В. П. Вологдиным были созданы машины повышенной частоты, оказавшиеся в эксплуатационном отношении значительно удобнее и надежнее дуговых передатчиков. Недостатком машинных передатчиков, как и дуговых, являлась невозможность получения колебаний в диапазоне коротких волн и трудность осуществления радиотелефонии.

Необходимо отметить важные для дальнейшего развития техники радиопередающих устройств теоретические работы русских ученых этого периода. Д. А. Рожанским и Н. Д. Папалекси был выполнен строгий теоретический анализ искрового возбуждения колебаний; А. А. Петровский, В. К. Лебединский, Д. А. Рожанский в ряде учебников и монографий осветили научные основы радиотелеграфии того времени. М. В. Шулейкин впервые дал теоретический анализ процесса амплитудной модуляции синусоидальных колебаний и ввел в науку чрезвычайно плодотворное понятие о колебаниях боковых частот модулированного сигнала.

Таким образом, даже в условиях царской России, русские ученые, последователи А. С. Попова дали ряд выдающихся теоретических работ, существенно продвинувших развитие радиотехники и не утративших фундаментального значения и в настоящее время.

в) Ламповые передатчики

В 1913 году появились первые генераторы, использующие трехэлектродную вакуумную электронную лампу. В 1916 году Н. Д. Папалекси демонстрировал первый ламповый передатчик. Крупнейшие достоинства ламповых передатчиков заключались в возможности получения колебаний как длинных, так и весьма коротких волн, легкости управления колебаниями и возможности построения генераторов с внешним возбуждением, обеспечивающих высокую стабильность частоты. Недостатком первых ламповых передатчиков была относительно малая мощность.

Великая Октябрьская социалистическая революция, навеки уничтожившая прогнивший капиталистический строй царской России, создала и обеспечила условия для небывалого расцвета науки в нашей стране. Быстрое развитие радиотехники в Советском Союзе явилось следствием большого внимания Коммунистической партии и Советского правительства, оценивших политическое, культурно-воспитательное, народнохозяйственное и оборонное значение этой молодой отрасли науки и техники.

21 июня 1918 года В. И. Ленин подписал декрет «О централизации радиотехнического дела», предусматривавший плановое строительство сети радиопередающих станций.

2 декабря 1918 года, по прямому указанию В. И. Ленина, была создана Нижегородская радиолаборатория, объединившая виднейших советских радиоспециалистов: М. А. Бонч-Бруевича, А. Ф. Шорина, В. П. Вологдина, К. В. Лебединского, В. В. Татаринова и др.

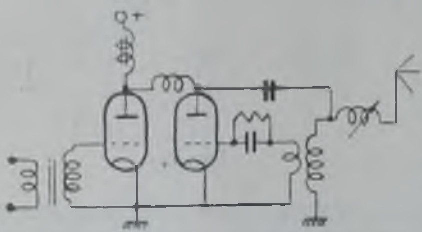


Рис. 7.

Несмотря на тяжелые условия, вызванные гражданской войной и блокадой, благодаря помощи и заботе партии и правительства коллектив Нижегородской радиолаборатории создал первые мощные электронные лампы и поставил производство первых ламповых передатчиков большой мощности.

17 марта 1920 года было издано постановление Совета Рабоче-Крестьянской Обороны о строительстве Центральной радиотелефонной станции, с радиусом действия в 2000 километров.

Образец станции был изготовлен в том же 1920 году, а официальное открытие ее состоялось 21 августа 1922 года. 7 ноября 1922 года станция была названа именем Коминтерна. Станция работала на волне 3200 метров, мощность ее (12 киловатт) в то время была самой большой в мире.

Схема передатчика этой станции представлена на рис. 7. В модуляторе и генераторе использовалось по 12 ламп, включенных параллельно. Генератор с самовозбуждением работал непосредственно на антенну, включенную в его анодную цепь (такая схема включения антенны называется простой). За успешную постройку этой станции постановлением Президиума ВЦИК от 19 сентября 1922 года Нижегородская радиолаборатория была награждена орденом «Трудового Красного Знамени».

Основное внимание коллектива Нижегородской лаборатории было направлено далее на разработку электронных ламп и создание мощных ламповых передатчиков и чувствительных ламповых приемников. В 1923 году М. А. Бонч-Бруевич закончил разработку технологии вакуумно-плотного спая стекла с медью и создал генераторную лампу с внешним медным анодом, охлаждаемым проточной водой, обеспечивавшую мощность колебаний в 35 киловатт. Современные мощные генераторные лампы имеют совершенно аналогичную конструкцию.

В мае 1922 года Политбюро ЦК РКП(б) приняло специальное решение о развитии и дополнительном финансировании работ Нижегородской лаборатории. В этом же 1922 году решением партии и правительства был создан Трест заводов слабого тока и в системе Треста организована Центральная радиолаборатория, в которую вскоре влились и работники Нижегородской лаборатории.

28 июня 1924 года было издано постановление о радиослушательских приемниках, положившее начало бурному развитию радиовещания и радиолюбительства в нашей стране.

В период с 1924 по 1926 годы в Сокольниках, вблизи Москвы, было построено несколько радиовещательных станций различных мощностей, от 1,2 киловатта до 20 киловатт. В 1926 году в Москве на Шаболовке М. А. Бонч-Бруевичем и А. М. Кугушевым была построена радиовещательная станция «Новый Коминтерн», мощностью 40 киловатт. К этому времени, в связи с увеличением числа работающих радиостанций, остро стал вопрос об уменьшении их взаимных помех путем повышения устойчивости частоты генерируемых колебаний. Поэтому в новой радиостанции был использован двухкаскадный передатчик, причем антенна связывалась не непосредственно с анодной цепью генератора, а через промежуточный контур (так называемая сложная схема). Выходной каскад являлся генератором с внешним возбуждением, первый каскад служил для него возбудителем. Схема этого передатчика представлена на рис. 8.

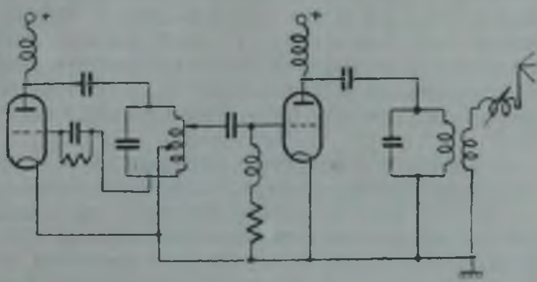


Рис. 8.

В начале 1928 года решением партии и правительства было организовано бюро мощного радиостроения, в котором сосредоточились работы по строительству мощных радиовещательных станций. В 1933 году была построена крупнейшая в мире 500-киловаттная радиостанция по оригинальной, так называемой блочной системе, предложенной А. Л. Минцем. Эта идея была позднее заимствована у нас американскими радиоспециалистами.

В 1922—23 годах были созданы первые ламповые радиостанции для армии, в несколько лет полностью вытеснившие искровые. Конструкторами первых военных ламповых радиостанций были А. Л. Минц и П. Н. Куксенко. С 1925 года начинается серийный выпуск ламповых военных радиостанций, целиком изготовленных на советских заводах и обеспечивающих радиосвязь в армейских и дивизионных сетях.

Наиболее широкое развитие радиотехника и, в частности, разработка военных радиостанций приобретают в годы индустриализации, когда рост производственной базы, развитие лабораторий и научно-исследовательских институтов обеспечили создание радиоаппаратуры, могущей полностью удовлетворить требования Советской Армии.

Значительную роль в деле радиовооружения армии начинает играть созданный в 1923 году Научно-исследовательский институт связи Красной Армии; 30-е годы положили начало конструированию тех станций, которые после ряда усовершенствований были на вооружении нашей армии в годы Великой Отечественной войны.

Радиостанции, разработанные советскими специалистами (РБ — А. В. Саводник, А. Ф. Обломов; РСБ — И. С. Рябов; РАФ — П. Я. Пашков; РАТ — Г. А. Зейтленок, Г. С. Ханевский, Е. И. Каменский и М. С. Такачиров), обеспечили командованию бесперебойную связь во всех звеньях; по многим данным они превосходили аналогичные радиостанции иностранных армий.

Довоенные пятилетки были, разумеется, не только годами широкого гражданского и военного радиостроительства, но и периодом, когда развивалась, крепла и дала крупнейшие научно-практические результаты вся советская радиотехника.

В области радиопередающих устройств должны быть в первую очередь отмечены работы академика А. И. Берга по инженерному расчету ламповых генераторов, ставшие классическими и используемые в настоящее время повсеместно. Академиками Л. И. Мандельштамом, Н. Д. Папалекси, А. А. Андроновым, Н. М. Крыловым и Н. Н. Боголюбовым создана строгая теория генераторов с самовозбуждением любого типа. Так называемая квазилинейная теория самовозбуждения, доведенная до практических расчетов ламповых генераторов с самовозбуждением, разработана А. И. Бергом, Ю. Б. Кобзаревым и другими.

Наряду с развитием радиосвязи и радиовещания развиваются специальные службы: радиолокация, радионавигация и др.

В 1929 году М. А. Бонч-Бруевич определил высоту ионосферы с помощью передатчика, излучающего энергию короткими импульсами высокочастотных колебаний, измеряя катодным осциллоскопом время пробега импульсного сигнала, отраженного от ионосферы. С этого времени импульсный метод измерения расстояний непрерывно развивается и совершенствуется советскими инженерами.

В 1932—33 годах под руководством Ю. А. Коровина проведены важные исследовательские работы по радиолокации.

В 1939—40 годах под руководством Ю. Б. Кобзарева были созданы первые радиолокационные установки, нашедшие боевое использование в период войны с белофиннами (1939—1940 гг.). Быстрое развитие радиолокации в предвоенные и военные годы неразрывно связано с освоением техники генерирования больших мощностей на сверхвысоких частотах, что стало возможным благодаря выдающимся работам ряда советских специалистов. В этой области необходимо отметить первую монографию по вопросам генерирования сверхвысоких частот, опубликованну, В. И. Калининым в 1936 году. В период с 1936 года Г. А. Гринбергом В. Е. Никольский, Г. А. Зейтленок и М. С. Нейман создали основы общей теории влияния инерции электронов на работу триодного генератора в диапазоне сверхвысоких частот.

Еще в 20-х годах М. А. Бонч-Бруевич выдвинул идею сочетания многоконтурной колебательной системы с электронным потоком в одном агрегате, представляющем собой генератор. На основе этой идеи советскими инженерами Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым в период 1936—1939 гг. был создан многорезонаторный магнетрон, позволяющий получать импульсы высокочастотных колебаний мощностью в сотни и тысячи киловатт на сантиметровых волнах, который используется в большинстве современных радиолокационных установок.

Освоение диапазона дециметровых и сантиметровых волн советской радиотехникой привело к созданию нового вида радиосвязи — радиорелейных линий, состоящих из ряда приемно-передающих радиостанций, расположенных с промежутками 30—50 километров. Такие линии позволяют осуществить одновременно большое количество телефонных и телеграфных связей и являются наиболее совершенной формой радиосвязи на расстояниях свыше тысячи километров. Развитию этого вида радиосвязи партия и правительство уделяют большое внимание. В директивах XIX съезда КПСС по пятому пятилетнему плану развития СССР указывается на необходимость широкого внедрения радиорелейной связи.

Сила советской радиотехники и ее передовая роль определяются не только наличием отдельных выдающихся работников. Благодаря победе советского строя в нашей стране интеллигенция, освобожденная от унизительной и сковывающей творческую инициативу роли прислужницы господствующего эксплуататорского класса, получила все возможности для развития свободной творческой деятельности.

Советский строй, предоставивший возможность получения высшего образования всем гражданам страны, обеспечил создание новой, советской интеллигенции, многочисленных кадров научных и инженерно-технических работников высокой квалификации. В результате успешного выполнения пятилеток создано большое количество заводов и научно-исследовательских институтов, инженерно-технические и производственные кадры которых обеспечивают неуклонный рост техники и производства радиоаппаратуры.

Исторические решения XIX съезда КПСС ставят перед советскими радиоспециалистами задачи дальнейшего развития и совершенствования радиоаппаратуры, разработки новых научных проблем.

Директивы съезда по пятому пятилетнему плану развития народного хозяйства предусматривают значительное увеличение мощности радиовещательных станций, увеличение выпуска радиоприемников и телевизоров в два раза, развертывание работ по внедрению радиовещания и радиорелейной связи на сверхвысоких частотах. Советская наука и промышленность имеют все необходимое для успешного решения этих новых задач.

РАЗДЕЛ I

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ГЕНЕРАТОРОВ С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ, БЕЗ УЧЕТА ИНЕРЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Для получения колебаний высокой частоты в настоящее время, за редким исключением, используются генераторы резонансного типа, представляющие собой сочетание колебательного контура и электронной лампы с управляющей сеткой (рис. 1. 1. 1). В диапазоне длинных и коротких волн геометрические размеры колебательного контура обычно малы по сравнению с длиной волны генерируемых колебаний, вследствие чего контур может рассматриваться как система с сосредоточенными параметрами. Время пролета электронов в междуэлектродном пространстве лампы также мало по сравнению с периодом генерируемых колебаний, вследствие чего электронный (конвекционный) ток в каждый момент времени и в любом сечении этого пространства, а также в любом сечении внешней цепи имеет одну и ту же величину, определяющуюся мгновенными напряжениями на электродах лампы. Эти обстоятельства дают возможность рассматривать раздельно процессы, происходящие в лампе и колебательном контуре, что существенно упрощает их изучение и позволяет построить достаточно строгую теорию и инженерные методы расчета таких генераторов.

В диапазоне сверхвысоких частот емкость колебательной системы образуют в основном междуэлектродные емкости лампы, размеры колебательной системы становятся сравнимыми с длиной волны, а время пролета электронов в междуэлектродном пространстве лампы — сравнимым с периодом колебаний. Вследствие этого теория, построенная на раздельном рассмотрении процессов, происходящих в лампе и колебательном контуре, в диапазоне сверхвысоких частот нуждается в существенных поправках.

Строгая теория генераторов, учитывающая явления, связанные с инерцией электронов, основы которой заложены в работах члена-корреспондента Академии Наук СССР Г. А. Гринберга, В. Е. Никольского и ряда других советских ученых, в настоящее время находится в периоде становления, но основные положения ее позволяют уже сейчас внести эти поправки. Поэтому изучение курса передатчиков сверхвысоких частот начинаем с основных положений общей теории ламповых генераторов, построенной, главным образом, трудами академика А. И. Берга на основе раздельного рассмотрения процессов, происходящих в лампе и контуре, без учета инерции электронов. Эти вопросы излагаются в первом разделе настоящей книги. В дальнейшем рассматриваются поправки, вносимые учетом конечности времени пролета электронов, и устанавливаются частотные границы применимости генераторов различного типа.

Глава 1

АНОДНАЯ ЦЕПЬ ЛАМПОВОГО ГЕНЕРАТОРА С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

§ 1.1. Физическая картина процессов в ламповом генераторе

Задачей лампового генератора является преобразование энергии источника питания в энергию незатухающих синусоидальных колебаний заданной частоты и амплитуды, используемых для тех или иных практических целей, например для радиосвязи. Принципиальная схема лампового генератора изображена на рис. 1.1.1.

В этой схеме L, C и r — параметры колебательного контура, причем активное сопротивление r включает в себя как сопротивление потерь в элементах самого контура, так и сопротивление полезной нагрузки, включенной в контур. Колебательные контуры, используемые в технике радиопередающих устройств, как правило, обладают большим значением отношения характеристического сопротивления $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ к активному сопротивлению r:

$$\frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{r} \gg 1.$$

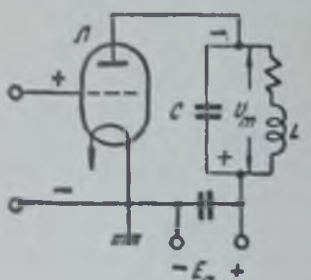


Рис. 1. 1. 1.

Вследствие этого, если в некоторый начальный момент времени $t = 0$ напряжение на емкости колебательного контура имело значение U_m, — процесс разряда емкости контура через индуктивную ветвь его будет иметь характер медленно затухающих колебаний, приблизительно синусоидальной формы.

Электронная лампа $Л$ и источник питания E_a соединены последовательно с колебательным контуром. Назначением электронной лампы является периодическое подключение источника питания к колебательному контуру, вследствие чего происходит компенсация потерь энергии в контуре и колебания в нем становятся незатухающими. Для того, чтобы периодическое подключение источника питания к контуру компенсировало потери в нем, необходимо, чтобы лампа отпиралась в моменты времени, когда напряжение на емкости достигает максимального значения и направлено против напряжения источника питания, как это условно показано знаками $\pm$ на рис. 1. 1. 1.

Для реализации данного принципа поддержания незатухающих колебаний в цепь сетки лампового генератора обычно включаются источник постоянного напряжения E_g, называемого напряжением смещения, и переменного напряжения $u_g = U_{mg} \cos \omega t$, называемого напряжением возбуждения (рис. 1. 1. 2).

Пусть напряжение смещения отрицательно и достаточно велико, в результате лампа при отсутствии напряжения возбуждения заперта, т. е. источник питания отключен от колебательного контура. Если при этом частота напряжения возбуждения равна собственной частоте колебательного контура, то при достаточно большом напряжении возбуждения лампа будет своевременно отпираться, подключая источник питания к контуру. Расход энергии в контуре будет компенсироваться через лампу от источника питания за каждый период свободных колебаний, следовательно, на колебательном контуре будет поддерживаться напряжение незатухающих колебаний с некоторой амплитудой U_m.

Мгновенное напряжение на сетке лампы будет равно

$$u_g = E_g + U_{mg} \cos \omega t. \qquad (1.1.1)$$

Примем за начало отсчета времени момент $\omega t = 0$, когда напряжение возбуждения достигает наибольшего положительного значения. Положительное напряжение на сетке будет максимально и равно

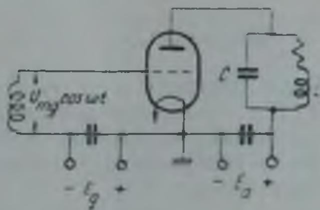


Рис. 1. 1. 2.

$$u_{g\,\text{макс}} = E_g + U_{mg}.$$

Так как, в соответствии с высказанными выше соображениями, при этом происходит пополнение энергии в колебательном контуре, — полярности переменных напряжений на сетке и контуре соответствуют условным обозначениям на рис. 1. 1. 1. Поэтому напряжение на аноде лампы будет равно разности напряжений источника питания E_a и амплитудного значения напряжения на контуре U_m, т. е. в момент $t = 0$ будет минимально:

$$u_{a\,\text{мин}} = E_a - U_m.$$

В момент времени, когда $\omega t = \pi$, напряжение на сетке достигает наименьшего значения:

$$u_{g\,\text{мин}} = E_g - U_{mg},$$

а напряжение на аноде — наибольшего значения:

$$u_{g\,\text{макс}} = E + U_m.$$

Следовательно, при принятом начале отсчета времени мгновенное напряжение на аноде лампы запишется как

$$u_a = E_a - U_m \cos \omega t. \qquad (1.1.2)$$

Таким образом, увеличение напряжения на сетке соответствует уменьшению напряжения на аноде, т. е. переменное напряжение на контуре противоположно по фазе напряжению возбуждения.

Итак, на электродах лампы будут действовать мгновенные напряжения, выражаемые равенствами (1. 1. 1) и (1. 1. 2), являющиеся периодическими функциями времени одинаковой частоты. Следовательно, анодный ток лампы будет также периодической функцией времени.

Определим среднюю мощность, потребляемую генератором от источника питания.

Мгновенная мощность определяется как

$$p_0 = E_a i_a(t).$$

Среднюю мощность найдем, проинтегрировав за период выражение мгновенной мощности и разделив результат на период

$$P_0 = \frac{1}{T}\int_0^T p_0 dt = \frac{\omega}{2\pi} E_a \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\, dt. \qquad (1.1.3)$$

Здесь $T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega}$ — период колебаний.

Величина $\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\,dt$ представляет собой постоянную составляющую разложения в тригонометрический ряд периодической функции $i_a(t)$ и называется постоянной составляющей анодного тока лампы. Следовательно, в энергетическом отношении для источника питания периодически изменяющийся анодный ток лампы $i_a(t)$ эквивалентен некоторому постоянному току

$$I_{a_0} = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\,dt. \qquad (1.1.4)$$

Определим среднюю мощность, выделяемую анодным током лампы в колебательном контуре, полагая, что на контуре действует переменное напряжение

$$u(t) = U_m \cos \omega t.$$

Мгновенная мощность

$$p = i_a(t)\, u(t) = i_a(t)\, U_m \cos \omega t.$$

Средняя за период мощность

$$P = U_m \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t) \cos \omega t\, dt.$$

Величина

$$I_{a_1} = \frac{\omega}{\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t) \cos \omega t\, dt \qquad (1.1.5)$$

представляет собой амплитуду первой гармоники разложения в тригонометрический ряд периодической функции $i_a(t)$.

Итак, средняя мощность, выделяемая в контуре анодным током лампы,

$$P = \frac{U_m \cdot I_{a_1}}{2}. \qquad (1.1.6)$$

Следовательно, в энергетическом отношении для колебательного контура периодический анодный ток лампы $i_a(t)$ эквивалентен синусоидальному току с частотой ω и амплитудой, определяемой формулой (1. 1. 5) для первой гармоники разложения периодической функции $i_a(t)$ в тригонометрический ряд Фурье.

При наличии на контуре переменного напряжения с амплитудой U_m в его ветвях будут протекать токи приблизительно равные по амплитуде, но противоположные по фазе:

$$I_L = \frac{U_m}{r + j\omega L} \simeq \frac{U_m}{j\omega L} \quad \text{и} \quad I_C = U_m j\omega C = j\frac{U_m}{\sqrt{\frac{L}{C}}}. \qquad (1.1.7)$$

$|I_L| \cong |I_C| = |I_к|$; этот ток обычно называют колебательным током в контуре.

Так как в контуре энергия расходуется только на активном сопротивлении, то, очевидно,

$$\frac{U_m I_{a_1}}{2} = \frac{I_к^2 r}{2}. \qquad (1.1.8)$$

С другой стороны,

$$I_к \simeq \frac{U_m}{\rho},$$

поэтому

$$I_{a_1} = I_к \frac{r}{\rho} = \frac{I_к}{Q},$$

где Q — так называемая добротность, или качество контура.

В контурах, используемых в технике радиопередающих устройств, величина Q имеет порядок десятков и сотен. Это значит, что колебательный ток в ветвях контура в десятки и сотни раз превышает амплитуду первой гармоники анодного тока.

Отношение $\frac{U_m}{I_{a_1}} = \frac{\rho^2}{r}$ представляет собой активное сопротивление контура для синусоидального переменного тока, частота которого равна собственной частоте колебательного контура. Эта величина называется эквивалентным сопротивлением контура при резонансе:

$$R_э = \frac{\rho^2}{r} = Q \cdot \rho. \qquad (1.1.9)$$

Сопротивление r, включенное в ветвь колебательного контура, преобразуется контуром в величину $R_э$, т. е. колебательный контур выполняет роль трансформатора сопротивлений.

Колебательный контур в анодной цепи лампы можно настроить на частоту, кратную частоте напряжения возбуждения. При этом энергия от источника питания через лампу будет вводиться один раз за два, три и т. д. периодов собственных колебаний контура. Если добротность контура достаточно велика, в нем установятся незатухающие колебания с частотой, кратной частоте возбуждающего напряжения, т. е. генератор будет работать как умножитель частоты. Полезная мощность, выделяемая в контуре анодным током лампы, при этом будет равна

$$P = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\, U_m \cos k\omega t\, dt = \frac{U_m I_{ak}}{2}, \qquad (1.1.10)$$

где

$$I_{ak} = \frac{\omega}{\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t) \cos k\omega t\, dt$$

представляет собой амплитуду гармоники порядка k анодного тока.

Разность между средней мощностью, отбираемой от источника питания анодной цепи, и мощностью, выделяемой анодным током в колебательном контуре, очевидно, представляет собой среднюю мощность, выделяющуюся на аноде лампы:

$$P_a = P_0 - P = EI_{a_0} - \frac{U_m I_{a_1}}{2}. \qquad (1.1.11)$$

Качество генератора, как любого преобразователя энергии, характеризуется величиной коэффициента полезного действия. Если не учитывать затраты энергии на накал лампы, возможных потерь в цепи сетки, т. е. потерь, принципиально не связанных с преобразованием энергии постоянного тока в энергию колебаний высокой частоты, происходящим в анодной цепи, то коэффициентом полезного действия генератора будет отношение мощности выделяемой в контуре к мощности потребляемой от источника питания анодной цепи:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{U_m I_{a_1}}{2E_a I_{a_0}}. \qquad (1.1.12)$$

Отношение $\frac{U_m}{E_a} = \xi$ называется коэффициентом использования анодного напряжения, отношение $\frac{I_{a_1}}{I_{a_0}} = \gamma_1$ — коэффициентом формы анодного тока по первой гармонике. Приняв эти обозначения, получим для коэффициента полезного действия выражение:

$$\eta = 0{,}5\xi\gamma_1. \qquad (1.1.13)$$

При работе генератора в качестве умножителя частоты полезная мощность определяется выражением (1.1.10). Для коэффициента полезного действия в этом случае получим

$$\eta_k = \frac{U_m I_{ak}}{2E_a I_{a_0}} = 0{,}5\xi\gamma_k, \qquad (1.1.14)$$

где $\gamma_k = \frac{I_{ak}}{I_{a_0}}$ — так называемый коэффициент формы анодного тока по k-й гармонике.

Определим максимальное возможное значение коэффициента формы для этого наиболее общего случая:

$$\gamma_k = \frac{I_{ak}}{I_{a_0}} = \frac{\frac{\omega}{\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\cos k\omega t\,dt}{\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\,dt} = 2\,\frac{\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\cos k\omega t\,dt}{\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\,dt}.$$

Анодный ток лампы $i_a(t)$ может проходить только в направлении от анода к катоду, т. е. функция $i_a(t)$ в пределах интегрирования сохраняет знак. Это обстоятельство позволяет преобразовать числитель полученного выражения согласно так называемой первой теореме в среднем:

$$\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\cos k\omega t\,dt = \cos k\omega\tau \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\,dt,$$

где τ — некоторое значение текущего времени t в интервале $0 < t < \frac{2\pi}{\omega}$.

Следовательно,

$$\gamma_k = 2\cos k\omega\tau \leqslant 2. \qquad (1.1.15)$$

Итак, коэффициент формы анодного тока, независимо от вида функции $i_a(t)$ по любой из гармоник, всегда меньше 2, т. е. коэффициент полезного действия всегда меньше коэффициента использования анодного напряжения.

Предельное значение коэффициента полезного действия $\eta_{макс} = \xi$ может быть получено, если $\tau \to 0$. Вообще же коэффициент полезного действия будет непрерывно возрастать с уменьшением величины τ, при условии, что коэффициент использования анодного напряжения поддерживается постоянным.

Рассмотрим условия, при которых величина τ может быть сделана достаточно малой.

Пусть анодный ток лампы имеет вид отдельных импульсов, т. е. отличается от нуля в течение некоторой части периода (рис. 1. 1. 3), и в момент t_1, называемый моментом отсечки тока, обращается в нуль. Тогда величина τ будет заключена в интервале $0 < \tau < t_1$, т. е.

$$\tau = pt_1,$$

где

$$0 < p < 1.$$

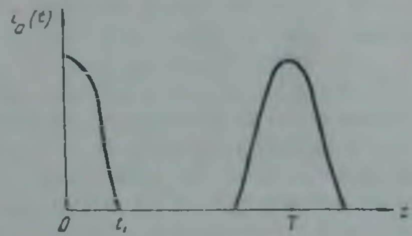


Рис. 1.1.3

Это означает, что с уменьшением величины t_1 будет уменьшаться и величина τ. Следовательно, для увеличения к. п. д. анодный ток лампы должен иметь форму кратковременных периодических импульсов. Существенно также отметить, что коэффициент формы анодного тока определяется произведением $k\tau = kpt_1$, значит при работе генератора умножителем частоты для получения достаточно высокого к. п. д. необходимо уменьшать длительность импульсов анодного тока.

Связь между мощностью, потребляемой от источника питания, или как будем ее называть, — подводимой к генератору, полезной мощностью и мощностью рассеиваемой на аноде определяется через величину к. п. д. очевидным соотношением:

$$P = \eta P_0; \quad P_a = \frac{1-\eta}{\eta} P; \quad P_a = (1-\eta) P_0. \qquad (1.1.16)$$

Для вычисления мощностей и к. п. д. лампового генератора, следовательно, необходимо знать величины I_{a_0} и I_{a_1}. Для этого можно использовать формулы (1. 1. 4) и (1. 1. 5) при условии, что известно аналитическое выражение функции $i_a(t)$. Зависимость анодного тока электронной лампы от напряжений на ее электродах может быть представлена аналитически лишь приближенно, путем аппроксимации реальных статических характеристик лампы какой-либо функцией.

Выбор функций, с помощью которых можно аппроксимировать характеристики лампы, определяется конкретными условиями работы лампы в том или ином устройстве, необходимой точностью и простотой расчетов.

В технике радиопередающих устройств, где требуется получение при данной лампе возможно больших мощностей, анодный ток обычно изменяется в пределах от нуля до максимально допускаемых значений его, т. е. используется вся характеристика лампы. Поскольку гарантируемый электровакуумной промышленностью разброс параметров генераторных ламп примерно равен $\pm$ 10%, погрешности технических измерительных приборов имеют порядок единиц процентов, — удовлетворительной погрешностью инженерного метода расчета генератора следует считать величину $\pm 10\%$.

Указанным требованиям удовлетворяет представление характеристик лампы в виде отрезков прямых, впервые предложенное проф. М. В. Шулейкиным. На основе этого метода аппроксимации академиком А. И. Бергом разработана общая теория и способы инженерного расчета ламповых генераторов, кратко излагаемые в последующих параграфах.

Многолетний опыт расчетов по данному методу, принятому в настоящее время повсеместно, проверенный экспериментально, подтверждает его практическую целесообразность.

§ 1. 2. Статические характеристики генераторных ламп и их идеализация

В качестве генераторных ламп в настоящее время находят себе применение триоды, лучевые тетроды и пентоды.

Характеристиками лампы называются зависимости токов в цепях ее электродов от напряжений, действующих на них. Поскольку полезная мощность в колебательном контуре определяется анодным током лампы, нас в первую очередь будет интересовать зависимость анодного тока от напряжений на электродах лампы. При работе электронной лампы эмиссионный ток ее катода $i_к$ распределяется между электродами таким образом, что анодный ток представляет собой разность между эмиссионным током катода и суммарным током сеток:

$$i_a = i_к - \sum i_g.$$

Так как полезную работу производит анодный ток лампы, то при конструировании лампы и выборе ее рабочего режима необходимо стремиться, чтобы суммарный ток сеток был по возможности мал по сравнению с эмиссионным током:

$$i_к \gg \sum i_g, \text{ т. е. } i_a \cong i_к.$$

Выведем уравнение спрямленных характеристик пятиэлектродной лампы. Анодный ток пентода в общем случае есть функция напряжений на всех его электродах:

$$i_a = f(u_a;\; u_{g_1};\; u_{g_2};\; u_{g_3}). \qquad (1.2.1)$$

Полное приращение анодного тока, обусловленное приращениями отдельных аргументов, будет равно

$$di_a = \frac{\partial i_a}{\partial u_a} du_a + \frac{\partial i_a}{\partial u_{g_1}} du_{g_1} + \frac{\partial i_a}{\partial u_{g_2}} du_{g_2} + \frac{\partial i_a}{\partial u_{g_3}} du_{g_3}. \qquad (1.2.2)$$

Введем обозначения:

$$\frac{\partial i_a}{\partial u_a} = \frac{1}{R_i}; \quad \frac{\partial i_a}{\partial u_{g_1}} = S; \quad \frac{\partial u_{g_1}}{\partial u_{g_2}} = D_2 \quad \text{и} \quad \frac{\partial u_{g_1}}{\partial u_{g_3}} = D_3 \qquad (1.2.3)$$

и выполним интегрирование выражения (1. 2. 2).

При этом будем полагать, что величины R_i, S, D_2 и D_3 постоянны, иными словами, что анодный ток лампы линейно зависит от напряжений на ее электродах:

$$i_a = \frac{1}{R_i} u_a + S\,[u_g + D_2 u_{g_2} + D_3 u_{g_3}] + C, \qquad (1.2.4)$$

где C — произвольная постоянная.

Выбор постоянной интегрирования должен быть сделан таким образом, чтобы спрямленная характеристика лампы возможно точнее соответствовала реальной характеристике. На рис. 1.2.1 изображена реальная характеристика лампы, снятая при некотором анодном напряжении:

$$u_a = E_{a_0}; \quad u_{g_2} = E_{g_2} \quad \text{и} \quad u_{g_3} = E_{g_3}.$$

В зависимости от выбора постоянной интегрирования, спрямленная характеристика будет перемещаться параллельно самой себе, занимая, например, положения *1*, *2*, *3*.

Очевидно, наилучшее приближение получим при произвольной постоянной, соответствующей положению *2* спрямленной характеристики. Для определения произвольной постоянной при этом имеем:

$$u_{g_1} = 0; \quad u_{g_2} = E_{g_2}; \quad u_{g_3} = E_{g_3}; \quad i_a = 0; \quad u_a = E_{a_0}.$$

Следовательно,

$$C = -\left[\frac{E_{a_0}}{R_i} + S\left(D_2 E_{g_2} + D_3 E_{g_3}\right)\right]. \tag{1.2.5}$$

Подставляя найденное значение произвольной постоянной в уравнение (1.2.4), получим

$$i_a = \frac{1}{R_i}\left(u_a - E_{a_0}\right) + S\left[u_{g_1} + D_2\left(u_{g_2} - E_{g_2}\right) + D_3\left(u_{g_3} + E_{g_3}\right)\right]. \tag{1.2.6}$$

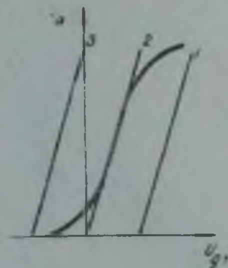


Рис. 1.2.1.

Величина E_{a_0} называется анодным напряжением приведения и представляет собой такое анодное напряжение, при котором (при данных u_{g_2} и u_{g_3}) продолжение прямолинейного участка реальной характеристики лампы проходит через начало координат в осях $i_a = f(u_{g_1})$.

Границы применимости данного уравнения определяются физическими свойствами электронной лампы, т. е. это уравнение применимо при условиях: $i_a > 0$, $i_a < I_e$ (где I_e — ток насыщения лампы) и $i_a \gg \sum i_g$.

Из полученного для пентода уравнения (1. 2. 6) легко написать уравнение для лучевого тетрода или триода, положив, соответственно, $D_3 = 0$ или $D_2 = D_3 = 0$. Так как в процессе работы лампы в генераторе напряжения на экранирующей и защитной сетках, как правило, не изменяются, целесообразно величину E_{a_0} определить для значений $u_{g_2} = E_{g_2}$ и $u_{g_3} = E_{g_3}$, являющихся рабочими напряжениями данной лампы. Тогда уравнение (1.2.6) упрощается и становится универсальным, т. е. пригодным для приближенного представления характеристик ламп любого типа, а именно:

$$i_a = \frac{1}{R_i}\left(u_a - E_{a_0}\right) + S u_{g_1}. \tag{1.2.7}$$

Вынося за скобку величину S, получим другую форму этого уравнения:

$$i_a = S\left[u_{g_1} + D\left(u_a - E_{a_0}\right)\right]. \tag{1.2.8}$$

Здесь $D = \frac{1}{SR_i}$ — проницаемость управляющей сетки по аноду.

Итак, анодный ток лампы представлен нами как линейная функция напряжений на аноде и управляющей сетке. Приняв одно из этих напряжений за параметр, можно построить семейства спрямленных характеристик лампы в координатах $i_a = f(u_g)$ при $u_a = \text{const}$, либо $i_a = f(u_a)$ при $u_{g_1} = \text{const}$.

На рис. 1. 2. 2 представлены типичные семейства реальных и спрямленных характеристик генераторной лампы с оксидным катодом.

Нижняя граница применимости уравнения (1.2.8) есть $i_a = 0$, верхняя граница определяется в данном случае не током насыщения, а моментом начала перераспределения эмиссионного тока катода между анодом и сетками, и обозначена пунктирной линией. Эту линию называют линией критического режима, а тангенс угла наклона ее к оси абсцисс — крутизной линии критического режима и обозначают $S_{кр}$.

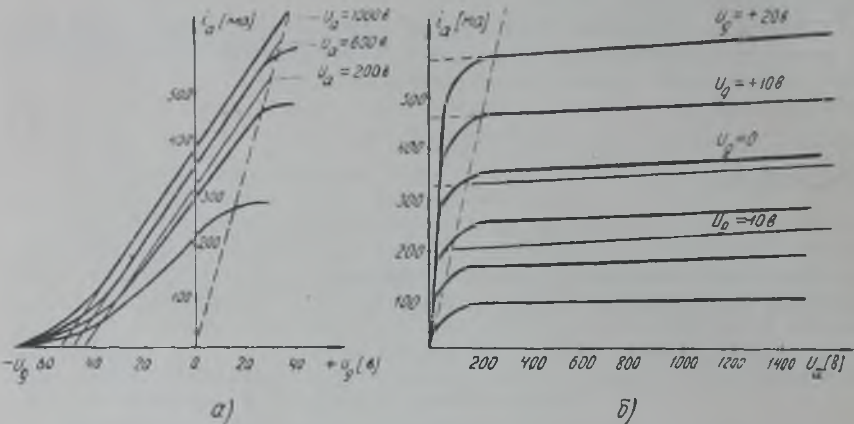


Рис. 1. 2. 2.

§ 1.3. Основное уравнение лампового генератора

При работе лампы в схеме генератора на ее управляющей сетке и аноде действуют напряжения, мгновенные значения которых определяются как

$$u_{g_1} = E_g + U_{mg} \cos \omega t$$

и

$$u_a = E_a - U_m \cos \omega t.$$

Подставляя эти значения напряжений в уравнение (1.2.8), найдем выражение, определяющее мгновенное значение анодного тока:

$$i_a = S\,[E_{g_1} + U_{mg} \cos \omega t + D\,(E_a - E_{a_0} - U_m \cos \omega t)] = \\ = S\,[E_{g_1} + D\,(E_a - E_{a_0})] + S\,(U_{mg} - DU_m) \cos \omega t\,. \qquad (1.3.1)$$

Это выражение по предложению академика А. И. Берга называется основным уравнением лампового генератора.

Первое слагаемое в найденном выражении представляет собой величину анодного тока лампы при отсутствии переменных напряжений на сетке и аноде и называется током покоя лампы:

$$I_п = S\,[E_{g_1} + D\,(E_a - E_{a_0})]. \qquad (1.3.2)$$

В зависимости от величины и знака напряжения смещения ток покоя может быть положителен, равен нулю или отрицателен. В последнем случае он, разумеется, теряет физический смысл. Ток покоя обращается в нуль при условии:

$$E_{g_1} = -D\,(E_a - E_{a_0}) = E_{gB}. \qquad (1.3.3)$$

Это значение напряжения смещения называют напряжением запирания лампы.

Второе слагаемое выражения (1. 3. 1) есть косинусоида с амплитудой

$$J = S(U_{mg} - DU_m). \qquad (1.3.4)$$

Принимая обозначения (1. 3. 2) и (1. 3. 4), можно записать уравнение (1. 3. 1) в виде:

$$i_a = I_п + J\cos\omega t \geqslant 0. \qquad (1.3.5)$$

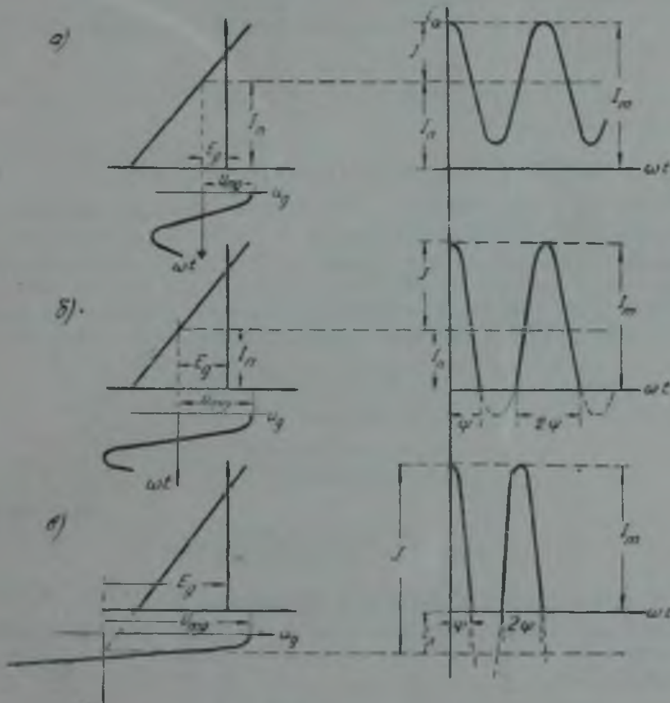


Рис. 1. 3. 1.

В зависимости от соотношения между постоянными и переменными напряжениями, действующими на электродах лампы, возможны три характерных случая:

$$а)\ J \leqslant I_п; \quad б)\ J > I_п; \quad в)\ I_п < 0.$$

На рис. 1. 3. 1 эти случаи представлены графически.

В случае «а» анодный ток можно представить как сумму постоянного тока покоя $I_п$ и косинусоидального переменного тока с амплитудой I. Очевидно, постоянная составляющая анодного тока при этом равна току покоя

$$I_{a_0} = I_п = S[E_g - E_{gB}], \qquad (1.3.6)$$

а амплитуда первой гармоники его

$$I_{a_1} = I = S(U_{mg} - DU_m). \qquad (1.3.7)$$

Такой режим работы анодной цепи лампы называется режимом колебаний без отсечки анодного тока.

В случаях «б» и «в» анодный ток лампы в интервале $0 < \omega t < \psi$ убывает по косинусоидальному закону от максимальной величины $I_m = S[E_g - E_{gB}] + S(U_{mg} - DU_m)$, имеющей место при $\omega t = 0$, до нуля при $\omega t = \psi$, после чего остается равным нулю в интервале $\psi < \omega t < (2\pi - \psi)$. Такой режим работы анодной цепи лампы называется режимом колебаний с отсечкой анодного тока. Значение фазы $\omega t = \psi$, при которой анодный ток обращается в нуль, называется углом отсечки анодного тока. Уравнение (1. 3. 1) при этом будет справедливо только в интервале $0 < \omega t < \psi$.

В момент $\omega t = 0$

$$i_a = I_m = S[E_g - E_{gB}] + S(U_{mg} - DU_m). \tag{1.3.8}$$

В момент $\omega t = \psi$

$$i_a = 0 = S[E_g - E_{gB}] + S(U_{mg} - DU_m)\cos\psi. \tag{1.3.9}$$

Величину I_m будем называть амплитудой импульса анодного тока. Вычитая (1. 3. 9) из (1. 3. 8), получим

$$I_m = S(U_{mg} - DU_m)(1 - \cos\psi). \tag{1.3.10}$$

Вычитая (1. 3. 9) из (1. 3. 1), получим основное уравнение лампового генератора при работе с отсечкой анодного тока:

$$i_a = S(U_{mg} - DU_m)(\cos\omega t - \cos\psi). \tag{1.3.11}$$

Деля (1. 3. 11) на (1. 3. 10), получим

$$\frac{i_a}{I_m} = \frac{\cos\omega t - \cos\psi}{1 - \cos\psi},$$

откуда

$$i_a = I_m \frac{\cos\omega t - \cos\psi}{1 - \cos\psi}. \tag{1.3.12}$$

Это и есть зависимость анодного тока от времени.

Значение угла отсечки анодного тока определяется напряжениями, действующими на электродах лампы, и легко может быть найдено из выражения (1. 3. 9)

$$\psi = \arccos\left[-\frac{E_g - E_{gB}}{U_{mg} - DU_m}\right]. \tag{1.3.13}$$

Используя найденное уравнение анодного тока лампы, можем определить его постоянную составляющую и амплитуду первой гармоники:

$$I_{a_0} = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} i_a(t)\,dt = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} i_a(\omega t)\,d\omega t.$$

Учитывая, что $i_a(t)$ при выбранном начале отсчета времени есть функция четная, конечная в интервале $0 < \omega t < \psi$ и равная нулю в остальную часть половины периода, можем написать:

$$I_{a_0} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\psi} I_m \frac{\cos\omega t - \cos\psi}{1 - \cos\psi}\,d\omega t = I_m \frac{\sin\psi - \psi\cos\psi}{\pi(1 - \cos\psi)}.$$

Обозначим $\frac{I_{a_0}}{I_m} = \alpha_0$. Тогда

$$\alpha_0 = \frac{\sin\psi - \psi\cos\psi}{\pi(1-\cos\psi)}. \tag{1.3.14}$$

Величина α_0 называется коэффициентом постоянной составляющей анодного тока лампы.

Определим амплитуду первой гармоники анодного тока:

$$I_{a_1} = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} i_a(\omega t)\cos\omega t\, d\omega t = \frac{2}{\pi}\int_0^{\psi} I_m \frac{\cos\omega t - \cos\psi}{1-\cos\psi}\cos\omega t\, d\omega t =$$

$$= I_m \frac{\psi - \sin\psi\cos\psi}{\pi(1-\cos\psi)}.$$

Обозначим $\frac{I_{a_1}}{I_m} = \alpha_1$. Тогда

$$\alpha_1 = \frac{\psi - \sin\psi\cos\psi}{\pi(1-\cos\psi)}. \tag{1.3.15}$$

Как было сказано в § 1.1, в ряде случаев контур в анодной цепи настраивается на частоту, кратную частоте напряжения возбуждения. Для этого случая представляет практический интерес получение расчетных выражений для высших гармоник анодного тока.

Определим амплитуду гармоники порядка k:

$$I_{ak} = \frac{2}{\pi}\int_0^{\psi} I_m \frac{\cos\omega t - \cos\psi}{1-\cos\psi}\cos k\omega t\, d\omega t =$$

$$= I_m \frac{2[\sin k\psi\cos\psi - \cos k\psi\sin\psi]}{\pi k(k^2-1)(1-\cos\psi)}.$$

Следовательно,

$$\alpha_k = \frac{2(\sin k\psi\cos\psi - \cos k\psi\sin\psi)}{\pi k(k^2-1)(1-\cos\psi)}. \tag{1.3.16}$$

Как было отмечено выше, коэффициент полезного действия генератора определяется отношением $\gamma_1 = \frac{I_{a_1}}{I_{a_0}} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0}$, являющимся функцией угла отсечки анодного тока:

$$\gamma_1 = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{\psi - \sin\psi\cos\psi}{\sin\psi - \psi\cos\psi}. \tag{1.3.17}$$

При $\psi = \pi$:

$$\alpha_1 = 0{,}5;\ \alpha_0 = 0{,}5;\ \gamma = 1 \text{ и к. п. д. } \eta = 0{,}5\xi. \tag{1.3.18}$$

С уменьшением угла отсечки функция $\gamma_1(\psi)$ растет, стремясь при $\psi \to 0$ к $\gamma_{макс} = 2$. Следовательно,

$$\eta_{\psi\to 0} \to \xi. \tag{1.3.19}$$

Таким образом, при колебаниях с отсечкой анодного тока значительно увеличивается коэффициент полезного действия генератора.

Величина полезной мощности, выделяемой в контуре лампового генератора, определяется амплитудой первой гармоники:

$$P = \frac{U_m I_{a_1}}{2} = \frac{\xi E_a \alpha_1 I_m}{2} = 0{,}5\xi E_a I_m \alpha_1, \tag{1.3.20}$$

т. е. при постоянном коэффициенте использования анодного напряжения и заданных для лампы значениях I_m и E_a прямо пропорциональна величине α_1. Исследуя выражение (1.3.15), находим, что при $\psi \cong \frac{2}{3}\pi$ коэффициент первой гармоники имеет максимум

$$\alpha_{1\,\text{макс}} = 0{,}536.$$

При $\psi = \pi$

$$\alpha_1 = 0{,}500.$$

В интервале $0 < \psi < \frac{2}{3}\pi$ коэффициент первой гармоники убывает с уменьшением ψ, стремясь к нулю при $\psi = 0$.

Итак, с уменьшением угла отсечки анодного тока в интервале $0 < \psi < \frac{2}{3}\pi$ коэффициент полезного действия возрастает, а полезная мощность уменьшается. Поэтому режим работы с весьма малыми значениями угла отсечки анодного тока используется редко. Наиболее целесообразным является выбор угла отсечки в пределах 70—90°. При этом имеем $\alpha_1 \cong 0{,}5$, т. е. величина полезной мощности получится того же порядка, как и при работе без отсечки, а величина к. п. д.

$$\eta = 0{,}5\xi\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = 0{,}2\pi\xi = 0{,}786\xi,$$

т. е. примерно в полтора раза больше, чем при работе без отсечки. В последнем и состоит энергетическое преимущество работы с отсечкой анодного тока, в силу которого все генераторы сколько-нибудь значительной мощности (начиная от единиц ватт) работают именно в этом режиме.

Вернемся к основному уравнению лампового генератора и установим связь между амплитудой первой гармоники анодного тока и амплитудой напряжения возбуждения:

$$I_m = S(U_{mg} - DU_m)(1 - \cos\psi).$$

Умножая обе части этого равенства на величину α_1 и учитывая, что $U_m = I_{a_1}R_э$, получим

$$I_{a_1} = S(U_{mg} - DI_{a_1}R_э)\,\alpha_1(1 - \cos\psi),$$

откуда

$$I_{a_1} = \frac{\mu U_{mg}}{R_i\frac{1}{\alpha_1(1-\cos\psi)} + R_э}.$$

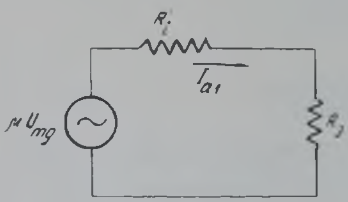


Рис. 1.3.2.

Величина $\frac{1}{\alpha_1(1-\cos\psi)}$ называется коэффициентом приведения внутреннего сопротивления лампы и обозначается

$$\alpha_i = \frac{1}{\alpha_1(1-\cos\psi)}. \qquad (1.3.21)$$

Следовательно,

$$I_{a_1} = \frac{\mu U_{mg}}{R_i\alpha_i + R_э} = \frac{\mu U_{mg}}{R_i' + R_э}. \qquad (1.3.22)$$

Это означает, что при колебаниях с отсечкой ламповый генератор может быть представлен эквивалентной схемой, в которой генератор синусоидальной э. д. с., равной μU_{mg}, с внутренним сопротивлением $R_i' = R_i\alpha_i$, нагружен на активное сопротивление $R_э$. Такая эквивалентная схема представлена на рис. 1.3.2.

Данная эквивалентная схема определяет связь между амплитудой первой гармоники анодного тока (или амплитудой напряжения на контуре $U_m = I_{a_1} R_э$) и напряжением возбуждения управляющей сетки. Энергетического смысла она, разумеется, не имеет, так как анодный ток и напряжение возбуждения действуют в различных цепях.

Итак, режим лампового генератора определяется величинами α_0, α_1, γ и α_i, являющимися функциями угла отсечки анодного тока. Эти функции впервые введены в радиотехнику и рассчитаны академиком А. И. Бергом и носят его имя. Графики функций Берга изображены на рис. 1. 3. 3, а в приложении № 1 даны таблицы этих функций.

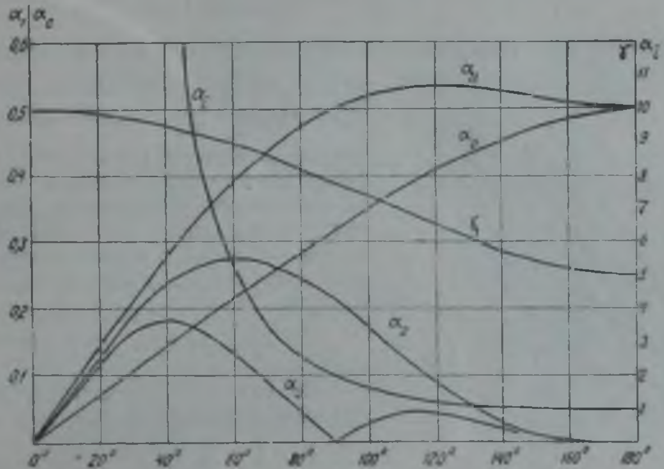


Рис. 1. 3. 3.

§ 1. 4. Динамические характеристики лампы при работе генератора

Динамической характеристикой лампы при работе генератора называется зависимость мгновенного значения анодного тока от мгновенного напряжения на сетке или аноде, при наличии в анодной цепи нагрузки в виде колебательного контура. Ограничимся случаем, когда контур настроен на частоту напряжения возбуждения.

Из основного уравнения лампового генератора следует:

$$i_a = S\,[E_g - E_{gB}] + S\,(U_{mg} - DU_m)\cos\omega t;$$

имея в виду, что

$$U_m = I_{a_1} R_э = \frac{\mu U_{mg} R_э}{R_i \alpha_i + R_э},$$

получим

$$i_a = S\,[E_g - E_{gB}] + SU_{mg}\left(1 - \frac{R_э}{R_i \alpha_i + R_э}\right)\cos\omega t =$$

$$= S\,[E_g - E_{gB}] + SU_{mg}\frac{R_i \alpha_i}{R_i \alpha_i + R_э}\cos\omega t. \qquad (1.4.1)$$

Мгновенное значение напряжения на сетке

$$u_g = E_g + U_{mg}\cos\omega t.$$

Следовательно,

$$U_{mg}\cos\omega t = u_g - E_g.$$

Введя величину мгновенного значения напряжения на сетке в выражение (1. 4. 1), получим уравнение динамической характеристики:

$$i_a = S\,[E_g - E_{gB}] + S\,\frac{R_i\alpha_1}{R_i\alpha_1 + R_э}\,(u_g - E_g). \qquad (1.4.2)$$

Это — уравнение прямой, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс, называемый крутизной динамической характеристики лампы, равен

$$S_{дg} = \frac{\partial i_a}{\partial u_g} = S\,\frac{R_i\alpha_1}{R_i\alpha_1 + R_э}\,. \qquad (1.4.3)$$

Таким образом, динамическая характеристика лампы в системе координат $i_a = f(u_g)$ представляет собой прямую линию с крутизной $S_{дg} = S\,\frac{R_i\alpha_1}{R_i\alpha_1 + R_э}$, зависящей от параметров лампы, угла отсечки и эквивалентного сопротивления контура, пересекающую статическую характеристику для данного постоянного напряжения на аноде в точке, соответствующей току покоя. Действительно, если $u_g = E_g$, то

$$i_a = S\,[E_g - E_{gB}] = I_п\,.$$

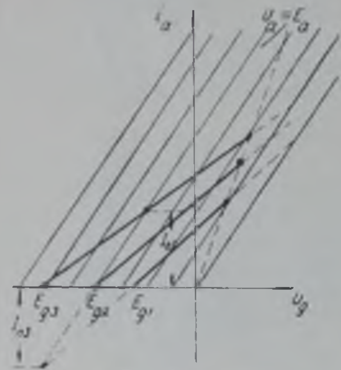


Рис. 1. 4. 1.

На рис. 1. 4. 1 представлены динамические характеристики для случаев $\psi > \frac{\pi}{2}$, $\psi = \frac{\pi}{2}$ и $\psi < \frac{\pi}{2}$.

Часто динамические характеристики используются в системе координат $i_a = f(u_a)$. Для нахождения зависимости анодного тока от анодного напряжения в основном уравнении лампового генератора выразим U_{mg} через U_m; тогда получим

$$i_a = S\,[E_g - E_{gB}] + SU_m\left(\frac{U_{mg}}{U_m} - D\right)\cos\omega t.$$

Так как

$$\frac{U_{mg}}{U_m} = \frac{D\,(R_i' + R_э)}{R_э}\,,$$

$$i_a = S\,[E_g - E_{gB}] + \frac{\alpha_1}{R_э}\,U_m\cos\omega t.$$

Мгновенное значение напряжения на аноде

$$u_a = E_a - U_m\cos\omega t,$$

откуда

$$U_m\cos\omega t = E_a - u_a.$$

Следовательно,

$$i_a = S\,[E_g - E_{gB}] + (E_a - u_a)\cdot\frac{\alpha_1}{R_э}\,. \qquad (1.4.4)$$

Это и есть уравнение динамической характеристики лампы в системе координат $i_a = f(u_a)$.

Из сказанного следует, что и в рассматриваемой системе координат динамическая характеристика представляет собой прямую линию, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс будет равен

$$S_{da} = \frac{\partial i_a}{\partial u_a} = -\frac{\alpha_1}{R_э}, \tag{1.4.5}$$

т. е. не зависит от параметров лампы, а определяется эквивалентным сопротивлением контура и углом отсечки анодного тока. Это является определенным преимуществом данной системы координат, в силу которого она используется чаще, чем ранее рассмотренная.

При $u_a = E_a$, т. е. в момент, когда колебательное напряжение на контуре проходит через нуль,

$$i_a = S\,[E_g - E_{gB}] = I_n.$$

На рис. 1. 4. 2 представлены динамические характеристики в системе координат $i_a = f(u_a)$ для случаев $\psi > \frac{\pi}{2}$, $\psi = \frac{\pi}{2}$ и $\psi < \frac{\pi}{2}$.

Уравнения динамической характеристики (1. 4. 4) и (1. 4. 5) справедливы при тех же условиях, при которых справедливо основное уравнение лампового генератора, из которого они были получены, т. е. при $0 < i_a < I_e$ и, кроме того, при условии, что анодный ток значительно превышает суммарный ток сеток. Так, при всех значениях $i_a \leqslant 0$ динамическая характеристика совпадает с осью абсцисс, при $i_a \geqslant I_e$ она пойдет параллельно оси абсцисс, наконец, в области перераспределения анодного и сеточного токов динамическая характеристика совпадает с линией критического режима. Таким образом, в общем случае динамическая характеристика имеет вид ломаной, причем уравнения (1. 4. 4) и (1. 4. 5) определяют наклонный к оси абсцисс участок ее.

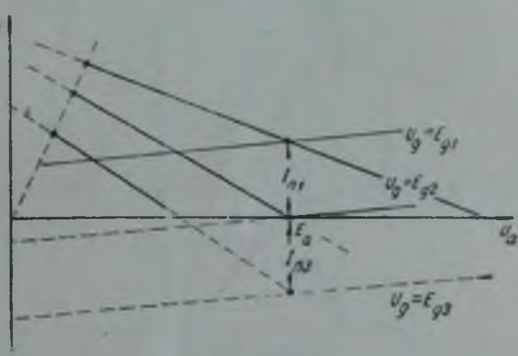


Рис. 1. 4. 2.

§ 1. 5. Нагрузочные характеристики и режимы работы генератора

Величина эквивалентного сопротивления контура, включенного в анодную цепь лампы, определяет положение ее динамической характеристики и, следовательно, значение токов, напряжений и мощностей в цепях лампового генератора. Выше было установлено, что увеличение эквивалентного сопротивления уменьшает крутизну динамической характеристики в обеих системах координат. Проследим влияние величины эквивалентного сопротивления контура на форму импульса анодного тока, напряжение на контуре и энергетические показатели генератора, при условии, что величины E_g, U_{mg} и E_a постоянны.

Построим импульсы анодного тока, пользуясь системой координат $i_a = f(u_a)$ (рис. 1. 5. 1).

При изменениях эквивалентного сопротивления верхняя точка динамической характеристики будет перемещаться по статической характеристике для $u_{g\,макс} = E_g + U_{mg}$. Абсцисса этой точки определяет минимальное напряжение на аноде: $u_{a\,мин} = E_a - U_m$. При $R_{э_1} = 0$ динамическая характеристика займет положение *1*. Напряжение на контуре при этом, очевидно, будет равно нулю, следовательно, и полезная мощность, а также и к. п. д. равны нулю. Импульс анодного тока имеет косинусоидальную форму. С увеличением $R_э$ динамическая характеристика будет наклоняться к оси абсцисс и при некотором $R_{э_2}$ займет положение *2*. При этом в интервале $0 < R_э < R_{э_2}$ импульс анодного тока сохраняет косинусоидальную форму, амплитуда импульса несколько уменьшается с увеличением I_m, напряжение на контуре U_m, полезная мощность и к. п. д. возрастают. Режим анодной цепи, при котором импульс анодного тока сохраняет косинусоидальную форму, называется недонапряженным. При дальнейшем увеличении $R_э$ в некоторый момент времени $\omega t = \psi_1$ начнется перераспределение эмиссионного тока между анодом и сетками, динамическая характе-

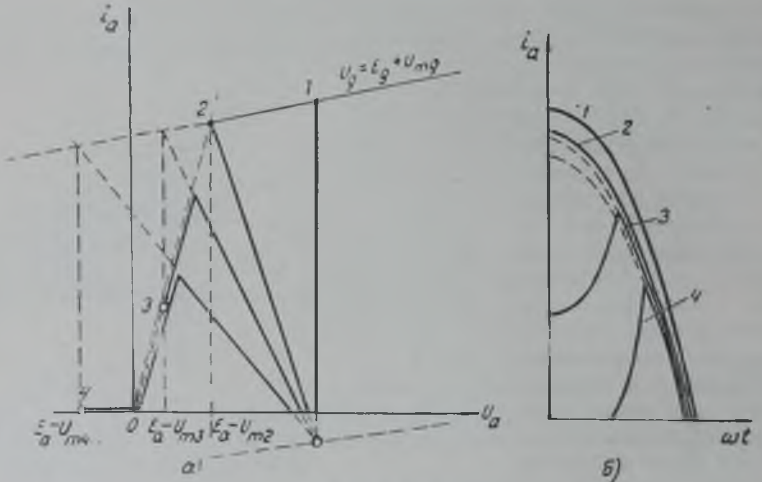


Рис. 1. 5. 1.

ристика пойдет по линии критического режима и в импульсе анодного тока появится впадина. Такой режим работы анодной цепи называется перенапряженным режимом.

Пограничный режим, соответствующий положению *2* динамической характеристики, называется критическим, а соответствующее ему значение $R_{э\,кр}$ — критическим сопротивлением контура.

При увеличении сопротивления контура в интервале $R_{э\,кр} < R_э < R_{э_3}$ амплитуда импульса и его угол отсечки уменьшаются, глубина впадины увеличивается.

При дальнейшем увеличении $R_э$ напряжение на контуре становится больше E_a, т. е. $\xi > 1$, и некоторую часть полупериода ψ_2 напряжение на аноде лампы отрицательно и анодный ток равен нулю. В импульсе анодного тока появляется провал, т. е. импульс анодного тока раздваивается. При $R_э \to \infty$ первая гармоника анодного тока стремится к нулю.

Итак, полезная мощность равна нулю при $R_э = 0$ и при $R_э = \infty$. Следовательно, при некотором значении $R_э$ полезная мощность должна быть максимальна. Для определения этого значения $R_э$ требуется найти зависимость $P = f(R_э)$. Для расчета данной зависимости необходимо проанализировать характер изменения импульсов анодного тока при изменении сопротивления нагрузки.

На рис. 1.5.2 изображены отдельно импульсы анодного тока в недонапряженном и перенапряженном режимах.

Импульс в недонапряженном режиме характеризуется параметрами I_m и ψ и уже детально нами исследован. Для анализа импульса рис. 1.5.2, *б* введем следующие параметры, смысл которых ясен из рисунка: фиктивную амплитуду I'_m, истинную амплитуду I_m, нижний угол отсечки ψ и верхний угол отсечки ψ_1.

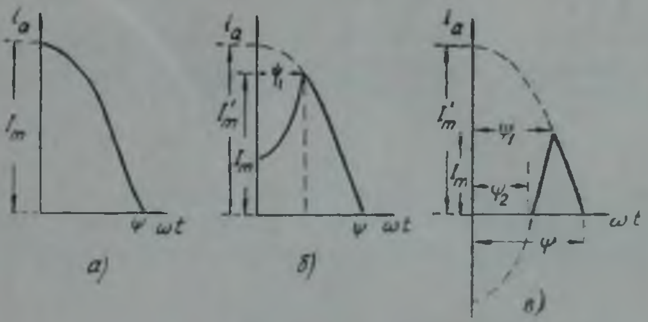


Рис. 1.5.2.

Используя основное уравнение лампового генератора, получим: при $\omega t = 0$

$$i_a = I'_m = I_п + S\,(U_{mg} - DU_m);$$

при $\omega t = \psi$

$$i_a = 0 = I_п + S\,(U_{mg} - DU_m)\cos\psi;$$

при $\omega t = \psi_1$

$$i_a = I_m = I_п + S\,(U_{mg} - DU_m)\cos\psi_1.$$

Следовательно,

$$I_m = S\,(U_{mg} - DU_m)\,(\cos\psi_1 - \cos\psi). \tag{1.5.1}$$

С другой стороны, из рис. 1.5.1 очевидно, что

$$E_a - U_m\cos\psi_1 = \frac{I_m}{S_{кр}} = \frac{S}{S_{кр}}\,(U_{mg} - DU_m)\,(\cos\psi_1 - \cos\psi),$$

откуда

$$\cos\psi_1 = \frac{E_a - \dfrac{S}{S_{кр}}\,(U_{mg} - DU_m)\cos\psi}{U_m + \dfrac{S}{S_{кр}}\,(U_{mg} - DU_m)}. \tag{1.5.2}$$

Глубина впадины в импульсе анодного тока представляет собой амплитуду суммарного сеточного тока:

$$I_{g\Sigma} = I_m - S_{кр}\,(E_a - U_m) = S\,(U_{mg} - DU_m)\,(\cos\psi_1 - \cos\psi) - \\ - S_{кр}\,(E_a - U_m). \tag{1.5.3}$$

Импульс анодного тока (рис. 1.5.2, *б*) можно представить как разность двух импульсов (рис. 1.5.3) — усеченного косинусоидального с амплитудой I_m, углом нижней отсечки ψ и углом верхней отсечки ψ_1, и косинусоидального с амплитудой $I_{g\Sigma}$ и углом отсечки ψ_1.

Мгновенное значение анодного тока для усеченного косинусоидального импульса в интервале $0 < \omega t < \psi_1$:

$$i_a = I_m;$$

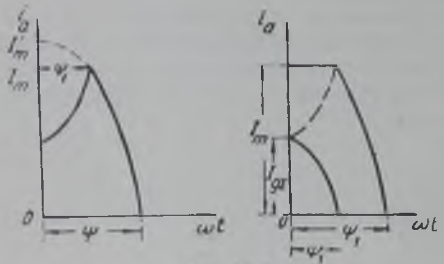


Рис. 1.5.3.

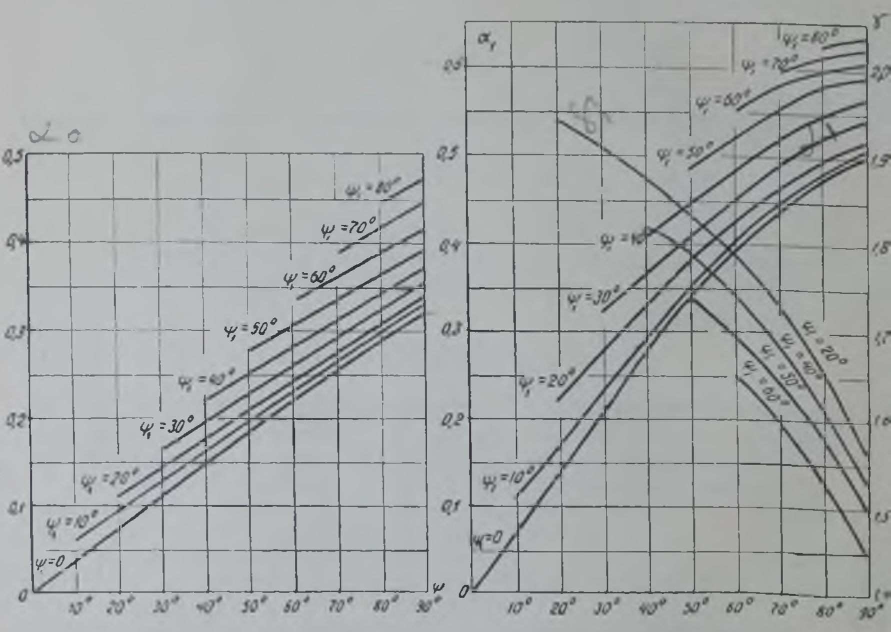
в интервале $\psi_1 < \omega t < \psi$:

$$i_a = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{\cos \psi_1 - \cos \psi}.$$

Мгновенное значение суммарного сеточного тока:

$$i_{g\Sigma} = I_{g\Sigma} \frac{\cos \omega t - \cos \psi_1}{1 - \cos \psi_1}.$$

На рис. 1.5.4 изображены функции Берга $\alpha_0 = f(\psi;\ \psi_1)$ и $\alpha_1 = f(\psi;\ \psi_1)$ для усеченного импульса. Амплитуда первой гармоники импульса с впадиной есть разность амплитуд первой гармоники усеченного



а) б)

Рис. 1.5.4.

импульса анодного тока и первой гармоники косинусоидального импульса суммарного сеточного тока, которая определяется по рис. 1.3.3:

$$I_{a_1} = I_m \cdot \alpha_1(\psi;\ \psi_1) - I_{g\Sigma} \cdot \alpha_1(\psi_1).$$

Следовательно,

$$\alpha_1 = \alpha_1(\psi; \psi_1) - \frac{I_{g\Sigma}}{I_m} \alpha_1(\psi_1); \qquad (1.5.4)$$

аналогично

$$\alpha_0 = \alpha_0(\psi; \psi_1) - \frac{I_{g\Sigma}}{I_m} \alpha_0(\psi_1). \qquad (1.5.5)$$

Коэффициент приведения внутреннего сопротивления:

$$\alpha_i = \frac{1}{\alpha_1(\cos\psi_1 - \cos\psi)}. \qquad (1.5.6)$$

Импульс анодного тока в перенапряженном режиме, при $\xi > 1$ (рис. 1.5.5), можно представить как разность двух усеченных косинусоидальных импульсов с равными амплитудами I_m, но различными углами отсечки ψ, ψ_1, ψ_2.

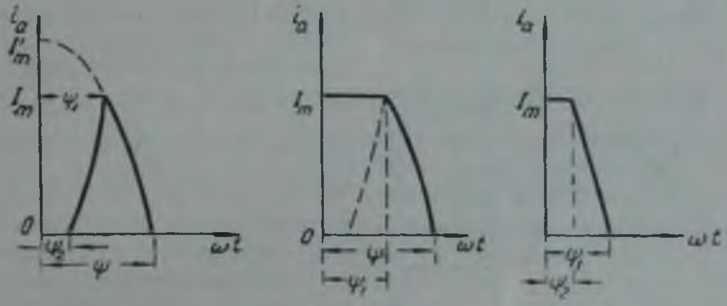


Рис. 1.5.5.

Углы отсечки ψ и ψ_1 определяются как и в предыдущем случае, а угол ψ_2 — из условия:

$$E_a - U_m \cos\psi_2 = 0,$$

откуда

$$\cos\psi_2 = \frac{E_a}{U_m} = \frac{1}{\xi}. \qquad (1.5.7)$$

В соответствии с таким представлением коэффициенты разложения импульса анодного тока в перенапряженном режиме при этом определяются как разность соответствующих коэффициентов разложения усеченных импульсов:

$$\alpha_0 = \alpha_0(\psi; \psi_1) - \alpha_0(\psi_1; \psi_2); \qquad (1.5.8)$$

$$\alpha_1 = \alpha_1(\psi; \psi_1) - \alpha_1(\psi_1; \psi_2). \qquad (1.5.9)$$

Интересующая нас зависимость $P = f(R_э)$ не может быть просто выражена через известные функции, так как с изменением эквивалентного сопротивления изменяются углы отсечки импульса, являющиеся трансцендентными функциями напряжений, действующих на электродах лампы. Поэтому расчет нагрузочной характеристики приходится выполнять следующим образом. Считаем заданными и неизменными значения E_g, E_a и U_{mg} и задаемся рядом значений амплитуды напряжения на контуре (или, что то же самое, рядом значений коэффициента использования анодного напряжения). Для каждого значения U_m можем определить по вышеприведенным формулам форму импульса и найти его постоянную составляющую и амплитуду первой гармоники, величину $R_э = \frac{U_m}{I_{a_1}}$, величину подводимой мощности $P_0 = E_a \cdot I_{a0}$, полезной мощности $P = \frac{U_m \cdot I_{a1}}{2}$ и к. п. д.

Примерный характер нагрузочных характеристик генератора представлен на рис. 1. 5. 6. Такой вид нагрузочных характеристик качественно можно объяснить следующим образом. Пока $R_э < R_{э\,кр}$, увеличение его вызывает незначительное уменьшение амплитуды первой гармоники. Вследствие этого напряжение на контуре почти линейно возрастает, а значит, и полезная мощность $P = \frac{U_m^2}{2R_э}$ также возрастает почти линейно. Если $R_э > R_{э\,кр}$,— в импульсе анодного тока появляется впадина, вследствие чего амплитуда первой гармоники и постоянная составляющая анодного тока начинают быстро уменьшаться. Это приводит к уменьшению полезной и подводимой мощности, а также и мощности, рассеиваемой на аноде лампы. С появлением впадины в импульсе анодного тока уменьшается и коэффициент формы импульса $\gamma_1 = \frac{\alpha_1}{\alpha_0}$, но зато увеличивается коэффициент использования анодного напряжения $\xi = \frac{U_m}{E_a}$, в результате чего коэффициент полезного действия с переходом в перенапряженный режим несколько возрастает и затем начинает уменьшаться.

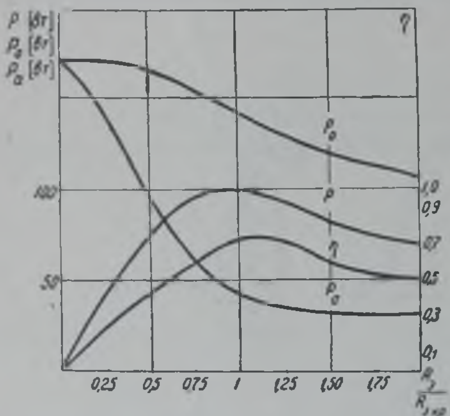


Рис. 1. 5. 6.

На основе анализа обширных материалов по расчету и измерениям нагрузочных характеристик Н. С. Бесчастнов и В. Н. Сосунов предложили эмпирические формулы, с достаточной для практических расчетов степенью точности аппроксимирующие нагрузочные характеристики.

Эти формулы имеют следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{P}{P_{кр}} &= \frac{R_э}{R_{э\,кр}}\left(2 - \frac{R_э}{R_{э\,кр}}\right) \text{ для } 0 < \frac{R_э}{R_{э\,кр}} < 1{,}25; \\ \frac{P}{P_{кр}} &= \frac{7}{4\frac{R_э}{R_{э\,кр}} + 2{,}5} \text{ для } 1{,}25 < \frac{R_э}{R_{э\,кр}} < \infty; \end{aligned}\right| \qquad (1.5.10)$$

$$\frac{P_0}{P_{0\,кр}} = \frac{3}{2 + \frac{R_э}{R_{э\,кр}}} \text{ для } 0 < \frac{R_э}{R_{э\,кр}} < \infty. \qquad (1.5.11)$$

Приняв указанную аппроксимацию, получим для к. п. д.

$$\eta = \gamma_{1\,кр} \cdot \frac{4\frac{R_э}{R_{э\,кр}} - \left(\frac{R_э}{R_{э\,кр}}\right)^3}{3}, \qquad (1.5.12)$$

откуда следует, что при

$$\frac{R_э}{R_{э\,кр}} = \sqrt{\frac{4}{3}} = 1{,}152$$

к. п. д. имеет максимум, равный

$$\eta_{макс} = 1{,}03\eta_{кр}. \qquad (1.5.13)$$

Полезная мощность при этом уменьшится до величины

$$P = 0{,}98P_{кр}. \qquad (1.5.14)$$

Таким образом, практически можно считать, что полезная мощность и к. п. д. генератора максимальны в критическом режиме. Поэтому электрический расчет генератора, т. е. определение режима генераторной лампы целесообразно производить ориентируясь на критический режим.

§ 1. 6. Зависимость режима генератора от питающих напряжений

В процессе работы лампового генератора напряжения смещения и возбуждения, а также анодное напряжение могут изменяться либо преднамеренно для тех или иных целей, либо в результате нестабильности их источников. Поэтому практически важно изучить зависимость режима анодной цепи, т. е. зависимость амплитуды первой гармоники и постоянной составляющей анодного тока, подводимой и полезной мощности, а также мощности, рассеиваемой на аноде, — от напряжения смещения, возбуждения и напряжения источника питания анодной цепи.

Ограничимся качественным рассмотрением этих зависимостей. Основными величинами, характеризующими режим анодной цепи, являются амплитуда первой гармоники и постоянная составляющая анодного тока, так как зная эти величины, при известных анодном напряжении и эквивалентном сопротивлении контура легко определить подводимую и полезную мощности, мощность потерь на аноде и к. п. д. Проследим за изменением амплитуды первой гармоники и постоянной составляющей анодного тока при изменении напряжения смещения, считая, что эквивалентное сопротивление контура $R_э$, напряжение источника анодного питания E_a и напряжение возбуждения U_{mg} остаются неизменными. Для упрощения рассуждений положим, что проницаемость лампы равна нулю. Тогда, для определения связи между интересующими нас величинами получим следующие зависимости:

$$\left.\begin{aligned} I_{a_1} &= I_m\alpha_1; \\ I_{a_0} &= I_m\alpha_0; \\ I_m &= SU_{mg}(1-\cos\phi); \\ \cos\phi &= -\frac{E_g - E_{gB}}{U_{mg}}. \end{aligned}\right\} \qquad (1.6.1)$$

С изменением напряжения смещения изменяется угол отсечки анодного тока, амплитуда импульса его и, как следствие этого, — все составляющие анодного тока. Определим напряжение смещения, при котором анодный ток лампы становится равным нулю. При этом, очевидно, $\psi = 0$, $\cos\psi = 1$, следовательно,

$$-\frac{E_{g\,\text{зап}} - E_{gB}}{U_{mg}} = 1,$$

откуда

$$E_{g\,\text{зап}} = E_{gB} - U_{mg}. \qquad (1.6.2)$$

С уменьшением отрицательного смещения от величины $E_{g\,\text{зап}}$ увеличивается угол отсечки анодного тока и амплитуда импульса. Вследствие этого увеличивается амплитуда первой гармоники и постоянная составляющая анодного тока, возрастает напряжение на контуре и уменьшается остаточное напряжение на аноде. При некотором значении смещения $E_{g\,\text{кр}}$ достигается критический режим и при последующем уменьшении отрицательного смещения начинается перераспределение анодного и сеточных токов, т. е. генератор переходит в перенапряженный режим. Дальнейшее уменьшение отрицательного смещения увеличивает напряженность режима, вследствие чего резко возрастают составляющие суммарного сеточного тока, рост составляющих анодного тока замедляется, затем прекращается и при достаточно малых отрицательных смещениях составляющие анодного тока убывают с уменьшением смещения. Изложенное иллюстрируется рис. 1.6.1. Таким образом, в перенапряженном режиме первая гармоника и постоянная составляющая анодного тока значительно слабее зависят от напряжения смещения, чем в недонапряженном.

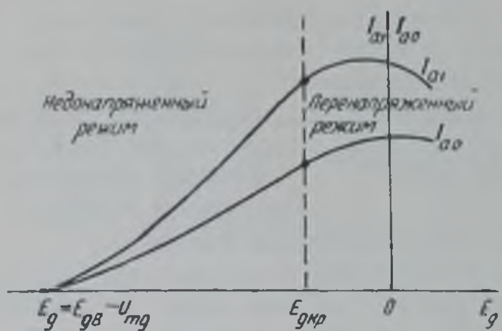


Рис. 1.6.1.

При изменении анодного напряжения наблюдается обратная картина. Положим, что напряжение смещения E_g и возбуждения U_{mg} остаются постоянными, а изменяется анодное напряжение E_a. При сделанном нами допущении ($D = 0$) эмиссионный ток лампы вообще не зависит от анодного напряжения. Поэтому в недонапряженном режиме, пока анодный ток остается значительно большим, чем суммарный сеточный, — он также не зависит от анодного напряжения. Следовательно, остаются постоянными величины I_{a1}, I_{a0}, U_m и P. По мере уменьшения анодного напряжения уменьшается остаточное напряжение на аноде $u_{a\,\text{мин}} = E_a - U_m$ и при некотором анодном напряжении $E_{a\,\text{кр}}$ наступает критический режим генератора. При дальнейшем уменьшении анодного напряжения генератор переходит в перенапряженный режим, суммарный сеточный ток быстро возрастает, составляющие анодного тока соответственно уменьшаются. В действительности проницаемость лампы не равна нулю, поэтому и в недонапряженном режиме наблюдается зависимость анодного тока от напряжения на аноде, но она значительно слабее, чем в перенапряженном режиме. Эта зависимость представлена на рис. 1.6.2.

Для определения характера зависимости составляющих анодного тока от напряжения возбуждения положим, что анодное напряжение E_a и напряжение смещения E_g — постоянны и обратимся к уравнению эквивалентной схемы лампового генератора:

$$\left.\begin{aligned} I_{a1} &= \frac{\mu U_{mg}}{R_i\alpha_1 + R_э} \cong \frac{S}{\alpha_1} U_{mg}; \\ I_{a0} &= \frac{I_{a1}}{\gamma_1} = \frac{S}{\alpha_1\gamma_1} U_{mg}. \end{aligned}\right| \qquad (1.6.3)$$

Коэффициент, стоящий перед величиной U_{mg} в правой части этих равенств, есть функция только угла отсечки анодного тока. Проследим за зависимостью угла отсечки от напряжения возбуждения.

Рассмотрим три случая: 1) $E_g = E_{gБ}$; 2) $E_g < E_{gБ}$ и 3) $E_g > E_{gБ}$.

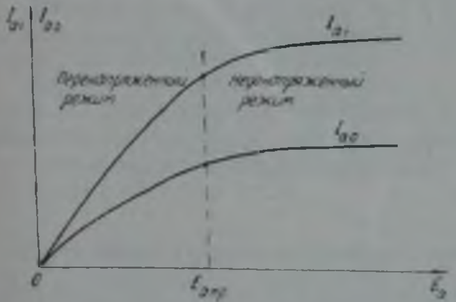


Рис. 1.6.2.

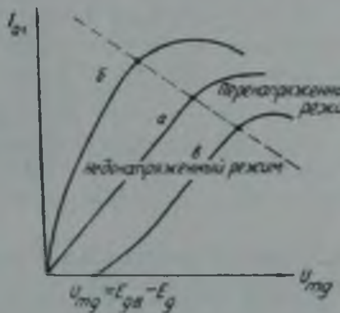


Рис. 1.6.3.

В первом случае (рис. 1.6.3, *а*) угол отсечки равен 90° и не зависит от амплитуды напряжения возбуждения. Действительно,

$$\cos\psi = -\frac{E_g - E_{gБ}}{U_{mg}} = 0;$$

$$\psi = 90°.$$

При этом получим:

$$\left.\begin{aligned} I_{a1} &= \frac{S}{2} U_{mg}; \\ I_{a0} &= \frac{S}{3{,}14} U_{mg}. \end{aligned}\right| \qquad (1.6.4)$$

Интересующие нас зависимости оказываются прямыми, проходящими через начало координат. Линейность этих зависимостей сохраняется до тех пор, пока генератор остается в недонапряженном режиме. При некотором значении напряжения возбуждения $U_{mg\,кр}$ наступает критический режим, а при дальнейшем увеличении его генератор переходит в перенапряженный режим, и рост составляющих анодного тока замедляется благодаря резкому увеличению суммарного сеточного тока. При достаточно больших значениях напряжения возбуждения составляющие анодного тока начинают уменьшаться с увеличением амплитуды U_{mg}.

Если $|E_g| < |E_{gБ}|$ (рис. 1.6.3, *б*), то

$$\cos\psi < 0.$$

Следовательно, угол отсечки анодного тока больше 90° и с увеличением амплитуды U_{mg} уменьшается, приближаясь к 90°. Коэффициенты $\frac{S}{\alpha_1}$ и $\frac{S}{\alpha_1\gamma_1}$ с увеличением амплитуды U_{mg} тоже уменьшаются, вследствие чего зависимости (1.6.3) в недонапряженном режиме будут иметь вид кривых, проходящих через начало координат и обращенных выпуклостью к оси ординат. Критический режим наступит в этом случае при напряжении возбуждения $U_{mg\,кр}$ меньшем, чем при $\psi = 90°$. В перенапряженном режиме эти зависимости будут примерно такими же.

Если $|E_g| > |E_{gB}|$ (рис. 1.6.3, в), то

$$\cos\psi > 0.$$

Следовательно, в этом случае угол отсечки меньше 90° и с увеличением амплитуды напряжение возбуждения приближается к 90°, т. е. увеличивается. Зависимости (1.6.3) в недонапряженном режиме будут иметь вид кривых, обращенных выпуклостью к оси абсцисс и не проходящих через начало координат. Начальная абсцисса этих кривых определится из условия $\psi = 0$, $\cos\psi = 1$, откуда

$$U_{mg\,нач} = -[E_g - E_{gB}].$$

Критический режим достигается при некотором $U_{mg\,кр}$, большем, чем в предыдущих случаях; характер этих зависимостей в перенапряженном режиме будет примерно такой же.

§ 1.7. Расчет генератора на заданную мощность в критическом режиме

Задача технического расчета генератора заключается в выборе лампы и определении ее режима, т. е. в определении питающих напряжений и потребляемых токов. Основными исходными данными для расчета являются колебательная мощность (P), которую требуется получить от генератора, и длина волны (λ).

Выбор генераторной лампы производится на основании следующих соображений. В критическом режиме амплитуда импульса анодного тока определяется соотношением:

$$I_{m\,кр} = S_{кр}(E_a - U_{m\,кр}).$$

Отсюда определяется критический коэффициент использования анодного напряжения:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_{m\,кр}}{S_{кр}E_a}. \qquad (1.7.1)$$

Для существующих генераторных ламп эта величина лежит в пределах 0,7—0,9. Ориентировочно можно принять $\xi_{кр} = 0{,}8$.

Работа генератора в большинстве случаев происходит с углом отсечки анодного тока порядка 90°. При этом $\alpha_1 = 0{,}5$, $\alpha_0 = 0{,}32$, $\gamma_1 = 1{,}57$.

Следовательно, полезная мощность, которая может быть получена от лампы, будет равна

$$P = \frac{U_m I_{a1}}{2} = \frac{\xi\alpha_1 E_a I_m}{2} \simeq \frac{E_a I_m}{5}, \qquad (1.7.2)$$

В паспорте лампы обычно указывается номинальное анодное напряжение $E_{a\,ном}$ и ток насыщения I_e, либо максимальное значение эмиссионного тока, при котором обеспечивается гарантированный заводом срок службы лампы, $I_{m\,макс}$. Величина

$$\frac{E_{a\,ном} I_{m\,макс}}{5} = P_{ном}$$

определяет наибольшую мощность, которая может быть получена от лампы, и называется ее номинальной мощностью. Очевидно,

$$P \leqslant P_{ном}.$$

Коэффициент полезного действия генератора в критическом режиме следует ожидать порядка

$$\eta = 0{,}5\gamma_1\xi \cong 0{,}65.$$

Мощность потерь на аноде лампы

$$P_a = P \cdot \frac{1-\eta}{\eta} \cong 0{,}5P \tag{1.7.3}$$

должна не превышать допустимой мощности потерь на аноде. Следовательно, $P \leqslant 2P_{a\,доп}$.

Таким образом, по заданной величине полезной мощности, пользуясь соотношениями (1.7.2) и (1.7.3), можно выбрать подходящую генераторную лампу. Если лампа выбрана, ее параметры: S, $S_{кр}$, E_{gB}, D, E_a, $I_{m\,макс}$ и $P_{a\,доп}$ можно считать известными.

Ход расчета зависит от соотношения между заданной мощностью и номинальной мощностью выбранной лампы. Если $P = P_{ном}$, т. е. предполагается полностью использовать номинальную мощность лампы, — импульс анодного тока I_m должен быть равен максимально допустимому для данной лампы:

$$I_m = I_{m\,макс}.$$

Дальнейший расчет ведется следующим образом:

а) По известному значению импульса анодного тока находим критический коэффициент использования анодного напряжения из формулы (1.7.1)

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_{m\,макс}}{S_{кр}E_a}.$$

Затем определяем амплитуду напряжения на контуре и первой гармоники анодного тока:

$$U_m = \xi_{кр}E_a; \quad I_{a_1} = \frac{2P}{U_m}.$$

б) Требуемое значение эквивалентного сопротивления колебательного контура

$$R_{э\,кр} = \frac{U_m}{I_{a_1}}.$$

Обеспечение требуемого значения эквивалентного сопротивления при заданной длине волны λ является самостоятельной задачей расчета колебательного контура и рассматривается в дальнейшем.

в) Угол отсечки анодного тока вычисляем пользуясь найденными величинами I_m и I_{a_1}:

$$\alpha_1 = \frac{I_{a_1}}{I_m}.$$

По известному коэффициенту первой гармоники, по графикам или таблицам функций Берга определяем угол отсечки и коэффициенты α_0 и α_1.

г) Зная коэффициент α_0, вычисляем постоянную составляющую анодного тока

$$I_{a_0} = I_m \cdot \alpha_0.$$

Подводимая мощность равна

$$P_0 = E_a \cdot I_{a_0}.$$

Коэффициент полезного действия

$$\eta = \frac{P}{P_0}.$$

Проверяем мощность потерь на аноде:

$$P_a = P_0 - P \leqslant P_{a\,доп}.$$

д) Пользуясь уравнением эквивалентной схемы лампового генератора, находим амплитуду напряжения возбуждения управляющей сетки

$$U_{mg} = DI_{a_1}(R_i\alpha_i + R_э). \qquad (1.7.4)$$

Из выражения (1.3.13) находим напряжение смещения

$$E_g = E_{gB} - (U_{mg} - DU_m)\cos\psi. \qquad (1.7.5)$$

Таким образом, все величины, характеризующие рабочий режим генератора, найдены.

Если требуется рассчитать генератор на мощность меньшую, чем номинальная мощность выбранной лампы, следует задаться углом отсечки в пределах 70—90° и по известному углу отсечки из графиков или таблиц функций Берга найти значения α_1, α_0 и α_i. Далее определяем:

а) Критический коэффициент использования анодного напряжения

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_m}{S_{кр}E_a}.$$

Однако величина I_m теперь неизвестна. Определим ее исходя из заданной мощности P и угла отсечки ψ:

$$P = \frac{\xi_{кр}\cdot E_a\cdot\alpha_1 I_m}{2},$$

откуда

$$I_m = \frac{2P}{\xi_{кр}\alpha_1 E_a}$$

и

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{2P}{S_{кр}\xi_{кр}\alpha_1 E_a^2}.$$

Решая это квадратное уравнение относительно $\xi_{кр}$, получим

$$\xi_{кр} = 0{,}5\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{8P}{S_{кр}\alpha_1 E_a^2}}\right). \qquad (1.7.6)$$

В последнем выражении перед корнем следует брать знак плюс, так как при этом обеспечивается большее значение коэффициента использования анодного напряжения, а следовательно, и более высокий к. п. д. Отсюда находим $U_m = \xi_{кр}E_a$ и $I_{a_1} = \frac{2P}{U_m}$, $R_{э\,кр} = \frac{U_m}{I_{a_1}}$.

б) Определяем амплитуду импульса и постоянную составляющую анодного тока:

$$I_m = \frac{I_{a_1}}{\alpha_1}; \quad I_{a_0} = I_m\alpha_0.$$

Подводимая мощность $P_0 = I_a E_a$; к. п. д. $\eta = \frac{P}{P_0}$.

Проверяем мощность потерь на аноде:

$$P_a = P_0 - P \leqslant P_{a\,доп}.$$

Все остальные подлежащие расчету величины определяются точно так же, как и в предыдущем варианте расчета.

Приведенные выше расчетные соотношения справедливы при использовании в качестве генераторной лампы как триодов, так и многосеточных ламп — лучевых тетродов и пентодов.

В последнем случае, однако, расчетные формулы для напряжения возбуждения и смещения могут быть упрощены. Многосеточные лампы характерны весьма малой величиной общей проницаемости и большим внутренним сопротивлением. Полагая в расчетных формулах $D = 0$ и $R_i \gg R_э$, получим:

$$U_{mg} = \frac{I_a \alpha_1}{S}; \qquad (1.7.7)$$

$$E_g = E_{gB} - U_{mg} \cos \psi. \qquad (1.7.8)$$

§ 1. 8. Расчет удвоителя частоты на заданную мощность

Как было показано выше, генератор с внешним возбуждением может работать в качестве умножителя частоты, для чего необходимо колебательный контур в анодной цепи лампы настроить на частоту, кратную частоте возбуждающего напряжения.

При этом для получения достаточно высокого к. п. д. требуется уменьшать угол отсечки анодного тока примерно пропорционально коэффициенту умножения частоты, что связано с необходимостью увеличения напряжений возбуждения и смещения, естественный предел которому ставится диэлектрической прочностью участка сетка — катод лампы.

Поэтому на практике чаще всего используется удвоение частоты и значительно реже утроение и учетверение. Ограничимся рассмотрением удвоения частоты. В генераторе, работающем в качестве удвоителя, колебательный контур в анодной цепи настроен на удвоенную частоту возбуждающего напряжения и на нем устанавливается напряжение $U_{m2} \cos 2\omega t$.

Мгновенные напряжения на управляющей сетке и аноде лампы поэтому будут выражаться следующими равенствами:

$$u_g = E_g + U_{mg} \cos \omega t;$$
$$u_a = E_a - U_m \cos 2\omega t.$$

Тогда основное уравнение лампового генератора примет вид:

$$i_a = I_n + S\,(U_{mg} \cos \omega t - DU_m \cos 2\omega t). \qquad (1.8.1)$$

В момент $\omega t = 0$ анодный ток достигает максимального значения:

$$I_m = I_n + S\,(U_{mg} - DU_m). \qquad (1.8.2)$$

В момент $\omega t = \psi$ анодный ток обращается в нуль:

$$0 = I_n + S\,(U_{mg} \cos \psi - DU_m \cos 2\psi). \qquad (1.8.3)$$

Отсюда

$$I_m = S\,[U_{mg}\,(1 - \cos \psi) - DU_m\,(1 - \cos 2\psi)]. \qquad (1.8.4)$$

Вычитая (1.8.3) из (1.8.2), получим

$$i_a = S\,[U_{mg}\,(\cos \omega t - \cos \psi) - DU_m\,(\cos 2\omega t - \cos 2\psi)]. \qquad (1.8.5)$$

Следовательно,

$$i_a = I_m \cdot \frac{U_{mg}\,(\cos \omega t - \cos \psi) - DU_m\,(\cos 2\omega t - \cos 2\psi)}{U_{mg}\,(1 - \cos \psi) - DU_m\,(1 - \cos 2\psi)}. \qquad (1.8.6)$$

Если, как это обычно имеет место, проницаемость лампы достаточно мала, то

$$i_a \simeq I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi},$$

т. е. анодный ток удвоителя выражается такой же формулой, как и в случае усиления. Амплитуда тока второй гармоники определяется функцией Берга α_2 для косинусоидального импульса:

$$I_{a2} = I_m \cdot \alpha_2.$$

Максимальное значение $\alpha_2 = 0{,}276$ имеет место при угле отсечки $\psi = 60°$. При сделанном допущении о малой величине проницаемости, критический коэффициент использования анодного напряжения может быть найден по тем же формулам, что и для усилителя:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_m}{S_{кр} E_a},$$

или

$$\xi_{кр} = 0{,}5\left(1 + \sqrt{1 - \frac{8P}{S_{кр} \alpha_2 E_a^2}}\right).$$

Примем ориентировочно $\alpha_2 = 0{,}25$ и $\xi_{кр} = 0{,}8$. Тогда

$$P = \frac{I_{a2}\cdot U_m}{2} = \frac{\alpha_2\cdot I_m\cdot\xi_{кр}\cdot E_a}{2} \simeq \frac{I_m\cdot E_a}{10}. \tag{1.8.7}$$

Таким образом, в режиме удвоения при оптимальном угле отсечки может быть получена примерно вдвое меньшая мощность, чем в режиме усиления от той же лампы.

При этом коэффициент формы анодного тока для второй гармоники

$$\gamma_2 = \frac{\alpha_2}{\alpha_0} \simeq 1{,}27.$$

Коэффициент полезного действия удвоителя

$$\eta = 0{,}5\xi\gamma_2 \simeq 0{,}5.$$

Поэтому мощность потерь на аноде

$$P_a \simeq P, \tag{1.8.8}$$

т. е. вдвое больше, чем в режиме усиления.

На основе ориентировочных равенств (1. 8. 7) и (1. 8. 8) выбирается лампа, обеспечивающая заданную мощность.

Для получения расчетных соотношений умножим обе части уравнения (1. 8. 5) на коэффициент второй гармоники:

$$I_{a2} = S\,[U_{mg}\alpha_2(1-\cos\psi) - DU_m\alpha_2(1-\cos 2\psi)].$$

Так как

$$U_m = I_{a2}\cdot R_э,$$

то

$$I_{a2} = S\,[U_{mg}\alpha_2(1-\cos\psi) - DI_{a2}R_э\alpha_2(1-\cos 2\psi)].$$

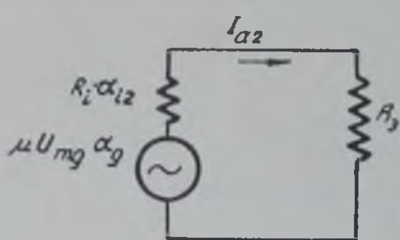


Рис. 1.8.1.

Определяя отсюда величину I_{a2}, получим так называемое уравнение эквивалентной схемы удвоителя:

$$I_{a2} = \frac{\mu U_{mg}\cdot\dfrac{1-\cos\psi}{1-\cos 2\psi}}{R_i\cdot\dfrac{1}{\alpha_2(1-\cos 2\psi)} + R_э} = \frac{\mu U_{mg}\alpha_g}{R_i\cdot\alpha_{i2} + R_э},$$

где

$$\alpha_g = \frac{1-\cos\psi}{1-\cos 2\psi},$$

а α_{i2} — коэффициент приведения внутреннего сопротивления лампы при удвоении.

Эквивалентная схема удвоителя представлена на рис. 1. 8. 1. Из этого уравнения определяется необходимая амплитуда напряжения возбуждения

$$U_{mg} = \frac{DI_{a2}}{\alpha_g}(R_i\cdot\alpha_{i2} + R_э). \tag{1.8.9}$$

Для тетродов и пентодов получим, полагая $D = 0$ и $R_i \gg R_э$:

$$U_{mg} = \frac{I_{a2}}{S\alpha_2(1-\cos\psi)}. \tag{1.8.10}$$

Напряжение смещения определяется из (1. 8. 3):

$$E_g = E_{gB} - U_{mg}\cos\psi + DU_m\cos 2\psi \cong E_{gB} - U_{mg}\cos\psi. \tag{1.8.11}$$

Заметим, что напряжения смещения и возбуждения при удвоении всегда значительно больше, чем при усилении.

Глава 2

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР КАК НАГРУЗКА ЛАМПОВОГО ГЕНЕРАТОРА

§ 2.1. Настроенный колебательный контур

В предыдущей главе было показано, что для получения заданной полезной мощности лампового генератора эквивалентное сопротивление колебательного контура, включенного в анодную цепь лампы, должно иметь определенную величину.

В общем случае колебательный контур состоит из двух или более параллельных ветвей, содержащих активные и реактивные проводимости, причем сумма всех реактивных проводимостей на рабочей частоте равна нулю. Как бы ни был сложен колебательный контур, его всегда можно в области резонанса привести к виду рис. 2.1.1, т. е. представить в виде контура, состоящего из двух параллельных ветвей, индуктивной и емкостной, каждая из которых содержит некоторое активное сопротивление. Поэтому здесь ограничимся рассмотрением колебательного контура, содержащего две параллельные ветви из последовательно соединенных активного и реактивного сопротивлений.

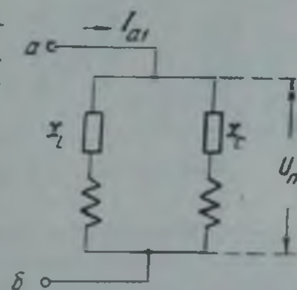


Рис. 2.1.1.

Определим результирующую проводимость контура между точками *а* и *б*.

Проводимость емкостной ветви

$$\bar{y}_C = \frac{r_C}{r_C^2 + x_C^2} + j\frac{x_C}{r_C^2 + x_C^2}.$$

Проводимость индуктивной ветви

$$\bar{y}_L = \frac{r_L}{r_L^2 + x_L^2} - j\frac{x_L}{r_L^2 + x_L^2}.$$

Результирующая проводимость

$$\bar{y} = \frac{r_C}{r_C^2 + x_C^2} + \frac{r_L}{r_L^2 + x_L^2} - j\left(\frac{x_C}{r_C^2 + x_C^2} - \frac{x_L}{r_L^2 + x_L^2}\right). \quad (2.1.1)$$

Для выделения максимальной мощности в колебательном контуре его проводимость должна быть чисто активной для частоты соответствующей гармоники анодного тока. При этом мнимая составляющая проводимости обращается в нуль, т. е.

$$\frac{x_C}{r_C^2 + x_C^2} - \frac{x_L}{r_L^2 + x_L^2} = 0. \qquad (2.1.2)$$

Частота, при которой данное равенство имеет место, называется точной частотой резонанса, а частота, при которой реактивные составляющие сопротивлений отдельных ветвей контура равны между собой, т. е. $x_L = x_C$, называется приближенной частотой резонанса.

В колебательных контурах, используемых в технике радиопередающих устройств, активные сопротивления ветвей контура всегда в десятки раз меньше их реактивных сопротивлений, благодаря чему в знаменателях уравнения (2. 1. 1) можно пренебречь квадратами активных сопротивлений по сравнению с квадратами реактивных сопротивлений. В этом случае условия точного и приближенного резонанса совпадают. В дальнейшем не будем их различать, понимая под условием резонанса равенство

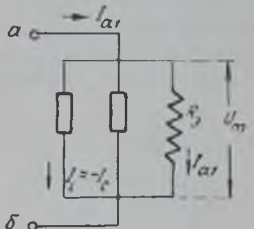


Рис. 2. 1. 2.

$$x_L = x_C.$$

Для проводимости контура при резонансе получим:

$$y_{рез} = g_{рез} = \frac{1}{R_э} = \frac{r_L + r_C}{x_C^2} = \frac{r_L + r_C}{x_L^2} \qquad (2.1.3)$$

или

$$R_э = \frac{x_L^2}{r_L + r_C} = \frac{x_C^2}{r_L + r_C}. \qquad (2.1.4)$$

Следовательно, эквивалентное сопротивление контура, состоящего из двух ветвей, равно квадрату реактивного сопротивления одной из ветвей, деленному на сумму активных сопротивлений обеих ветвей. Обозначим $r_L + r_C = r$, где r — сопротивление, включенное в любую из ветвей контура. Согласно полученному выражению для эквивалентного сопротивления контура при резонансе, реальный контур, имеющий активные сопротивления в обеих ветвях (рис. 2. 1. 1), может быть заменен эквивалентной схемой, представляющей параллельное соединение идеального контура без потерь и активного сопротивления, равного $R_э$ (рис. 2. 1. 2).

Таким образом, истинное сопротивление $r = r_L + r_C$, включенное последовательно в ветви колебательного контура, преобразуется или, как говорят, пересчитывается к точкам *а*, *б* по формуле (2. 1. 4), т. е. контур при резонансе является трансформатором сопротивлений. В дальнейшем будем оперировать именно этой эквивалентной схемой контура.

Контур, представленный на эквивалентной схеме рис. 2. 1. 2, в точках *а*, *б* включен в анодную цепь лампы. Так как проводимости реактивных ветвей равны и противоположны по знаку, их результирующая проводимость равна нулю, поэтому ток первой гармоники замыкается через активное сопротивление $R_э$, выделяя в нем соответствующую мощность. Напряжение с амплитудой $U_m = I_{a1} R_э$ приложено к реактивным ветвям контура и создает в них токи I_L и I_C, равные по амплитуде, но противоположные по фазе, образующие круговой ток контура

$$I_к = \frac{U_m}{x_C} = \frac{U_m}{x_L} = I_{a1} \cdot \frac{R_э}{x_L} = I_{a1} \cdot \frac{R_э}{x_C}. \qquad (2.1.5)$$

Свойства колебательного контура полностью определяются следующими не зависимыми друг от друга параметрами:

1) Собственной резонансной частотой, являющейся корнем уравнения $x_L + x_C = 0$.

2) Величиной эквивалентного активного сопротивления контура при резонансе $R_э$.

3) Добротностью или качеством контура, которое определяется как умноженное на 2π отношение запасенной в контуре энергии к энергии расходуемой в его активных сопротивлениях за один период:

$$Q = 2\pi \cdot \frac{W}{PT}.$$

Вспомогательными параметрами контура являются значения входящих в его состав емкостей, индуктивностей и активных сопротивлений, а также характеристическое сопротивление контура, представляющее собой коэффициент пропорциональности между квадратом тока $I_к$ и запасенной в контуре за один период энергией, умноженной на 2π:

$$\rho = 2\pi \frac{2W}{I_к^2 T}.$$

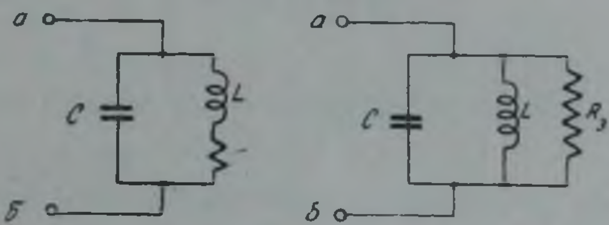


Рис. 2.1.3.

Рассмотрим основные схемы колебательных контуров, используемых в технике радиопередающих устройств, и определим для них связь между основными и вспомогательными параметрами.

Простейший колебательный контур, называемый также контуром I вида, состоит из параллельно соединенных индуктивности и емкости. Активное сопротивление будем считать для определенности включенным последовательно в индуктивную ветвь. Такой контур и его эквивалентная схема изображены на рис. 2.1.3.

Собственная частота определяется из условия:

$$\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} = 0,$$

откуда

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}. \tag{2.1.6}$$

Часто пользуются вместо понятия собственной частоты понятием собственной длины волны

$$\lambda_0 = \frac{2\pi \cdot c}{\omega_0} = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^8 \sqrt{L \cdot C}.$$

Выражая индуктивность в микрогенри, емкость в пикофарадах и длину волны в метрах, получим

$$\lambda_0 = 0{,}6\pi \sqrt{L_{мкг} C_{пф}}. \tag{2.1.7}$$

Эквивалентное активное сопротивление контура:

$$R_э = \frac{x_C^2}{r} = \frac{x_L^2}{r} = \frac{1}{\omega_0^2 C^2 r} = \frac{\omega_0^2 L^2}{r} = \frac{L}{Cr}; \tag{2.1.8}$$

$$R_э = 10^6 \cdot \frac{L_{мкг}}{C_{пф} \cdot r}. \tag{2.1.9}$$

Запас энергии в контуре определяется выражением:

$$W = \frac{C \cdot U_m^2}{2} = \frac{L \cdot I_к^2}{2}.$$

Расход энергии в контуре за один период:

$$T \cdot P = \frac{I_к^2 r}{2} \cdot T = \frac{U_m^2}{2R_э} \cdot T.$$

Следовательно, качество контура:

$$\left.\begin{aligned} Q &= 2\pi \cdot \frac{W}{P \cdot T} = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{r} = \frac{\omega_0 L}{r} = \frac{1}{\omega_0 C r} = \frac{R_э}{\sqrt{\frac{L}{C}}}; \\ Q &= \frac{\sqrt{\frac{L_{мкг}}{C_{пф}}}}{r_{ом}} \cdot 10^3 = \frac{R_{э\,ом}}{\sqrt{\frac{L_{мкг}}{C_{пф}}}} \cdot 10^{-3}. \end{aligned}\right| \qquad (2.1.10)$$

Характеристическое сопротивление контура:

$$\left.\begin{aligned} \rho &= \frac{L I_к^2 \cdot 2\pi}{2 \cdot I_к^2 T} = \frac{2\pi L}{T} = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} = \sqrt{\frac{L}{C}}; \\ \rho_{ом} &= \sqrt{\frac{L_{мкг}}{C_{пф}}} \cdot 10^3 \cong 1880 \frac{L_{мкг}}{\lambda_0} \cong 530 \frac{\lambda_0}{C_{пф}}. \end{aligned}\right| \qquad (2.1.11)$$

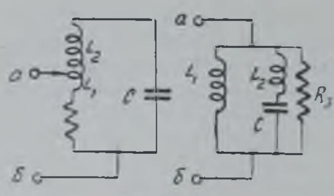


Рис. 2.1.4.

Эквивалентное активное сопротивление контура при резонансе и его качество могут быть выражены через характеристическое сопротивление:

$$\left.\begin{aligned} Q &= \frac{\rho}{r}; \\ R_э &= \frac{\rho^2}{r}. \end{aligned}\right| \qquad (2.1.12)$$

Полезная мощность реализуется в сопротивлении r, которое обычно бывает заданным. Тогда для расчета вспомогательных параметров L и C имеем два уравнения:

$$\left.\begin{aligned} \lambda_0 &= 1{,}88 \sqrt{L_{мкг} \cdot C_{пф}}; \\ R_э &= 10^6 \frac{L_{мкг}}{C_{пф} \cdot r}. \end{aligned}\right| \qquad (2.1.13)$$

Находя отсюда индуктивность и емкость, можем определить все остальные параметры контура. Недостатком колебательного контура I вида является необходимость в плавной регулировке как емкости, так и индуктивности для точного удовлетворения равенств (2.1.13). При работе генератора в некотором диапазоне волн необходимо согласованно изменять L и C, что связано с значительными техническими неудобствами. Поэтому на практике чаще применяется колебательный контур II вида (рис. 2.1.4), содержащий некоторую индуктивность в емкостной ветви и допускающий независимую регулировку λ_0 и $R_э$.

Собственная частота этого контура определяется из условия $x_L = x_C$, причем:

$$x_L = \omega_0 L_1; \quad x_C = \frac{1}{\omega_0 C} - \omega_0 L_2; \quad \omega_0 L_1 = \frac{1}{\omega_0 C} - \omega_0 L_2.$$

Следовательно,

$$\omega_0 (L_1 + L_2) = \frac{1}{\omega_0 C},$$

откуда:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2) C}};$$

$$\lambda_0 = 1{,}88 \sqrt{(L_1 + L_2)_{мкг} \cdot C_{пф}} = 1{,}88 \sqrt{L_{мкг} \cdot C_{пф}}, \tag{2.1.14}$$

где $L = L_1 + L_2$ — суммарная индуктивность контура.

Характеристическое сопротивление контура

$$\rho = \sqrt{\frac{L_1 + L_2}{C}} = \omega_0 L = 1880 \frac{L_{мкг}}{\lambda_0} = 530 \frac{\lambda_0}{C}.$$

Эквивалентное сопротивление контура

$$R_э = \frac{x_L^2}{r} = \frac{\omega_0^2 L_1^2}{r} = \frac{L_1^2}{(L_1 + L_2)^2} \cdot \frac{\rho^2}{r}.$$

Отношение $\frac{L_1}{L_1 + L_2} = p$ называется коэффициентом включения контура. Заметим, что этот коэффициент выражает собой отношение напряжения между точками включения контура (*а*, *б*) к напряжению на реактивности одного знака (U_L или U_C).

Окончательно получим:

$$R_э = p^2 \cdot \frac{\rho^2}{r}. \tag{2.1.15}$$

Изменяя величину p путем перемещения щупа *а*, имеем возможность изменять эквивалентное сопротивление $R_э$ не изменяя собственной частоты контура.

Запас энергии в контуре определяется его суммарной индуктивностью или емкостью. Поэтому для качества контура II вида получим то же выражение, что и для контура I вида:

$$Q = \frac{\rho}{r}.$$

Поскольку

$$R_э = p^2 \cdot \frac{\rho^2}{r} = p^2 \cdot Q \cdot \rho,$$

то

$$Q = \frac{R_э}{p^2 \cdot \rho} = \frac{R_э}{p \cdot x_L}. \tag{2.1.16}$$

Ток в контуре

$$I_к = \frac{U_m}{x_{L_1}} = \frac{U_m}{p \cdot \rho}.$$

Напряжение на емкости

$$U_C = U_L = I_к \cdot \rho = \frac{U_m}{p}. \tag{2.1.17}$$

Колебательный контур, содержащий некоторую емкость в индуктивной ветви, называется контуром III вида (рис. 2. 1. 5).

Условие, определяющее собственную частоту для такого контура, имеет вид:

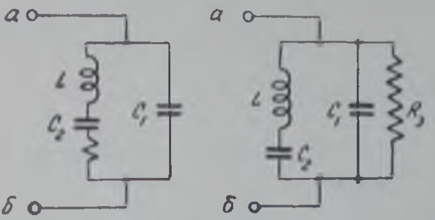


Рис. 2. 1. 5.

$$\frac{1}{\omega_0 C_1} = \omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C},$$

откуда:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \cdot L}} = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}};$$

$$\lambda_0 = 1{,}88 \sqrt{L_{мкг} \cdot C_{пф}},$$

где $C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}$ — результирующая емкость контура.

Характеристическое сопротивление

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Эквивалентное сопротивление контура

$$R_э = \frac{x_C^2}{r} = \frac{\frac{1}{\omega_0^2 C_1^2}}{r} = \frac{\frac{C_2^2}{(C_1 + C_2)^2} \cdot L \cdot \frac{C_1 + C_2}{C_1 \cdot C_2}}{r} = \frac{C_2^2}{(C_1 + C_2)^2} \cdot \frac{L}{\frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \cdot r}.$$

Обозначая попрежнему отношение напряжения между точками включения контура к напряжению на реактивности одного знака через $p = \frac{C_2}{C_1 + C_2}$, получим, как и в предыдущем случае,

$$R_э = p^2 \cdot \frac{\rho^2}{r}.$$

Качество контура определяется аналогично предыдущему.

§ 2. 2. Колебательный контур при малых расстройках

При изучении работы лампового генератора предполагалось, что колебательный контур в анодной цепи лампы настроен на частоту, равную или кратную частоте напряжения возбуждения, поэтому его эквивалентное сопротивление является чисто активным. В действительности, данное условие не всегда соблюдается. Так, при сопряжении органов настройки нескольких каскадов диапазонного передатчика, в отдельных участках диапазона некоторые контуры могут оказаться неточно настроенными, в процессе настройки одиночного контура в отдельные моменты он будет не настроен и т. д. Поэтому практически важно изучить поведение лампового генератора при наличии в анодной цепи лампы ненастроенного колебательного контура.

Определим сопротивление колебательного контура для некоторой частоты ω, отличающейся от собственной частоты контура $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$ на величину $\Delta\omega$ так, что $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, причем $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1$. Для этого воспользуемся общим выражением для проводимости контура как функции частоты, полученным выше:

$$\bar{y} = \frac{r}{x_L^2} + j\,\frac{x_L - x_C}{x_L x_C}.$$

Для контура I вида:

$$x_L = \omega L = (\omega_0 + \Delta\omega)\, L = \rho \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right);$$

$$x_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{(\omega + \Delta\omega)\, C} \cong \rho \left(1 - \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right).$$

Для контура II вида:

$$x_L = p \cdot \rho \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right);$$

$$x_C = \frac{1}{\omega C} - (1 - p)\, \omega L = \rho \left[p \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) - 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right].$$

Для контура III вида:

$$x_L = \omega L - \frac{1 - p}{\omega C} = \rho \left[p \left(1 - \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) + 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right];$$

$$x_C = p \cdot \rho \left(1 - \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right).$$

Подставляя эти значения реактивностей в общую формулу, найдем результирующие проводимости, пренебрегая величинами второго порядка малости.

Для контура I вида

$$\bar{y}_{\mathrm{I}} \cong \frac{1}{R_э} + j\,\frac{1}{\rho} \cdot 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{R_э}\left(1 + j2Q\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right). \qquad (2.2.1)$$

Для контура II вида

$$\bar{y}_{\mathrm{II}} \simeq \frac{1}{R_э} + j\,\frac{1}{p \cdot \rho} \cdot \frac{2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{p - 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\,(1 - p)} =$$

$$= \frac{1}{R_э}\left[1 + j\,\frac{2Q}{p} \cdot \frac{\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{\left[p - 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\,(1 - p)\right]}\right]. \qquad (2.2.2)$$

Для контура III вида

$$\bar{y}_{\mathrm{III}} = \frac{1}{R_э} + j\,\frac{1}{p \cdot \rho} \cdot \frac{2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{p + 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\,(1 - p)} =$$

$$= \frac{1}{R_э}\left[1 + j\,\frac{2Q}{p} \cdot \frac{\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{\left[p + 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\,(1 - p)\right]}\right]. \qquad (2.2.3)$$

Для контура II вида проводимость обращается в бесконечность при $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{0{,}5p}{1 - p}$, для контура III вида — при $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{0{,}5p}{1 - p}$, что соответствует последовательному резонансу ветви контура, содержащей реактивности противоположных знаков.

Соответствующие значения сопротивлений будут обратными величинами найденных проводимостей:

$$\bar{z}_{I} = \frac{R_э}{1 + j2Q\frac{\Delta\omega}{\omega_0}} = \frac{R_э}{1 + j\,\mathrm{tg}\,\varphi_I};$$

$$\bar{z}_{II} = \frac{R_э}{1 + j\frac{2Q}{p}\cdot\frac{\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{p + 2\frac{\Delta\omega}{\omega_0}(1-p)}} = \frac{R_э}{1 + j\,\mathrm{tg}\,\varphi_{II}};$$

$$\bar{z}_{III} = \frac{R_э}{1 + j\frac{2Q}{p}\cdot\frac{\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{p - 2\frac{\Delta\omega}{\omega_0}(1-p)}} = \frac{R_э}{1 + j\,\mathrm{tg}\,\varphi_{III}}.$$

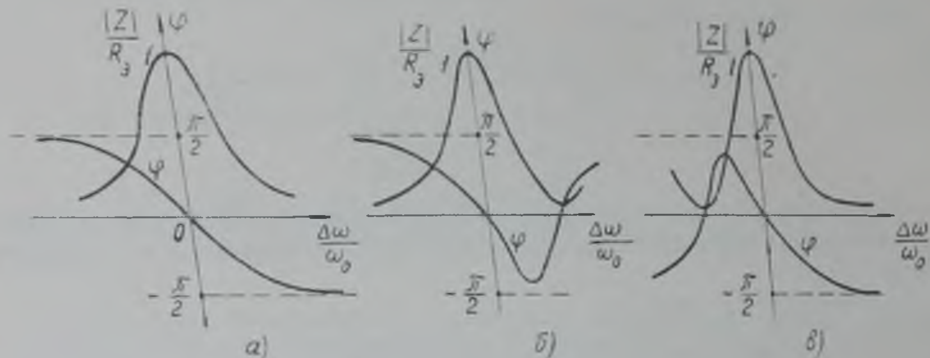


Рис. 2. 2. 1.

Таким образом, сопротивление ненастроенного контура любого вида вблизи резонанса может быть представлено общей формулой:

$$\bar{z} = \frac{R_э}{1 + \mathrm{tg}^2\varphi}\cdot(1 - j\,\mathrm{tg}\,\varphi) = R_э\cos\varphi(\cos\varphi - j\sin\varphi), \qquad (2.2.4)$$

где:

$$\varphi = \mathrm{arc\,tg}\,2Q\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \text{ для контура I вида;}$$

$$\varphi = \mathrm{arc\,tg}\,\frac{2Q}{p}\cdot\frac{\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{p + \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}(1-p)} \text{ для контура II вида;}$$

$$\varphi = \mathrm{arc\,tg}\,\frac{2Q}{p}\cdot\frac{\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{p - \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}(1-p)} \text{ для контура III вида.}$$

Зависимости модуля и аргумента комплексного сопротивления контура от относительной расстройки $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ представлены на рис. 2.2.1, *а, б, в*.

Сопротивление контура I вида для всех значений $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} > 0$ имеет емкостный характер, для $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} < 0$ — индуктивный.

Такой же характер имеет сопротивление контуров II и III вида, при условии, что относительная расстройка не выходит за пределы $-\frac{0{,}5\,p}{1-p} < \frac{\Delta\omega}{\omega_0} < +\frac{0{,}5\,p}{1-p}$. Для контура II вида будем иметь при $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} < 0$ индуктивный характер сопротивления, при $0 < \frac{\Delta\omega}{\omega_0} < \left[+\frac{0{,}5p}{(1-p)}\right]$ емкостный и при $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} > +\frac{0{,}5\,p}{1-p}$ — снова индуктивный.

Для контура III вида получим, соответственно, при $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} < -\frac{0{,}5p}{1-p}$ емкостный характер сопротивления, при $0 > \frac{\Delta\omega}{\omega_0} > \left[-\frac{0{,}5p}{(1-p)}\right]$ — индуктивный и при $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} > 0$ — снова емкостный.

Таким образом, характер изменения сопротивления контуров любого вида при малых расстройках одинаков, а именно, при расстройке контура модуль сопротивления $R_э \cos\varphi$ уменьшается и между напряжением на контуре U_m и током I_{a_1}, питающим контур, появляется фазовый сдвиг. В результате этого полезная мощность

$$P = \frac{I_{a_1}^2 R_э \cos^2\varphi}{2}$$

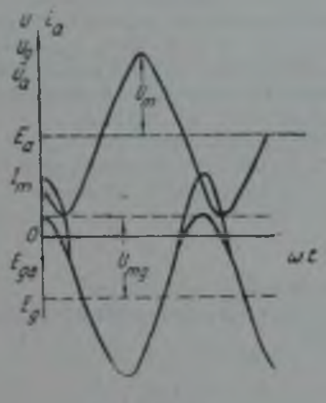


Рис. 2. 2. 2.

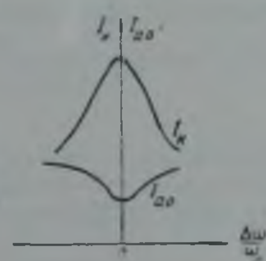


Рис. 2. 2. 3.

уменьшается, остаточное напряжение на аноде $u_a = E_a - U_m$ увеличивается и, что наиболее существенно, минимум напряжения на аноде смещается относительно максимума анодного тока. При этом, во-первых, возрастает величина импульса анодного тока и, во-вторых, анодный ток протекает при большем среднем напряжении на аноде, вследствие чего потери на аноде с расстройкой контура сильно возрастают.

На рис. 2. 2. 2 представлены графики токов и напряжений в цепях генератора при расстроенном контуре.

Таким образом, расстройка контура может привести к перегрузке анода генераторной лампы. Поэтому настройку контура генератора необходимо производить весьма тщательно, причем в процессе настройки рекомендуется понизить анодное напряжение либо увеличить отрицательное смещение. В момент точной настройки контура его сопротивление максимально, вследствие чего напряжение на контуре $U_m = I_{a_1} R_э \cos\varphi$ также максимально, следовательно, наибольшего значения достигает и ток в контуре $I_к = \frac{U_m}{p\rho}$. Остаточное напряжение на аноде $u_a = E_a - U_m$

становится минимальным, что приводит к уменьшению импульса анодного тока либо к появлению впадины в нем, а следовательно, и к уменьшению его постоянной составляющей. Поэтому момент точной настройки можно фиксировать по максимуму напряжения на контуре или контурного тока либо по минимуму постоянной составляющей анодного тока. На рис. 2.2.3 представлен характер изменения указанных величин от относительной расстройки $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$. В рабочий режим генератор можно ставить только убедившись в точной настройке колебательного контура на рабочую частоту.

§ 2. 3. Фильтрация высших гармонических колебательным контуром

При работе лампового генератора с отсечкой анодного тока энергия, восполняющая потери в контуре, вводится в него в течение части периода импульсом анодного тока лампы несинусоидальной формы, вследствие чего ток в контуре и напряжение на его элементах имеют не строго синусоидальную форму.

Так как затухание контуров, используемых в технике радиопередающих устройств, достаточно мало — указанное обстоятельство не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на энергетические соотношения в генераторе, при использовании же генератора в радиопередающем устройстве оно имеет серьезное значение. Если антенна питается не строго синусоидальным током, напряженность поля вокруг антенны будет изменяться во времени также несинусоидально. Контуры приемных устройств, настроенные на частоты, кратные основной частоте передатчика, будут возбуждаться таким полем. Иными словами, передатчик, работающий на некоторой рабочей частоте, будет создавать помехи на частотах, кратных рабочей.

Рациональным конструированием колебательной системы передатчика можно свести это явление к минимуму.

Степень несинусоидальности периодического процесса удобно количественно характеризовать отношением амплитуд гармоник к амплитуде составляющей основной частоты.

Коэффициентом фильтрации k-й гармоники будем называть величину

$$\Phi_k = \frac{\dfrac{I_{ak}}{I_{a1}}}{\dfrac{I_{\text{вых}\,k}}{I_{\text{вых}1}}}. \tag{2.3.1}$$

Определим коэффициент фильтрации для колебательного контура I вида.

Предположим, что активное сопротивление нагрузки включено в индуктивную ветвь. Для первой гармоники тока в контуре получим

$$I_{k1} = \frac{I_{a1}\cdot R_э}{\rho}.$$

Для первой гармоники напряжения на контуре

$$U_{m_1} = I_{k_1}\cdot\rho = I_{a_1}\cdot R_э.$$

Для k-й гармоники в емкостной и индуктивной ветвях получим:

$$I_{Ck} = \frac{I_{ak}\cdot z_k}{\dfrac{1}{k\omega C}} = \frac{I_{ak}\cdot k\cdot z_k}{\rho};$$

$$I_{Lk} = \frac{I_{ak}\cdot z_k}{k\omega L} = \frac{I_{ak}\cdot z_k}{k\cdot\rho}.$$

Здесь z_k — модуль сопротивления контура для k-й гармоники.

Отсюда следует, что содержание гармоник в индуктивной ветви контура в k^2 раз меньше, чем в емкостной.

Коэффициент фильтрации емкостной и индуктивной ветвей:

$$\Phi_{Ck} = \frac{\dfrac{I_{ak}}{I_{a1}}}{\dfrac{I_{Ck}}{I_{C1}}} = \frac{R_э}{kz_k};$$

$$\Phi_{Lk} = \frac{kR_э}{z_k}.$$

Коэффициент фильтрации при включении нагрузки параллельно контуру

$$\Phi_k = \frac{\dfrac{I_{ak}}{I_{a1}}}{\dfrac{I_{ak}\cdot z_k}{I_{a1}\cdot R_э}} = \frac{R_э}{z_k}.$$

Выразим величину z_k через параметры контура:

$$\bar{z}_k = \frac{1}{jk\omega C + \dfrac{1}{r + jk\omega L}} \cong \frac{1}{\dfrac{1}{jk\rho} + j\dfrac{k}{\rho}} = \frac{jk\rho}{1 - k^2};\ |z_k| = \frac{k\rho}{k^2 - 1}. \qquad (2.3.2)$$

Коэффициент фильтрации

$$\Phi = Q\left(k - \frac{1}{k}\right). \qquad (2.3.3)$$

В колебательных контурах II и III видов полезная нагрузка может включаться в индуктивную или емкостную ветви, а также подключаться параллельно всему контуру или отдельным его емкостям и индуктивностям.

Коэффициент фильтрации гармоник для каждого из этих случаев может быть найден совершенно аналогичными выкладками. В таблице 2.3.1 представлен ряд возможных вариантов включения полезной нагрузки в колебательные контуры I, II и III видов и даны соответствующие им выражения для коэффициента фильтрации.

Сравнивая приведенные формулы, можно сделать следующие выводы:

1. Колебательный контур II вида, в зависимости от точек включения нагрузки, обеспечивает либо такую же фильтрацию гармоник, как контур I вида, либо меньшую.

2. Колебательный контур III вида, в зависимости от точек включения нагрузки, обеспечивает либо такую же фильтрацию, как контур I вида, либо бóльшую. Максимальная фильтрация получается при подключении нагрузки параллельно емкости, находящейся в индуктивной ветви контура III вида. Следует иметь в виду, что эти формулы справедливы при следующих условиях:

а) сопротивление нагрузки, включенной последовательно в ветвь контура, мало по сравнению с ее реактивным сопротивлением;

б) сопротивление нагрузки, включенной параллельно какой-либо реактивности контура, велико по сравнению с ее реактивным сопротивлением;

Таблица 2.3.1

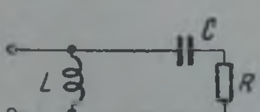
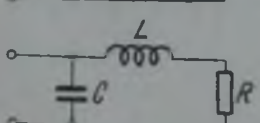
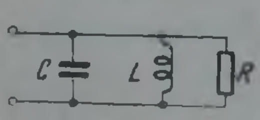
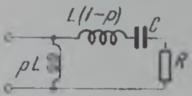
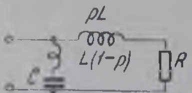
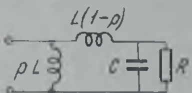
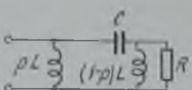
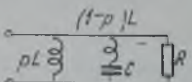
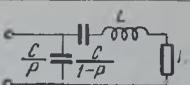
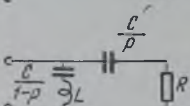
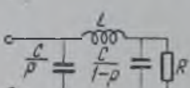
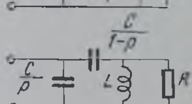
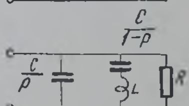
	Схема включения нагрузки	Коэффициент фильтрации
Контур I вида		$\Phi = \frac{Q}{k}\left(k - \frac{1}{k}\right)$
		$\Phi = Qk\left(k - \frac{1}{k}\right)$ (2.3.4)
		$\Phi = Q\left(k - \frac{1}{k}\right)$ (2.3.5)

	Схема включения нагрузки	Коэффициент фильтрации
Контур II вида		$\Phi = \frac{Q}{k}\left(k - \frac{1}{k}\right)$ (2.3.6)
		$\Phi = pQk\,\frac{\left(k - \frac{1}{k}\right)}{[k^2(1-p)-1]}$ (2.3.7)
		$\Phi = Q\left(k - \frac{1}{k}\right)$ (2.3.8)
		$\Phi = \frac{Q}{k}\left(k - \frac{1}{k}\right)$ (2.3.9)
		$\Phi = pQ\,\frac{k - \frac{1}{k}}{k^2(1-p)-1}$ (2.3.10)
Контур III вида		$\Phi = Qk\left(k - \frac{1}{k}\right)$ (2.3.11)
		$\Phi = pQk\,\frac{k - \frac{1}{k}}{k^2+p-1}$ (2.3.12)
		$\Phi = pQk^2\left(k - \frac{1}{k}\right)$ (2.3.13)
		$\Phi = pQ\,\frac{k - \frac{1}{k}}{k^2+p-1}$ (2.3.14)
		$\Phi = pQk^2\,\frac{k - \frac{1}{k}}{k^2+p-1}$ (2.3.15)

в) емкостная ветвь контура II вида при любом k достаточно далека от условий последовательного резонанса.

За соблюдением последнего условия надлежит внимательно следить, так как в случае, если частота последовательного резонанса емкостной ветви контура II вида совпадает с частотой какой-либо гармоники, последняя будет не ослаблена контуром, а, наоборот, усилена.

При выводе формул для коэффициента фильтрации предполагалось, что контур в анодной цепи настроен на частоту напряжения возбуждения. Нетрудно обобщить их и на случай, когда контур настроен на частоту, кратную частоте напряжения возбуждения, т. е. когда генератор работает как умножитель частоты. Для этого, очевидно, достаточно во всех формулах величину k (порядок гармоники) заменить величиной $k' = \frac{k}{n}$, где n — кратность умножения частоты.

Глава 3

СХЕМЫ ГЕНЕРАТОРОВ С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

§ 3.1. Схемы с последовательным и параллельным питанием

Принципиальная схема генератора с внешним возбуждением представлена на рис. 1. 1. 2. Практические схемы генераторов обычно отличаются от принципиальной как схемой контура в анодной цепи, так и наличием ряда вспомогательных деталей и измерительных приборов. Кроме того, одна генераторная лампа не всегда может обеспечить получение заданной мощности и поэтому потребуется включение нескольких ламп.

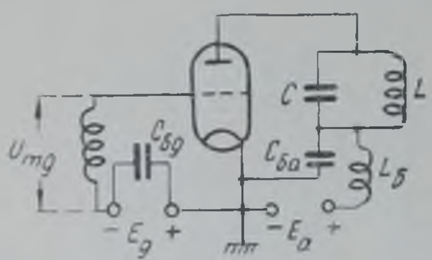


Рис. 3. 1. 1.

Принято различать схемы генераторов по способу подачи питающих постоянных напряжений на электроды лампы, по способу включения ламп и по характеру нагрузки в анодной цепи.

Рассмотрим два возможных варианта подачи питающих напряжений на электроды лампы. На рис. 3. 1. 1 представлена так называемая схема с последовательным питанием анодной и сеточной цепей. При последовательном питании анодное напряжение подводится через индуктивность колебательного контура, напряжение смещения — через индуктивность связи с предыдущим каскадом. Вследствие этого указанные элементы схемы находятся по отношению к обычно заземленному катоду под напряжением E_a и E_g. Блокировочные элементы $L_б$, $C_{ба}$ и $C_{бg}$ предотвращают прохождение токов высокой частоты через провода, идущие к источникам питания.

Емкости, блокирующие источники смещения и анодного напряжения, должны быть взяты достаточно большими. К определению величины емкости $C_{ба}$ целесообразно подходить следующим образом. Из рис. 3. 1. 1 видно, что блокирующие индуктивность, емкость и внутреннее сопротивление источника анодного питания образуют колебательный контур, включенный последовательно с основным колебательным контуром. Очевидно, собственная частота этого контура $\omega_б = \frac{1}{\sqrt{L_{ба} C_{ба}}}$ должна быть во много раз меньше рабочей частоты. Следовательно, $\omega L_{ба} \gg \frac{1}{\omega C_{ба}}$. При этом условии можно пренебречь шунтирующим действием дросселя $L_{ба}$. Между анодом и катодом лампы имеется некоторая емкость, называемая выходной емкостью. Тогда эквивалентная схема анодной цепи генератора может быть представлена на рис. 3. 1. 2.

Таким образом, контур I вида благодаря наличию емкости $C_{ба}$ превращается в контур III вида, что приводит к уменьшению его эквивалентного сопротивления пропорционально квадрату коэффициента включения p.

Коэффициент включения контура равен

$$p = \frac{C_{ба}}{C_{вых} + C_{ба}}. \tag{3.1.1}$$

Поэтому эквивалентное сопротивление контура

$$R'_э = p^2 R_э.$$

Следовательно,

$$p = \sqrt{\frac{R'_э}{R_э}}. \tag{3.1.2}$$

Из равенств (3.1.1) и (3.1.2) определяем величину емкости блокировочного конденсатора

$$C_{ба} > \frac{\sqrt{\frac{R'_э}{R_э}} \cdot C_{вых}}{1 - \sqrt{\frac{R'_э}{R_э}}}. \tag{3.1.3}$$

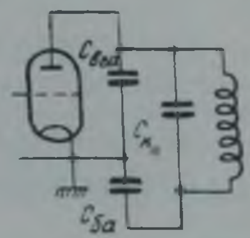


Рис. 3.1.2.

Ориентировочно можно принять, что заметного изменения режима генератора не произойдет, если эквивалентное сопротивление контура уменьшится на 5—10%. Тогда получим

$$C_{ба} = (20 \div 40)\, C_{вых}. \tag{3.1.4}$$

Как указывалось выше, блокировочные конденсатор и дроссель образуют колебательный контур, включенный последовательно с рабочим контуром в анодную цепь лампы. Во избежание заметных потерь энергии в данном контуре он должен быть сильно расстроен для рабочей частоты. Практически оказывается достаточным, если собственная частота этого контура в три-пять раз ниже рабочей частоты:

$$\frac{1}{\sqrt{L_{ба} C_{ба}}} = (0{,}2 \div 0{,}3)\, \omega.$$

Отсюда индуктивность дросселя $L_{ба}$:

$$\omega L_{ба} = (10 \div 25) \frac{1}{\omega C_{ба}}. \tag{3.1.5}$$

В диапазоне коротких волн длина проволоки, из которой выполнен дроссель, может оказаться сравнимой с длиной волны. Если, например, длина провода равна одной четверти длины волны — его сопротивление будет весьма велико, если же длина провода равна половине длины волны — его сопротивление окажется весьма малым. Поэтому в диапазоне коротких и метровых волн для расчета дросселей обычно используется соотношение:

$$l_{пров} \leqslant \frac{\lambda_{мин}}{4}.$$

Недостатком схемы с последовательным питанием является наличие постоянных напряжений (анодного и напряжения смещения) на колебательном контуре и органе связи с предыдущим каскадом. Этот недостаток устраняется в схеме параллельного питания (рис. 3. 1. 3).

Величина емкости блокировочного конденсатора $C_{бa}$ выбирается так же, как и для рассмотренной выше схемы последовательного питания.

Индуктивность блокировочного дросселя через источник анодного питания подключена параллельно колебательному контуру. Поэтому в дроссель ответвляется часть контурного тока, а результирующая индуктивность контура определяется величиной:

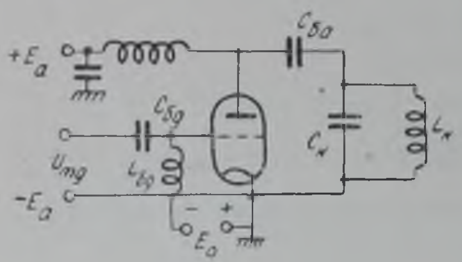


Рис. 3. 1. 3.

$$L'_к = \frac{L_к L_{бa}}{L_к + L_{бa}}.$$

Ток рабочей частоты, проходящий через дроссель,

$$I_{L_{бa}} = \frac{U_m}{\omega L_{бa}}.$$

Этот ток создает дополнительные потери энергии высокой частоты в дросселе:

$$P_{L_{бa}} = \frac{I^2_{L_{бa}} R_{дp}}{2} = \frac{U^2_m R_{дp}}{2(\omega L_{бa})^2} = \frac{U^2_m}{2} \cdot \frac{1}{\omega L_{бa} Q_{L_{бa}}}.$$

Полезная мощность равна

$$P = \frac{U^2_m}{2\rho_к \cdot Q_к}.$$

Здесь $Q_{L_{бa}}$ — добротность цепи питания;

$Q_к$ — добротность анодного контура.

Отношение потерь в цепи питания к мощности генератора:

$$\frac{P_{L_{бa}}}{P} = \frac{Q_к}{Q_{L_{бa}}} \cdot \frac{\rho_к}{\omega L_{бa}}.$$

Отсюда следует:

$$\omega L_{бa} = \rho_к \frac{P}{P_{L_{бa}}} \cdot \frac{Q_к}{Q_{L_{бa}}}. \qquad (3.1.6)$$

Эта формула является расчетной для определения величины индуктивности блокировочного дросселя. Обычно задаются:

$$\frac{P_{L_{бa}}}{P} = 0{,}05 \div 0{,}1; \qquad \frac{Q_к}{Q_{L_{бa}}} = 0{,}5 \div 1.$$

Тогда получим:

$$\omega L_{бa} = (10 \div 20) \cdot \rho_к;$$

$$L_{бa} = (10 \div 20) \cdot L_к.$$

В диапазоне коротких волн высказанные выше соображения относительно блокировочного дросселя в схеме с последовательным питанием полностью справедливы и для схемы с параллельным питанием.

В схеме с параллельным питанием на дросселе действует переменное напряжение, равное напряжению на контуре U_m, вследствие чего габариты этого дросселя, во избежание пробоя и перегрева, должны быть значительно больше, чем дросселя в схеме с последовательным питанием.

В обеих рассмотренных схемах блокировочные элементы выбираются, следовательно, таким образом, что цепи токов высокой частоты отделяются от цепей питания. Поэтому при рассмотрении высокочастотных процессов в ламповом генераторе можно пользоваться принципиальной схемой рис. 3. 1. 4, в которой сопротивление блокировочных емкостей принято равным нулю, а сопротивление блокировочных дросселей — бесконечности.

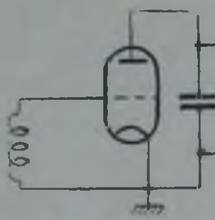


Рис. 3.1.4.

Из сравнения схем с параллельным и последовательным питанием следует, что несмотря на указанный недостаток схема с последовательным питанием позволяет иметь дроссель меньших габаритов. Емкость дросселя на землю в схеме параллельного питания входит в емкость контура, увеличивая ее, что, как будет показано в дальнейшем, весьма нежелательно, особенно на коротких волнах. Поэтому в коротковолновых передатчиках обычно применяется последовательное питание анодной цепи.

§ 3. 2. Схемы с параллельным и двухтактным включением ламп

В случае, если номинальная мощность выбранной лампы недостаточна для обеспечения заданной полезной мощности, а переход на более мощную лампу по тем или иным причинам невозможен, — в генераторе можно использовать две или более ламп.

В зависимости от способа включения ламп различают однотактную или параллельную схему и двухтактную.

Однотактная схема, представленная на рис. 3. 2. 1, состоит из N параллельно соединенных ламп и контура, включенного в их анодную цепь. Вследствие неизбежного разброса параметров отдельных ламп, при параллельном их соединении результирующая номинальная мощность оказывается несколько меньше суммы номинальных мощностей отдельных ламп. Действительно, как было показано выше, номинальная мощность может быть получена от лампы в критическом режиме, условия же получения критического режима определяются параметрами лампы. Таким образом, при параллельном соединении нескольких ламп, имеющих неодинаковые параметры, некоторые из них будут работать в перенапряженном или недонапряженном режимах, поэтому отдаваемая ими мощность окажется меньше номинальной. Следовательно, для параллельной работы следует подбирать лампы с возможно более близкими параметрами. Требуемое число ламп определяется из соотношения:

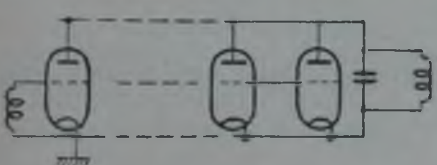


Рис. 3. 2. 1.

$$N = \frac{P}{P_{ном}},$$

где P — заданная мощность;

$P_{ном}$ — номинальная мощность одной лампы.

Расчет генератора при этом ничем не отличается от расчета генератора на одной лампе, при условии, что параметры ее заменены параметрами N параллельно включенных ламп. Так как при параллельном соединении анодные токи отдельных ламп складываются, т. е.

$$i_{aN} = N \cdot i_a,$$

то, очевидно:

$$
\left.\begin{aligned}
I_{mN} &= NI_m;\\
S_N &= \frac{\partial i_{aN}}{\partial u_g} = N\frac{\partial i_a}{\partial u_g} = N\cdot S;\\
R_{iN} &= \frac{\partial u_a}{\partial i_{aN}} = \frac{1}{N}\frac{\partial u_a}{\partial i_a} = \frac{1}{N}\cdot R_i;\\
S_{\text{кр}N} &= N\cdot S_{\text{кр}};\\
E_{a_0N} &= E_{a_0};\\
E_{gBN} &= E_{gB}.
\end{aligned}\right| \qquad (3.2.1)
$$

Все междуэлектродные емкости отдельных ламп также складываются. Составляющие анодного тока суммируются в анодной цепи, т. е.:

$$I_{a_0N} = NI_{a_0};$$
$$I_{akN} = NI_{ak}.$$

Напряжения, действующие между электродами ламп, равны напряжениям, действующим между электродами одной лампы:

$$U_{mgN} = U_{mg};$$
$$U_{mN} = U_m.$$

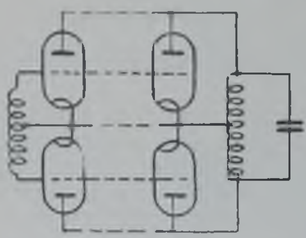


Рис. 3. 2. 2.

Критический коэффициент использования анодного напряжения

$$\xi_{\text{кр}N} = 1 - \frac{N\cdot I_m}{NS_{\text{кр}}E_a} = \xi_{\text{кр}}.$$

Поэтому эквивалентное сопротивление контура для N ламп должно быть в N раз меньше, чем для одной:

$$R_{\text{э кр}N} = \frac{R_{\text{экр}}}{N}.$$

Отсюда следует, что если одна из параллельно работающих ламп в процессе работы генератора выйдет из строя, то генератор перейдет в недонапряженный режим, что может привести к перегрузке анодов оставшихся ламп.

Если требуемое число ламп — четное, т. е. $N = 2n$, они могут быть соединены в двухтактную схему, показанную на рис. 3. 2. 2.

Каждое из плеч двухтактной схемы содержит $\frac{N}{2} = n$ параллельно включенных ламп. Напряжение возбуждения подводится к управляющим сеткам ламп обоих плеч схемы в противофазе:

$$u_{g\text{I}} = U_{mg}\cos\omega t;$$
$$u_{g\text{II}} = U_{mg}\cos(\omega t + \pi).$$

Следовательно, пополнение энергии в колебательном контуре в отличие от однотактной схемы происходит дважды за один период, так как импульсы анодного тока обоих плеч будут проходить через контур дважды за период. Вследствие этого форма тока в колебательном контуре и напряжения на нем в двухтактной схеме будут ближе к синусоидальной, чем в однотактной. Рассмотрим ряды Фурье для анодных токов плеч схемы.

Учитывая противофазность напряжений возбуждения управляющих сеток плеч схемы, получим:

$$i_{aI} = I_{a_0} + I_{a_1}\cos\omega t + I_{a_2}\cos 2\omega t + I_{a_3}\cos 3\omega t + \ldots$$

$$i_{aII} = I_{a_0} + I_{a_1}\cos(\omega t + \pi) + I_{a_2}\cos(2\omega t + 2\pi) + I_{a_3}\cos(3\omega t + 3\pi) + \ldots =$$

$$= I_{a_0} - I_{a_1}\cos\omega t + I_{a_2}\cos 2\omega t - I_{a_3}\cos 3\omega t + \ldots + (-1)^k \cdot I_{a_k}\cos k\omega t + \ldots$$

В общем проводе схемы токи ламп обоих плеч суммируются:

$$i_{a\Sigma} = 2I_{a_0} + 2I_{a_2}\cos 2\omega t + 2I_{a_4}\cos 4\omega t + \ldots$$

Таким образом, в общем проводе отсутствуют токи нечетных гармоник. Иными словами, можно представить, что токи нечетных гармоник замыкаются по цепи: лампы плеча I — колебательный контур — лампы плеча II. Пусть сопротивление колебательного контура для гармоники порядка k будет $\bar{z}_k$. Тогда потенциалы верхней и нижней точек контура относительно катода определяются как:

$$\bar{U}_{aI} = \frac{\bar{I}_{a_1}\bar{z}_1}{2} + \frac{\bar{I}_{a_2}\bar{z}_2}{2} + \frac{\bar{I}_{a_3}\bar{z}_3}{2} + \ldots$$

$$\bar{U}_{aII} = -\frac{\bar{I}_{a_1}\bar{z}_1}{2} + \frac{\bar{I}_{a_2}\bar{z}_2}{2} - \frac{\bar{I}_{a_3}\bar{z}_3}{2} + \ldots$$

Напряжение на всем контуре $\bar{U}_{aa}$ есть разность этих потенциалов:

$$\bar{U}_{aa} = \bar{I}_{a_1}\bar{z}_1 + \bar{I}_{a_3}\bar{z}_3 + \ldots$$

Отсюда видно, что напряжение на контуре, а следовательно, и ток в контуре будут содержать лишь нечетные гармоники. Колебательный контур может быть настроен на первую гармонику (режим усиления) или на какую-либо высшую нечетную гармонику (режим умножения частоты).

В первом случае оказывается возможным, по крайней мере принципиально, получение чисто синусоидальных колебаний при работе ламп с отсечкой анодного тока. В самом деле, коэффициент гармоники порядка k выражается через угол отсечки, как известно, следующим образом:

$$\alpha_k = \frac{(k+1)\sin(k-1)\psi - (k-1)\sin(k+1)\psi}{k\cdot\pi\cdot(k^2-1)(1-\cos\psi)}.$$

Полагая $\psi = 90^\circ$, получим

$$\alpha_k = \frac{(k+1)\sin(k-1)\cdot\frac{\pi}{2} - (k-1)\sin(k+1)\cdot\frac{\pi}{2}}{\pi k(k^2-1)}.$$

При нечетных значениях k, больших единицы, числитель этого выражения тождественно равен нулю, тогда как знаменатель есть конечная величина. Следовательно, при угле отсечки $\psi = 90^\circ$ амплитуды всех нечетных гармоник, кроме первой, равны нулю. В двухтактной же схеме, как показано выше, происходит компенсация токов четных гармоник в контуре. Таким образом, при работе двухтактной схемы с углом отсечки $\psi = 90^\circ$ в контуре будут отсутствовать составляющие как четных, так и нечетных гармоник.

В действительности, разумеется, вследствие нелинейности характеристик ламп и разброса их параметров высшие гармонические в составе контурного тока будут подавлены не полностью, но, во всяком случае, величина их амплитуд будет значительно меньшей, чем в однотактной схеме.

Это свойство двухтактной схемы является ее серьезным преимуществом перед однотактной.

В тех случаях, когда генератор должен работать на симметричную относительно земли нагрузку, что часто встречается в диапазоне коротких и ультракоротких волн, двухтактная схема также имеет преимущество перед однотактной.

Двухтактная схема может быть использована для работы в качестве удвоителя (или вообще умножителя частоты с четной кратностью умножения), если колебательный контур включен не между анодами ламп, а в общий провод (рис. 3. 2. 3). В этом случае в колебательном контуре будут отсутствовать токи нечетных гармоник, в частности первой гармоники, наличие которой в контуре однотактного удвоителя особенно неприятно вследствие того, что амплитуда ее является наибольшей по отношению к амплитудам всех остальных гармоник.

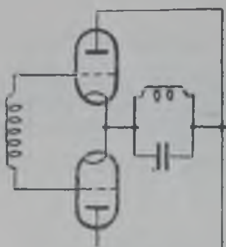


Рис. 3. 2. 3.

Расчет режима генератора при двухтактной схеме удобно вести разбив двухтактную схему на две однотактные и рассчитывая каждую из них на половинную мощность обычным методом. В таблицу 3. 2. 1 сведены основные показатели режима генератора, работающего на одной лампе, на $N = 2n$ параллельно включенных ламп и по двухтактной схеме с числом ламп n в каждом плече.

Таблица 3.2.1

Одна лампа	$N = 2n$ ламп параллельно	$N = 2n$ ламп двухтактно
P	NP	NP
P_0	NP_0	NP_0
P_a	NP_a	NP_a
γ_1	γ_1	γ_1
E_g	E_g	E_g
U_{mg}	U_{mg}	$2U_{mg}$
U_m	U_m	$U_{aa} = 2U_m$
I_{a1}	NI_{a1}	$\frac{NI_{a1}}{2}$
$R_э$	$\frac{1}{N} R_э$	$\frac{4}{N} R_э$

Некоторыми недостатками двухтактной схемы по сравнению с параллельной являются:

а) Необходимость удвоенного напряжения возбуждения.

б) Наличие двойного напряжения на колебательном контуре.

в) Необходимость тщательного соблюдения симметрии колебательного контура, что, в известной степени, затрудняет настройку контура и регулировку его связи с нагрузкой, если эта нагрузка несимметричная.

В заключение следует отметить, что параллельное соединение большого количества ламп нежелательно по следующим причинам:

1. Вследствие неизбежного разброса параметров ламп нагрузка их оказывается практически неодинаковой. Это приводит к перегрузке некоторых ламп и сокращению срока их службы вследствие перегрева анодов и сеток, ионных пробоев и т. п. Явление неустойчивой работы большого количества параллельно соединенных ламп приобрело среди радиоспециа-

листов печальную известность как «Рокки-Пойнт-эффект», по названию города в США, где американские инженеры безуспешно пытались увеличить этим способом мощность радиостанции.

2. При большом числе параллельно работающих ламп усиливаются всевозможные паразитные связи, затрудняется рациональный монтаж. Поэтому на практике следует избегать включения более двух ламп параллельно. При симметричной нагрузке обе лампы целесообразнее соединять по двухтактной схеме.

§ 3.3. Выходной каскад генератора

При изучении свойств одиночного колебательного контура, как нагрузки лампового генератора, считалось, что вся мощность высокочастотных колебаний, выделенная в активном сопротивлении колебательного контура, является полезной. Иными словами, предполагалось, что активное сопротивление контура является полезным сопротивлением нагрузки. В действительности, однако, наряду с сопротивлением полезной нагрузки, включенным в колебательный контур, в нем всегда имеется некоторое собственное сопротивление потерь, благодаря чему полное активное сопротивление контура равно $r = r_к + r_{вн}$, где $r_к$ — собственное сопротивление потерь колебательного контура, $r_{вн}$ — включенное или внесенное в него сопротивление полезной нагрузки. Полная мощность, выделяемая в контуре током $I_к$, будет равна

$$P = \frac{1}{2} I_к^2 (r_к + r_{вн}) = \frac{1}{2} I_к^2 r_к + \frac{1}{2} I_к^2 r_{вн} = P_к + P_н.$$

Здесь $P_к$ — мощность потерь в элементах колебательного контура;
$P_н$ — собственно полезная мощность, выделенная в нагрузке.

Желательно, разумеется, чтобы мощность, теряемая в элементах колебательного контура, была по возможности мала по сравнению с полезной мощностью. Отношение мощности, выделенной в полезной нагрузке, к полной мощности, развиваемой генератором, называется коэффициентом полезного действия контура:

$$\eta_к = \frac{P_н}{P_к + P_н} = \frac{r_{вн}}{r_к + r_{вн}}. \qquad (3.3.1)$$

Предположим, что имеем возможность изменять величину $r_{вн}$ в любых пределах и проследим, вначале качественно, зависимость полезной мощности от величины $r_{вн}$. С увеличением $r_{вн}$ от нуля до бесконечности к. п. д. контура возрастает от нуля до единицы. При этом, однако, полная мощность P не остается постоянной, так как изменяется величина эквивалентного сопротивления контура $R_э$. Действительно,

$$R_э = \frac{p^2 \cdot \rho^2}{r_к + r_{вн}}.$$

При неограниченном увеличении вносимого сопротивления, следовательно, и полезная мощность стремится к нулю, несмотря на близкий к единице к. п. д. контура. Определим условия, при которых полезная мощность максимальна. Для этого воспользуемся приведенным выше эмпирическим выражением для нагрузочной характеристики:

$$\frac{P}{P_{кр}} = \frac{R_э}{R_{э\,кр}}\left(2 - \frac{R_э}{R_{э\,кр}}\right).$$

Когда контур не нагружен ($r_{вн} = 0$), его эквивалентное сопротивление максимально и равно

$$R_{э0} = \frac{p^2\rho^2}{r_к} = p^2 Q_0 \cdot \rho$$

Введем обозначения:

$$\frac{R_{э0}}{R_{э\,кр}} = a; \qquad \frac{r_{вн}}{r_к} = n^2$$

Очевидно,

$$\frac{R_э}{R_{э0}} = \frac{r_к}{r_к + r_{вн}},$$

откуда

$$R_э = R_{э0} \cdot \frac{1}{1+n^2}; \tag{3.3.2}$$

к. п. д. контура

$$\eta_к = \frac{R_{вн}}{r_к + r_{вн}} = \frac{n^2}{1+n^2} = 1 - \frac{1}{1+n^2} = 1 - \frac{R_э}{R_{э0}}; \tag{3.3.3}$$

полезная мощность

$$\frac{P_н}{P_{кр}} = \frac{P \cdot \eta_к}{P_{кр}} = \frac{an^2}{(1+n^2)^2} \cdot \left(2 - \frac{a}{1+n^2}\right). \tag{3.3.4}$$

Это выражение имеет максимум при условии:

$$n^2_{опт} = \frac{a + \sqrt{(a-1)^2+3}}{2}. \tag{3.3.5}$$

Следовательно,

$$r_{вн.опт} = r_к \; n^2_{опт}.$$

Оптимальное значение эквивалентного сопротивления

$$R_{э\,опт} = R_{э0} \frac{1}{1+n^2_{опт}} \tag{3.3.6}$$

Существенно заметить, что с увеличением коэффициента $a = \frac{R_{э0}}{R_{э\,кр}}$ уменьшаются потери в контуре и полезная мощность растет. Если $a \gg 1$, то из выражения (3.3.5) получим:

$$n^2_{опт} \cong a = \frac{R_{э0}}{R_{э\,кр}};$$

$$R_{э\,опт} = R_{э\,кр} \frac{R_{э0}}{R_{э\,кр} + R_{э0}} \tag{3.3.7}$$

Следовательно, оптимальное значение эквивалентного сопротивления всегда несколько меньше критического, т. е. максимум полезной мощности будет получен в режиме недонапряженном, близком к критическому. На рис. 3.3.1 представлены типовые зависимости мощности генерируемых колебаний, полезной мощности, к. п. д. генератора, к. п. д. контура и результирующего к. п. д. от величины $\frac{R_э}{R_{э0}}$.

Полезная нагрузка лампового генератора, например передающая антенна, представляет собой в общем случае на рабочей частоте комбинацию активного и реактивных сопротивлений:

$$\bar{z}_a = r_A + jx_A = r_A + j\left(\omega L_A - \frac{1}{\omega C_A}\right).$$

Величина r_A представляет собой суммарное активное сопротивление антенны, обусловленное полезным излучением энергии и потерями в антенне, заземлении, соединительных проводах, дополнительных элементах, которые могут быть включены в антенну, и т. п.

Таким образом,

$$r_A = r_{A\kappa} + r_\sigma,$$

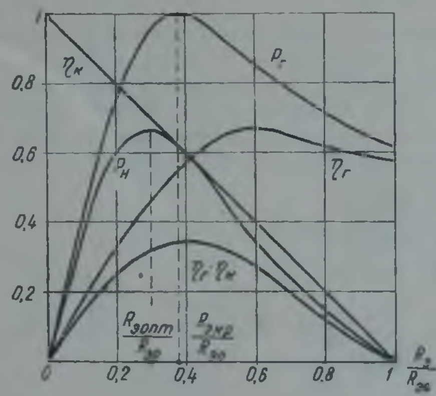


Рис. 3. 3. 1.

где $r_{A\kappa}$ — сопротивление активных потерь в антенном контуре;

r_σ — сопротивление излучения.

К. п. д. антенны равен

$$\eta_A = \frac{r_\sigma}{r_{A\kappa} + r_\sigma}.$$

Антенна может быть либо непосредственно включена в колебательный контур генератора либо тем или иным способом связана с ним. Схема колебательного контура генератора в первом случае представлена на рис. 3. 3. 2. Такая схема выходного каскада генератора называется простой.

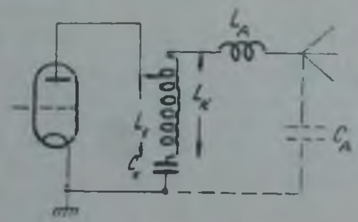


Рис. 3. 3. 2.

Достоинством данной схемы является, естественно, ее простота в регулировке и эксплуатации. Однако она имеет ряд существенных недостатков:

1. К. п. д. контура однозначно определяется величиной $\frac{r_A}{r_\kappa}$ и при малом сопротивлении антенны может оказаться весьма малым.

2. Эквивалентное сопротивление контура

$$R_э = p^2 \frac{(\rho_\kappa + \rho_A)^2}{r_\kappa + r_A}$$

при большом сопротивлении антенны и заданном значении ρ_κ может оказаться меньше критического, вследствие чего мощность генерируемых колебаний и к. п. д. генератора будут значительно меньше оптимальных.

3. Реактивности антенны входят непосредственно в настройку колебательного контура. Изменение этих реактивностей под влиянием метеорологических или иных факторов вызовет расстройку колебательного контура, со всеми вытекающими отсюда последствиями.

4. Затрудняется регулировка генератора при смене антенн.

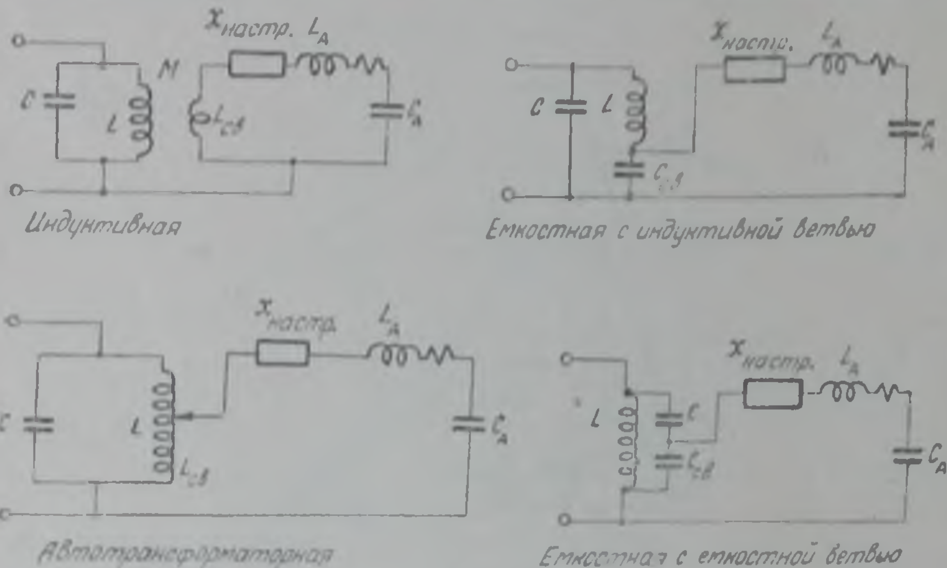


Рис. 3. 3. 3.

В диапазоне СВЧ такая схема выходного каскада не находит применения и поэтому в дальнейшем нами не рассматривается. От перечисленных недостатков в значительной мере свободна так называемая сложная схема выходного каскада. При сложной схеме в анодную цепь лампы включается промежуточный (или первичный) колебательный контур, с которым тем или иным способом связывается полезная нагрузка. Обычно в цепь полезной нагрузки включается дополнительная реактивность, компенсирующая ее собственную реактивность. Получающийся таким образом колебательный контур называется вторичным или антенным.

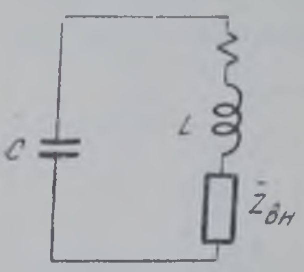


Рис. 3. 3. 4.

На рис. 3. 3. 3 представлены основные виды связи антенного контура с промежуточными. Из общей теории связанных контуров известно, что наличие второго контура, связанного любым способом с первым, эквивалентно включению последовательно в первый контур некоторого комплексного сопротивления, называемого вносимым сопротивлением (рис. 3. 3. 4).

Величина этого вносимого сопротивления зависит от параметров второго контура и сопротивления связи между контурами следующим образом:

$$\bar{z}_{вн} = \frac{x_{св}^2}{\bar{z}_A} = \frac{x_{св}^2}{(|z_A|)^2}(r_A - jx_A).$$

Если второй контур настроен точно в резонанс, то $x_A = 0$ и $\bar{z}_A = r_A$:

$$\bar{z}_{вн} = R_{вн} = \frac{x_{св}^2}{r_A}. \qquad (3.3.8)$$

Изменением величины сопротивления связи легко изменять величину $r_{вн}$. При любых значениях r_A можно подобрать такое значение сопротивления связи $x_{св.опт}$, чтобы $r_{вн}=r_{вн.опт}$, т. е. получить условия отдачи максимальной мощности в нагрузку:

$$x_{св.опт} = \sqrt{r_A \cdot r_{вн.опт}}. \qquad (3.3.9)$$

При значительной расстройке антенного контура:

$$z_{вн} \to 0, \quad r_{вн} \to 0 \text{ и } x_{вн} \to 0,$$

вследствие чего эквивалентное сопротивление промежуточного контура возрастает до величины $R_{э0}$, генератор переходит в перенапряженный режим и потери на аноде генераторной лампы уменьшаются. Таким образом, расстройка антенного контура при сложной схеме выходного каскада не представляет опасности для генераторной лампы. Это обстоятельство, наряду с удобством регулировки величины $R_э$ путем изменения связи,

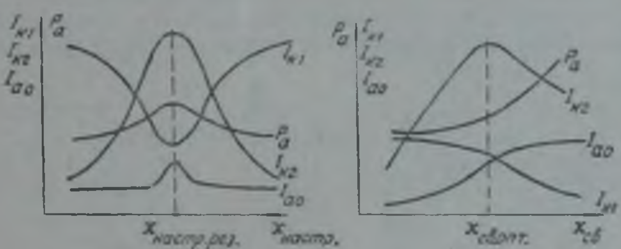


Рис. 3. 3. 5.

является существенным преимуществом сложной схемы генератора перед простой.

При расчете генератора по сложной схеме обычно исходят из мощности в антенне P_A и ее параметров L_A, C_A и r_A.

Для выбора генераторной лампы принимается ориентировочно $\eta_к = 0,8 \div 0,9$.

Потребная номинальная мощность лампы

$$P_{ном} > \frac{P_A}{\eta_к}. \qquad (3.3.10)$$

Затем производится расчет режима генератора, как это изложено выше. Из расчета режима определяется величина $R_{э\,кр}$. Из данных конструктивного расчета промежуточного колебательного контура известны величины $\rho_к$, $R_{э0}$ и $R_к$. Пользуясь формулами (3. 3. 5) и (3. 3. 9), определяем оптимальное значение сопротивления связи и проверяем величину полезной мощности P_A.

Из условия $x_A = \omega L_A - \frac{1}{\omega C_A} = -x_{настр}$ определяем величину и знак реактивности настройки антенного контура.

В заключение укажем порядок настройки генератора сложной схемы.

Прежде всего, при минимальной связи с антенным контуром, обычным способом настраивается промежуточный контур. Затем производится настройка антенного контура путем изменения величины $x_{настр}$. При точной настройке антенного контура в резонанс, вносимое им в промежуточный контур сопротивление максимально, следовательно, сопротивление нагрузки лампы минимально. Поэтому момент настройки антенного контура в резонанс может быть фиксирован либо по максимуму тока в нем, либо по минимуму тока в промежуточном контуре. При этом, очевидно, постоянная составляющая анодного тока лампы будет максимальна. После настройки обоих контуров увеличивается связь между ними до получения максимального тока в антенном контуре, что соответствует оптимальной связи.

Дальнейшее увеличение связи вызовет переход генератора в недонапряженный режим, уменьшение полезной мощности и увеличение потерь на аноде. Изложенное иллюстрируется рис. 3. 3. 5.

§ 3. 4. Основные измерения в цепях лампового генератора

Для осуществления настройки и регулировки лампового генератора, а также для контроля за его работой в процессе эксплуатации необходимо измерять токи и напряжения в его цепях.

К генератору подводятся постоянное анодное напряжение E_a и постоянное напряжение смещения E_g; в соответствующих цепях генератора протекают постоянные составляющие анодного и сеточного токов I_{a0} и I_{g0}. К управляющей сетке подводится переменное напряжение возбужде-

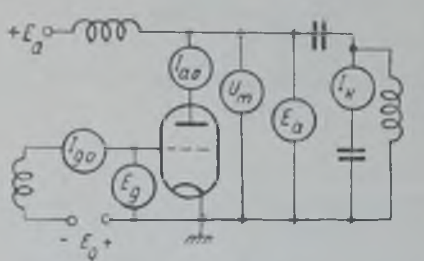


Рис. 3. 4. 1.

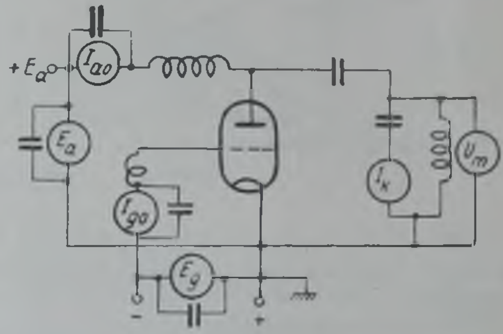


Рис. 3. 4. 2.

ния U_{mg}, на колебательном контуре действует переменное напряжение U_m, в ветвях контура протекает переменный ток $I_к$, в антенном контуре — переменный ток $I_А$. Для составления исчерпывающего суждения о режиме генератора желательно измерять все эти величины, особенно в процессе наладки или лабораторного исследования генератора.

Измерение постоянных составляющих токов и напряжений производится, как правило, магнитоэлектрическими приборами, измерение токов высокой частоты — обычно также магнитоэлектрическими приборами с термоэлектрическими датчиками, градуированными в эффективных значениях тока. Для измерения напряжений высокой частоты используются, главным образом, ламповые вольтметры. Общий принцип, которым надлежит руководствоваться для правильного включения измерительных приборов в схему генератора, состоит в том, что приборы, предназначенные для измерения постоянных токов и напряжений, должны быть защищены от воздействия на них высокочастотных токов и напряжений, и наоборот. Кроме того, необходимо, чтобы потенциал рабочей системы измерительного прибора, как правило, заключенной в защитный металлический кожух, монтируемый на металлическом же корпусе генератора, был возможно ближе к потенциалу последнего.

Эффективное значение тока контура в емкостной ветви несколько больше, чем в индуктивной, поскольку через емкостную ветвь замыкаются высшие гармонические анодного тока. Однако значительная часть тока в емкостной ветви проходит через паразитные емкости схемы и междуэлектродные емкости лампы. Поэтому измерение тока контура в коротковолновых генераторах лучше производить в индуктивной ветви. В схеме с последовательным питанием анодной цепи через индуктивность контура протекает также постоянная составляющая анодного тока, что необходимо учитывать при точных измерениях.

На рис. 3. 4. 1 изображено неправильное включение приборов, на рис. 3. 4. 2 — правильное.

В промышленных образцах передатчиков, работающих в более или менее постоянных условиях эксплуатации, нет особой необходимости измерять все перечисленные величины. Обычно ограничиваются измерением постоянных составляющих анодного, иногда сеточного токов, тока

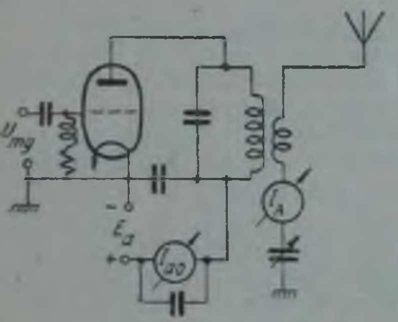


Рис. 3. 4. 3.

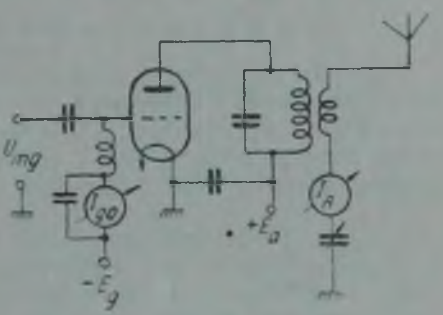


Рис. 3. 4. 4.

в антенном, а иногда в промежуточном контурах. На рис. 3. 4. 3 представлена схема генератора с минимальным количеством измерительных приборов, необходимым для настройки антенного и промежуточного контуров. В этой схеме измеряется постоянная составляющая анодного тока и ток антенны. Настройка промежуточного контура производится по минимуму постоянной составляющей анодного тока, настройка антенного контура — по максимуму постоянной составляющей анодного тока, подбор оптимальной связи — по максимуму тока в антенном контуре. В малогабаритных передатчиках малой мощности иногда ограничиваются индикатором тока в антенном контуре, в виде лампочки накаливания, включаемой лишь на время настройки, либо в виде неоновой лампы.

На рис. 3. 4. 4 представлена схема генератора, в которой индикатором настройки служит прибор, измеряющий постоянную составляющую сеточного тока. Настройка промежуточного контура производится по максимуму сеточного тока, антенного — по минимуму, регулировка связи с антенной — по максимуму тока в антенне.

В генераторах диапазона СВЧ, как правило, измеряются лишь постоянные токи.

Глава 4

ЦЕПЬ УПРАВЛЯЮЩЕЙ СЕТКИ ГЕНЕРАТОРА С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

§ 4. 1. Расчет потерь в цепи управляющей сетки

До сих пор нами рассматривались процессы в анодной цепи лампового генератора. Изменение анодного тока лампы, обеспечивающее работу генератора, происходит в результате управления объемным зарядом путем изменения потенциала сетки относительно катода. При получении от генераторной лампы большой мощности, напряжение на сетке изменяется в весьма широких пределах, от некоторых отрицательных значений до положительных.

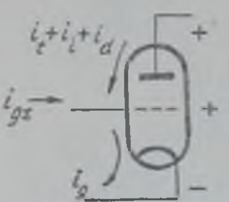


Рис. 4. 1. 1.

При положительных напряжениях на сетке часть эмиссионного тока катода попадает на сетку и образует прямой сеточный ток i_g, направленный от сетки к катоду. При этом, в результате бомбардировки сетки электронами имеет место некоторая вторичная эмиссия электронов с сетки, образующая динатронный ток сетки i_d. Ионизируемые полем анода и электронным потоком остатки газа в лампе при отрицательном напряжении на сетке образуют ионный ток сетки i_i. Кроме того, в процессе активирования катода сетка лампы часто загрязняется активирующими веществами и, находясь в непосредственной близости от раскаленного катода, нагревается до температуры порядка сотен градусов, вследствие чего эмитирует электроны, образующие термоток сетки i_t.

Последние три составляющие сеточного тока направлены от анода к сетке и сумма их называется обратным сеточным током. Схематически эти составляющие показаны на рис. 4. 1. 1.

Суммарный сеточный ток, определяющийся равенством $i_{g\Sigma} = i_g - i_d - i_i - i_t$, представляет собой весьма сложную функцию напряжений на сетке и аноде лампы.

При конструировании и изготовлении ламп принимается целый ряд специальных мер, в результате которых обратный сеточный ток при положительных напряжениях на сетке оказывается во много раз меньшим прямого и его наличие в большинстве случаев может не учитываться.

Таким образом, для практических расчетов принимают

$$i_{g\Sigma} = i_g.$$

Зависимость прямого сеточного тока от напряжений на электродах лампы также не может быть точно выражена аналитически. Можно только утверждать, что чем больше положительное напряжение на сетке и чем меньше напряжение на аноде, тем в большей степени происходит перераспределение эмиссионного тока катода между сеткой и анодом, т. е. тем большим будет прямой сеточный ток. На рис. 4. 1. 2 изображены статические характеристики сеточного тока генераторной лампы, иллюстрирующие это положение.

В процессе работы генератора увеличение положительного напряжения на сетке сопровождается уменьшением напряжения на аноде, вследствие чего сеточный ток возрастает быстрее, чем в статическом режиме. Зависимость сеточного тока от мгновенного значения напряжения на сетке при наличии нагрузки в анодной цепи лампы называется динамической характеристикой сеточного тока.

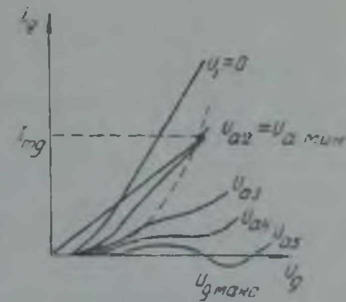


Рис. 4. 1. 2.

При максимальном положительном напряжении на сетке в случае настроенной нагрузки в анодной цепи

$$u_{g\,\text{макс}}=E_g+U_{mg}$$

напряжение на аноде минимально и равно

$$u_{a\,\text{мин}}=E_a-U_m.$$

В этот момент сеточный ток достигает наибольшего значения I_{mg}.

Для приближенного расчета потерь в цепи сетки по предложению академика А. И. Берга принято считать динамическую характеристику прямой, проходящей через начало координат и точку I_{mg}. Сравнивая спрямленную таким образом динамическую характеристику с реальной, видим, что значение сеточных токов по спрямленной характеристике на всем ее протяжении (кроме точек 0 и I_{mg}) превышает реальные. Поэтому при расчете потерь по спрямленной динамической характеристике они получаются несколько преувеличенными. Поскольку потери в цепи сетки вообще относительно невелики, это обстоятельство можно считать мало существенным, сам же расчет получается весьма простым.

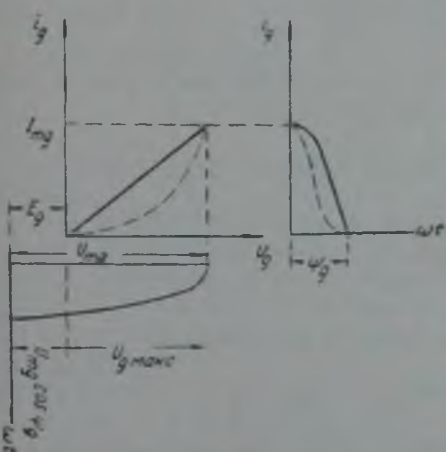


Рис. 4. 1. 3.

На рис. 4.1.3 представлена спрямленная динамическая характеристика сеточного тока. Сеточный ток в процессе работы генератора будет протекать в виде импульсов косинусоидальной формы, с углом отсечки ψ_g. Уравнение динамической характеристики сеточного тока

$$i_g=\frac{I_{mg}}{u_{g\,\text{макс}}}(E_g+U_{mg}\cos\omega t). \qquad (4.1.1)$$

В момент $\omega t=0$:

$$u_g=u_{g\,\text{макс}} \text{ и } i_g=I_{mg}.$$

В момент $\omega t=\psi_g$:

$$u_g=0 \text{ и } i_g=0.$$

т. е.

$$\frac{I_{mg}}{E_g + U_{mg}}(E_g + U_{mg}\cos\psi) = 0. \tag{4.1.2}$$

Следовательно,

$$\cos\psi_g = -\frac{E_g}{U_{mg}}. \tag{4.1.3}$$

Вычитая (4.1.2) из (4.1.1), получим

$$i_g = \frac{I_{mg}}{E_g + U_{mg}} \cdot U_{mg}(\cos\omega t - \cos\psi_g) = I_{mg}\frac{\cos\omega t - \cos\psi_g}{1 - \cos\psi_g}. \tag{4.1.4}$$

Мгновенные потери на сетке (тепловая мощность рассеяния) определяются как произведение мгновенных значений напряжения на сетке и сеточного тока:

$$p_{g\,\text{рас}} = u_g \cdot i_g = (E_g + U_{mg}\cos\omega t) \cdot I_{mg}\frac{\cos\omega t - \cos\psi_g}{1 - \cos\psi_g}.$$

Средняя мощность потерь:

$$P_{g\,\text{рас}} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} p_{g\,\text{рас}}(\omega t)\,d\omega t = \frac{1}{\pi}\int_0^{\psi_g} E_g \cdot I_m \frac{\cos\omega t - \cos\psi_g}{1 - \cos\psi_g}\,d\omega t +$$

$$+ \frac{1}{2}\cdot\frac{2}{\pi}\int_0^{\psi_g} U_{mg}\cos\omega t\,\frac{\cos\omega t - \cos\psi_g}{1 - \cos\psi_g}\,d\omega t =$$

$$= E_g \cdot I_{mg}\cdot\frac{1}{\pi}\int_0^{\psi_g}\frac{\cos\omega t - \cos\psi_g}{1 - \cos\psi_g}\,d\omega t + \frac{U_{mg}\cdot I_{mg}}{2}\cdot\frac{2}{\pi}\int_0^{\psi_g}\frac{\cos\omega t - \cos\psi_g}{1 - \cos\psi_g}\cdot\cos\omega t \cdot d\omega t.$$

В этом выражении можно выделить вычисленные нами выше функции Берга:

$$\frac{1}{\pi}\cdot\int_0^{\psi_g}\frac{\cos\omega t - \cos\psi_g}{1 - \cos\psi_g}\,d\omega t = \alpha_0;$$

$$\frac{2}{\pi}\cdot\int_0^{\psi_g}\frac{\cos\omega t - \cos\psi_g}{1 - \cos\psi_g}\cdot\cos\omega t \cdot d\omega t = \alpha_1.$$

Следовательно, средние потери на сетке будут равны

$$P_{g\,\text{рас}} = E_g \cdot I_{g_0} + \frac{U_{mg}\cdot I_{g_1}}{2} = P_{g_0} + P_g. \tag{4.1.5}$$

Первое слагаемое представляет собой мощность, затраченную источником постоянного напряжения смещения. Так как в большинстве случаев генераторные лампы работают при отрицательном напряжении смещения, то эта мощность отрицательна, т. е. источник смещения получает энергию из сеточной цепи. Второе слагаемое представляет собой мощность, затраченную источником напряжения возбуждения.

При отрицательном напряжении смещения мощность, затрачиваемая источником возбуждающего напряжения, расходуется на нагрев самой сетки $P_{g\,\text{рас}}$ и на покрытие потерь в источнике напряжения смещения:

$$P_g = P_{g\,\text{рас}} + |E_g| \cdot I_{g_0}. \tag{4.1.6}$$

Физически это означает, что участок сетка — катод лампы играет роль диодного выпрямителя переменного напряжения U_{mg}, питающего источник смещения выпрямленным током I_{g0}. Поэтому в процессе работы генератора источник напряжения смещения не разряжается, а, наоборот, заряжается. Указанное обстоятельство позволяет, в ряде случаев, обойтись вообще без активного источника напряжения смещения, заменив его сопротивлением, шунтированным достаточно большой емкостью (рис. 4.1.4), обеспечивающей постоянство напряжения на сопротивлении.

Величина сопротивления подбирается из условия получения требуемого напряжения смещения

$$R_{см} = \frac{|E_g|}{I_{g0}}. \qquad (4.1.7)$$

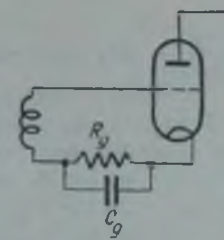


Рис. 4. 1. 4.

Такой способ обеспечения смещения называется автоматическим, и с его помощью может быть получено только отрицательное смещение, по величине не большее, чем амплитуда напряжения возбуждения.

Для расчета токов и потерь в цепи сетки необходимо знать величину импульса сеточного тока. Проще всего получить эту величину из характеристик сеточного тока, так как напряжения, которыми она определяется, $u_{a\,мин} = E_a - U_m$ и $u_{g\,макс} = E_g + U_{mg}$, известны из расчета режима генератора. При отсутствии характеристик сеточного тока можно пользоваться следующими эмпирическими формулами (при работе генератора в недонапряженном и критическом режиме):

Для триода

$$I_{mg} = (0,1 \div 0,15)\, I_{ma} \sqrt{\frac{u_{g\,макс}}{u_{a\,мин}}}. \qquad (4.1.8)$$

Для тетрода и пентода

$$I_{mg} = (0,05 \div 0,1)\, I_{ma} \sqrt{\frac{u_{g\,макс}}{E_{g2}}}. \qquad (4.1.9)$$

Таким образом, расчет потерь в цепи сетки удобно вести в следующем порядке.

Из расчета генератора известны величины U_{mg}, E_g, E_a и U_m.

1) По характеристикам сеточного тока или по формулам (4. 1. 8) или (4. 1. 9) находим величину I_{mg}.

2) По формуле (4. 1. 3) определяем угол отсечки сеточного тока и по таблицам или графикам функций Берга — величины α_1 и α_0, после чего можем найти:

3) Первую гармонику сеточного тока $I_{g1} = \alpha_1 \cdot I_{mg}$.

4) Постоянную составляющую сеточного тока $I_{g0} = \alpha_0 \cdot I_{mg}$.

5) Мощность, затрачиваемую предыдущим каскадом,

$$P_g = \frac{U_{mg} \cdot I_{g1}}{2}.$$

6) Мощность, рассеиваемую на сетке,

$$P_{g\,рас} = \frac{U_{mg} \cdot I_{g1}}{2} + E_g \cdot I_{g0}.$$

7) Сопротивление автоматического смещения, если его предполагается применить,

$$R_g = \frac{|E_g|}{I_{g0}}.$$

Для ориентировочной практической оценки потерь в цепи сетки по показаниям приборов можно приближенно принять, что для сеточного тока $\frac{\alpha_1}{\alpha_0} \simeq 2$, так как угол отсечки сеточного тока обычно лежит в пределах 30—40°. Тогда

$$P_g = \frac{U_{mg} \cdot I_{g_0} \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_0}}{2} \simeq U_{mg} \cdot I_{g_0}. \qquad (4.1.10)$$

§ 4.2. Влияние междуэлектродных емкостей лампы на работу генератора

Между электродами трехэлектродной лампы существуют емкости, обусловленные конечными геометрическими размерами электродов и конечными расстояниями между ними. В трехэлектродной лампе различают емкость сетка — катод $C_{gк}$, емкость сетка — анод C_{ag} и емкость анод — катод $C_{ак}$.

Емкости $C_{gк}$ и C_{ag} в триодах обычно одного порядка, емкость $C_{ак}$ вследствие экранирующего действия сетки, расположенной между анодом и катодом, оказывается в десятки и даже сотни раз меньшей.

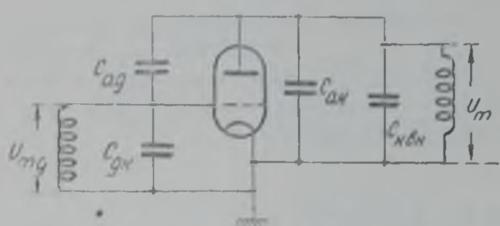


Рис. 4. 2. 1.

С укорочением рабочей волны междуэлектродные емкости начинают играть все более существенную роль в работе лампового генератора. Рассмотрим схему лампового генератора с учетом наличия этих емкостей (рис. 4.2.1).

Напряжение возбуждения в рассматриваемой схеме подводится к выводам электродов сетка — катод, полезная нагрузка включена между выводами анод — катод. Будем называть в этой схеме сетку — входным электродом, анод — выходным электродом и катод — общим электродом. Результирующая емкость между сеткой и катодом называется входной емкостью, результирующая емкость между анодом и катодом — выходной емкостью. Так как лампа включена в схему всеми тремя электродами, очевидно, эти емкости будут отличаться от статических емкостей $C_{gк}$ и $C_{ак}$. Наконец, емкость C_{ag}, связывающая цепь сетки с цепью анода, называется проходной емкостью.

Определим значение этих емкостей для схемы рис. 4.2.1.

Выходную емкость определим из следующих соображений: действующее на колебательном контуре напряжение с амплитудой U_m создаст между анодом и катодом лампы некоторый емкостный ток

$$\overline{I}_{C_{ак}} = \overline{U}_m \cdot j\omega C_{\text{вых}}.$$

Этот ток, очевидно, складывается из двух токов:

$$\overline{I}_{C_{ак}} = \overline{U}_m \cdot j\omega C'_{ак} + (\overline{U}_m + \overline{U}_{mg}) \cdot j\omega C_{ag},$$

так как между сеткой и анодом действует сумма напряжений U_m и U_{mg}.

Емкость $C'_{ак}$ складывается из статической емкости $C_{ак}$ и емкости между анодом лампы и заземленным проводящим экраном, в котором собран генератор и с которым соединен катод:

$$C'_{ак} = C_{ак} + C_{аз}.$$

Последняя обычно значительно превосходит емкость $C_{ак}$.

Следовательно,

$$\overline{I}_{C_{a\kappa}} = \overline{U}_m \cdot j\omega \left[C'_{a\kappa} + \left(1 + \frac{U_{mg}}{U_m}\right) C_{ag} \right].$$

Так как обычно $\frac{U_{mg}}{U_m} \ll 1$, то:

$$\overline{I}_{C_{a\kappa}} \cong \overline{U}_m \cdot j\omega \left[C'_{a\kappa} + C_{ag} \right]$$

и

$$C_{\text{вых}} \cong C'_{a\kappa} + C_{ag}. \tag{4.2.1}$$

Эта емкость включена между анодом и катодом лампы, т. е. параллельно емкости колебательного контура.

Очевидно,

$$I_{C_{a\kappa}} = I_\kappa \cdot \frac{C'_{a\kappa} + C_{ag}}{C_{\text{к вн}} + C'_{a\kappa} + C_{ag}},$$

где $C_{\text{к вн}}$ — внешняя емкость колебательного контура.

Наиболее короткая волна для данной лампы будет получена при $C_{\text{к вн}} = 0$. Но тогда

$$I_{C_{a\kappa}} = I_\kappa,$$

т. е. по вводам лампы и сетке будет протекать ток контура, в десятки и сотни раз превышающий амплитуду первой гармоники анодного тока. Во избежание перегрева вводов поверхность их должна быть сделана достаточно большой и иногда приходится применять их принудительное охлаждение.

Выходная емкость, являясь частью емкости контура, ограничивает его волновое сопротивление величиной

$$\rho_{\text{макс}} = 530 \cdot \frac{\lambda}{C_{\text{вых}}}. \tag{4.2.2}$$

Напряжение возбуждения, приложенное к сетке — катоду лампы, создает, кроме первой гармоники прямого сеточного тока, некоторый емкостный ток $I_{C_{g\kappa}}$, обусловленный входной емкостью. Отсюда

$$\overline{I}_{g\kappa} = \overline{I}_{g_1} + \overline{I}_{C_{g\kappa}}.$$

Определим входную проводимость участка сетка — катод:

$$\overline{y}_{\text{вх}} = \frac{\overline{I}_{g\kappa}}{\overline{U}_{mg}} = \frac{\overline{I}_{g_1}}{\overline{U}_{mg}} + \frac{\overline{I}_{C_{g\kappa}}}{\overline{U}_{mg}}.$$

Ток $\overline{I}_{C_{g\kappa}}$ будет также равен сумме двух токов:

$$\overline{I}_{C_{g\kappa}} = \overline{U}_{mg} \cdot j\omega C_{g\kappa} + (U_{mg} + U_m)\, j\omega C_{ag},$$

откуда:

$$\overline{y}_{\text{вх}} = j\omega \left[C_{g\kappa} + \left(1 + \frac{\overline{U}_m}{\overline{U}_{mg}}\right) C_{ag} \right] + \frac{I_{g_1}}{U_{mg}};$$

$$\overline{U}_m = \overline{I}_{a_1} \cdot \overline{z}_э = \frac{\mu U_{mg} \cdot \overline{z}_э}{R_i a_i + \overline{z}_э} \simeq \frac{S \overline{z}_э}{a_i} \cdot \overline{U}_{mg}.$$

Следовательно,

$$\frac{\overline{U}_m}{\overline{U}_{mg}} \cong \frac{S \overline{z}_э}{a_i}. \tag{4.2.3}$$

Выше было показано, что

$$\overline{z}_э = R_э \cos\varphi \cdot (\cos\varphi - j\sin\varphi),$$

где φ — фазовый угол между током первой гармоники и напряжением на контуре:

$$\varphi = \operatorname{arc\,tg} 2Q \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0}.$$

Величина $K = \frac{SR_э}{a_i} = \frac{I_{a_1} \cdot R_э}{U_{mg}}$ представляет собой коэффициент усиления напряжения при настройке колебательного контура в резонанс с возбуждающим напряжением. Входная проводимость

$$\overline{y}_{вх} = j\omega\,[C_{gк} + C_{ag}(1 + K\cos^2\varphi)] + j\omega\,[-jK\cos\varphi \cdot \sin\varphi]\,C_{ag} + \frac{\overline{I}_{g_1}}{U_{mg}} =$$

$$= \frac{\overline{I}_{g_1}}{U_{mg}} + \omega C_{ag} \cdot K \cdot \cos\varphi \cdot \sin\varphi + j\omega\,[C_{gк} + C_{ag}(1 + K \cdot \cos^2\varphi)]$$

является комплексной величиной

$$\overline{y}_{вх} = g_{вх} + j\omega C_{вх}.$$

Следовательно, входная емкость:

$$C_{вх} = C_{gк} + C_{ag}(1 + K\cos^2\varphi); \qquad (4.2.4)$$

$$g_{вх} = \frac{I_{g_1}}{U_{mg}} + K\omega C_{ag} \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi. \qquad (4.2.5)$$

Таким образом, в результате наличия проходной емкости, во-первых, увеличивается входная емкость на величину $C_{ag}(1 + K\cos^2\varphi)$ и, во-вторых, появляется дополнительная активная составляющая входной проводимости

$$\Delta g_{вх} = K\omega C_{ag} \cdot \cos\varphi \cdot \sin\varphi = \frac{K\omega C_{ag}}{2} \cdot \sin 2\varphi.$$

Максимальное абсолютное значение дополнительной активной составляющей входной проводимости имеет место при $\varphi \cong \pm\frac{\pi}{4}$ и равно

$$\Delta g_{вх.\,макс} = \pm\frac{K\omega C_{ag}}{2}. \qquad (4.2.6)$$

Для частот $\omega > \omega_0$, $\Delta\omega = \omega - \omega_0 > 0$, $\sin 2\varphi > 0$ и дополнительная активная составляющая входной проводимости положительна, т. е. благодаря наличию проходной емкости часть энергии из входной цепи (от источника напряжения возбуждения) поступает в анодную цепь. Это явление называется прямым прохождением энергии из сеточной цепи в анодную.

Для частот $\omega < \omega_0$, $\Delta\omega = \omega - \omega_0 < 0$, $\sin 2\varphi < 0$ и дополнительная активная составляющая входной проводимости отрицательна, т. е. благодаря наличию проходной емкости в цепь сетки поступает некоторая энергия из анодной цепи. Если эта энергия окажется достаточной для покрытия всех потерь в цепи сетки, то колебания с данной амплитудой U_m будут существовать при отсутствии внешнего возбуждающего напряжения, т. е. произойдет самовозбуждение генератора.

Наконец, если контур в анодной цепи настроен точно в резонанс, $\sin\varphi = 0$, то дополнительная входная активная проводимость равна нулю. Это значит, что обмен энергии между сеточной и анодной цепями отсутствует.

Итак, наличие проходной емкости, во-первых, увеличивает входную емкость на величину $C_{ag}[1 + K \cos^2 \varphi]$, во-вторых, приводит к прохождению энергии из цепи сетки в цепь анода или обратно. Последнее может привести к самовозбуждению, т. е. фактически к нарушению работы генератора с внешним возбуждением. Условием устойчивой работы, т. е. условием, исключающим возможность самовозбуждения, является неравенство $g_{вх} > 0$.

Отсюда получаем значение предельной частоты, при которой возможна устойчивая работа генератора:

$$\omega_{макс} = \frac{I_{g_1}}{U_{mg}} \cdot \frac{2\alpha_1}{SR_э C_{ag}} = \frac{2 \cdot I_{g_1}}{C_{ag} \cdot R_э I_{a_1}}. \qquad (4.2.7)$$

Увеличение входной емкости увеличивает емкостный ток по сеточному вводу и вызывает его нагрев. Так, например, при длине волны $\lambda \cong$ $\cong 6$ метров емкостный ток по сеточному вводу лампы ГУ-80 (киловаттный пентод) достигает 20 ампер. Существенно также отметить, что величина входной емкости зависит от угла отсечки анодного тока и активной составляющей сопротивления контура. Ввиду того, что входная емкость входит в контур возбудителя, изменение режима работы данного каскада вызовет в конечном счете изменение настройки возбудителя, т. е. изменение частоты генерируемых им колебаний.

Уменьшение влияния проходной емкости может идти по двум путям:

а) уменьшение самой величины проходной емкости;

б) нейтрализация ее влияния путем введения в схему дополнительных, компенсирующих связей.

Второй способ используется в передатчиках большой мощности, работающих в диапазоне средних и длинных волн, и поэтому нами не рассматривается. Остановимся на возможностях уменьшения величины проходной емкости.

§ 4. 3. Применение ламп с экранирующей сеткой

Проходная емкость генераторной лампы может быть значительно уменьшена введением между управляющей сеткой и катодом дополнительной, экранирующей сетки, потенциал которой, по высокой частоте, равен потенциалу катода. Этот принцип уменьшения проходной емкости поясняется рис. 4. 3. 1.

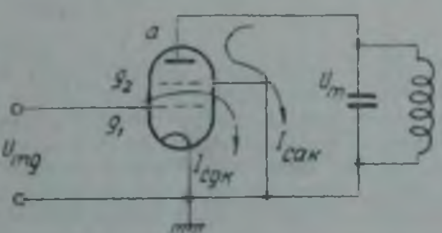


Рис. 4. 3. 1.

При условии, что экранирующая сетка непроницаема для электрического поля и сопротивление проводника, соединяющего ее с катодом, равно нулю, — емкостный ток $I_{Cgк}$, обусловленный наличием напряжения U_{mg} между управляющей сеткой и катодом, замкнется через емкости сетка—катод и сетка—экран, минуя анодную цепь. Так как для нормальной работы тетрода или пентода экранирующая сетка относительно катода должна иметь некоторый положительный потенциал, — она соединяется с катодом через достаточно большую емкость, являющуюся малым сопротивлением для напряжений высокой частоты. Емкостный ток $I_{Caк}$, обусловленный наличием напряжения U_m, замкнется через емкость анод—экран, минуя цепь сетки. Таким образом, проходная емкость оказывается равной нулю, выходная емкость равна емкости анод—экран, входная — сумме емкостей управляющая сетка—катод и управляющая сетка—экран.

В действительности, однако, эти условия не могут быть полностью соблюдены так как, во-первых, экранирующая сетка должна быть достаточно прозрачна для электронного потока, следовательно, ее проницаемость для электрического поля будет конечной величиной и, во-вторых, сопротивление проводника, соединяющего экранирующую сетку с катодом, не равно нулю, а на сверхвысоких частотах может оказаться весьма значительным. Вследствие этих обстоятельств проходная емкость в экранированных лампах оказывается конечной, хотя и весьма малой величиной, порядка долей пикофарады.

Выясним влияние индуктивного сопротивления провода, соединяющего экран с катодом, на величину проходной емкости, причем ограничимся случаем, когда контур в анодной цепи настроен (рис. 4. 3. 2). Для удобства анализа этой схемы целесообразно пересчитать емкости, соединенные в треугольник, в эквивалентную звезду (рис. 4. 3. 3). Произведя пересчет, получим:

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= C_{g_1g_2} + C_{g_1a} + \frac{C_{g_1g_2}\cdot C_{g_1a}}{C_{g_2a}}; \\ C_2 &= C_{g_1a} + C_{g_2a} + \frac{C_{g_1a}\cdot C_{g_2a}}{C_{g_1g_2}}; \\ C_3 &= C_{g_1g_2} + C_{g_2a} + \frac{C_{g_1g_2}\, C_{g_2a}}{C_{g_1a}}. \end{aligned}\right\} \qquad (4.\ 3.\ 1)$$

Введем обозначения:

$$-\frac{1}{\omega C_1} = x_1; \quad -\frac{1}{\omega C_2} = x_2; \quad \omega L_{g_2} - \frac{1}{\omega C_3} = x_3.$$

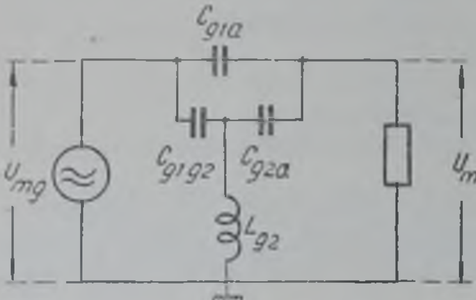


Рис. 4. 3. 2.

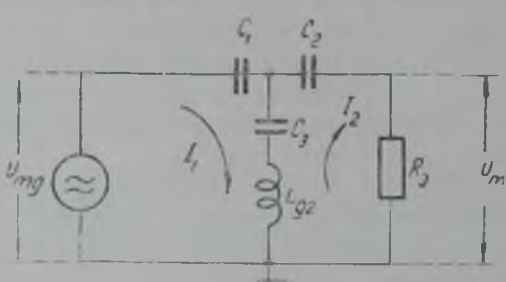


Рис. 4. 3. 3.

Прежде всего обратим внимание на то, что сопротивление x_3, являющееся элементом, связывающим цепи управляющей сетки и анода, обращается в нуль при условии:

$$L_{g_2} = \frac{1}{\omega^2 C_3} = \frac{1}{\omega^2\left(C_{g_1g_2} + C_{g_2a} + \dfrac{C_{g_1g_2}\cdot C_{g_2a}}{C_{g_1a}}\right)}. \qquad (4.\ 3.\ 2)$$

При этом цепи управляющей сетки и анода оказываются полностью развязанными. Указанное явление носит название самонейтрализации тетрода. Можно построить тетрод с определенной из выражения (4. 3. 2) индуктивностью вывода или подобрать индуктивность проводника, соединяющего экран с катодом, таким образом, что на выбранной частоте связь между анодной и сеточной цепями будет отсутствовать. Этот способ рекламируется некоторыми американскими фирмами, изготовляющими такие «самонейтрализованные» тетроды для работы в диапазоне СВЧ.

Рассмотрим практическую ценность данного способа. Прежде всего обратим внимание на то обстоятельство, что явление самонейтрализации имеет место только для одной, определенной частоты. При других частотах условие (4. 3. 2) нарушается и появляется возможность самовозбуждения. Далее, в хорошо сконструированном тетроде проходная емкость весьма мала по сравнению с остальными междуэлектродными емкостями. Поэтому условие (4. 3. 2) можно приближенно представить в следующем виде:

$$L_{g_2} = \frac{C_{g_1a}}{\omega^2 C_{g_1g_2}\cdot C_{g_2a}}. \qquad (4.\ 3.\ 2а)$$

Следовательно, с уменьшением проходной емкости требуемая индуктивность вывода L_{g_2} уменьшается и при достаточно малом значении C_{g_1a} становится недостижимо малой. Таким образом, самонейтрализация осуществима лишь в тетродах с достаточно большой проходной емкостью, т. е. в плохих тетродах, и имеет место лишь для определенного диапазона частот, близких к частоте, определяемой условием (4. 3. 2). Поэтому способ самонейтрализации тетрода может быть использован в отдельных случаях, но не является радикальным решением проблемы развязывания сеточной и анодной цепей. Наиболее целесообразный способ, предложенный М. А. Бонч-Бруевичем, рассматривается в следующем параграфе.

Исследуем теперь более детально влияние индуктивности вывода экранной сетки при частотах, значительно превышающих частоту самонейтрализации. Кроме того, будем полагать тетрод достаточно совершенным, т. е. $C_{g_1a} = 0$.

Составляя уравнения токов для схемы рис. 4. 3. 4, получим

$$\bar{U}_{mg} = \bar{I}_1 x_1 + (\bar{I}_1 - \bar{I}_2)\cdot x_3 = \bar{I}_1 (x_1 + x_3) - \bar{I}_2 x_3.$$

Определим отсюда ток $\bar{I}_1$:

$$\bar{I}_1 = \frac{U_{mg}}{x_1} - \frac{\bar{I}_1 - \bar{I}_2}{x_1}\cdot x_3. \tag{4. 3. 3}$$

С другой стороны,

$$U_m = \bar{I}_2 (x_2 + x_3) - \bar{I}_1 \cdot x_3,$$

следовательно,

$$\bar{I}_2 = \frac{\bar{U}_m}{x_2} - \frac{\bar{I}_2 - \bar{I}_1}{x_2}\cdot x_3. \tag{4. 3. 4}$$

Решая уравнения (4. 3. 3) и (4. 3. 4) относительно разности токов $\bar{I}_2 - \bar{I}_1$, получим

$$\bar{I}_2 - \bar{I}_1 = -\frac{\dfrac{U_{mg}}{x_1} - \dfrac{U_m}{x_2}}{1 + \dfrac{x_3}{x_2} + \dfrac{x_3}{x_1}}. \tag{4. 3. 5}$$

Подставляя (4. 3. 5) в (4. 3. 3), найдем:

$$\bar{I}_1 = \frac{U_{mg}}{x_1} - \frac{\dfrac{U_{mg}}{x_1} - \dfrac{U_m}{x_2}}{1 + \dfrac{x_3}{x_2} + \dfrac{x_3}{x_1}} \cdot \frac{x_3}{x_1}.$$

Приводя к общему знаменателю и используя введенные обозначения, после простых преобразований получим

$$|\bar{I}_1| = \frac{U_{mg} \cdot \omega C_{g_1g_2}\left[1 - \omega^2 L_{g_2} C_{g_2a}\left(1 + \dfrac{U_m}{U_{mg}}\right)\right]}{1 - \omega^2 L_{g_2} C_{g_2a} - \omega^2 L_{g_2} C_{g_1g_2}}. \tag{4. 3. 6}$$

Таким образом, входная емкость лампы с экранирующей сеткой, с учетом индуктивности вывода экранирующей сетки, будет равна

$$C_{вх} = C_{g_1к} + C_{g_1g_2}\frac{1 - \omega^2 L_{g_2} C_{g_2a}(1 + K)}{1 - \omega^2 L_{g_2}(C_{g_2a} + C_{g_1g_2})}. \tag{4. 3. 7}$$

При весьма малых значениях ωL_{g_2} получим

$$C_{вх} = C_{g_1к} + C_{g_1g_2}. \tag{4. 3. 8}$$

По мере роста величины ωL_{g_2} входная емкость увеличивается и при $\omega L_{g_2} \to \infty$ стремится к пределу:

$$C_{вх} = C_{g_1к} + \frac{C_{g_1g_2}\cdot C_{g_2a}}{C_{g_1g_2} + C_{g_2a}}(1 + K). \tag{4. 3. 9}$$

Величина $\dfrac{C_{g_1g_2}\cdot C_{g_2a}}{C_{g_1g_2} + C_{g_2a}} = C_{ag_1}$ представляет собой емкость анод — управляющая сетка, при отсутствии экрана:

$$C_{вх.\,макс} = C_{g_1к} + C_{ag_1}(1 + K).$$

Следовательно, при некоторой, достаточно высокой частоте, а также в случае отключения экранной сетки ее экранирующее действие прекращается.

Поэтому для тетродов и пентодов существует некоторая граничная частота (или длина волны), при которой уменьшение проходной емкости за счет экранирования перестает быть эффективным и не может обеспечить устойчивой работы генератора независимого возбуждения. В зависимости от номинальной мощности и конструкции тетрода эта граничная длина волны лежит в пределах 1—5 метров. Для генерирования более коротких волн следует находить иные пути уменьшения проходной емкости, сущность которых излагается ниже.

§ 4. 4. Схема М. А. Бонч-Бруевича и схема с общим анодом

Для работы лампового генератора с внешним возбуждением необходимо обеспечить переменное напряжение между сеткой и катодом лампы и наличие колебательного контура в цепи анодного тока лампы. При соблюдении этих условий принципиально безразлично, какой из

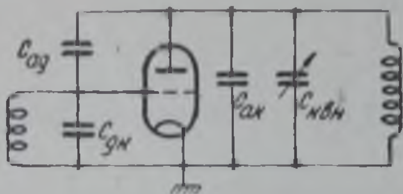


Рис. 4. 4. 1.

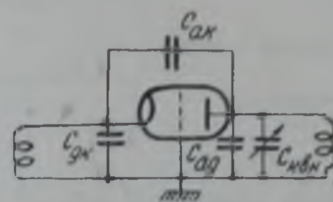


Рис. 4. 4. 2.

электродов лампы присоединен к возбудителю (входной электрод) или к нагрузке (выходной электрод) и какой электрод будет общим. Если общим электродом является катод, входным электродом будет сетка, выходным — анод (рис. 4. 4. 1). Эта схема называется схемой с общим катодом и детально рассмотрена выше. Если общим электродом является управляющая сетка, — входным электродом должен быть катод, выходным — анод (рис. 4. 4. 2). Наконец, если общим электродом является анод, — входным электродом должна быть управляющая сетка, выходным — катод (рис. 4. 4. 3). Последние две схемы называются соответственно схемой с общей сеткой и схемой с общим анодом (или с катодным выходом). Заметим, что во избежание увеличения проходной емкости за счет емкости электродов лампы на землю, во всех трех схемах следует заземлять общий электрод.

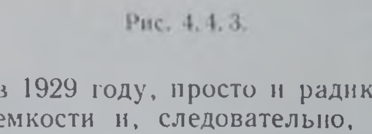


Рис. 4. 4. 3.

Рассмотрим эти схемы детально.

Схема с общей сеткой, предложенная профессором М. А. Бонч-Бруевичем в 1929 году, просто и радикально решает задачу уменьшения проходной емкости и, следовательно, устойчивой работы генератора в диапазоне весьма высоких частот. Определим входную проводимость лампы в схеме с общей сеткой.

В этой схеме через источник напряжения возбуждения проходят следующие токи: первая гармоника анодного тока I_{a1}, первая гармоника тока сетки I_{g1} и емкостный ток, обусловленный входной емкостью $I_{C_{gк}}$:

$$\bar{I}_{вх} = \bar{I}_{a1} + \bar{I}_{g1} + \bar{I}_{C_{gк}};$$

$$I_{C_{gк}} = U_{mg} \cdot j\omega C_{gк} + U_m \cdot j\omega C_{aк};$$

$$\bar{y}_{вх} = \frac{I_{вх}}{U_{mg}} = \frac{I_{a1} + I_{g1}}{U_{mg}} + j\omega \left(C_{gк} + \frac{\bar{U}_m}{U_{mg}} C_{aк} \right).$$

Заменяя отношение $\frac{\overline{U}_m}{\overline{U}_{mg}}$ найденным выше выражением, получим:

$$\overline{y}_{вх} = g_{вх} + j\omega C_{вх} = \frac{I_{a_1} + I_{g_1}}{U_{mg}} + j\omega\,[C_{gк} + C_{aк}\cdot K\cdot\cos\varphi\,(\cos\varphi - j\sin\varphi)] =$$

$$= \frac{I_{a_1} + I_{g_1}}{U_{mg}} + \omega C_{aк}\cdot K\cdot\cos\varphi\cdot\sin\varphi + j\omega\,[C_{gк} + K\cdot C_{aк}\cdot\cos^2\varphi]; \qquad (4.4.1)$$

$$\left.\begin{aligned} g_{вх} &= \frac{I_{a_1} + I_{g_1}}{U_{mg}} + \omega C_{aк}\cdot K\cdot\cos\varphi\cdot\sin\varphi; \\ C_{вх} &= C_{gк} + C_{aк}\cdot K\cdot\cos^2\varphi. \end{aligned}\right| \qquad (4.4.2)$$

Сопоставляя полученные результаты с выражениями (4.2.4) и (4.2.5), найденными для схемы с общим катодом, приходим к следующим выводам.

Так как $I_{a_1} \gg I_{g_1}$ и $C_{aк} \ll C_{ag}$, активная составляющая входной проводимости лампы в схеме с общей сеткой будет оставаться положительной при значительно более высоких частотах. Действительно, условие устойчивости для схемы с общей сеткой определится неравенством $\Delta g_{вх} \geqslant 0$, откуда получим:

$$\omega_{макс} < \frac{I_{a_1} + I_{g_1}}{U_{mg}}\cdot\frac{2\alpha_1}{C_{aк}SR_э} \approx \frac{2}{C_{aк}R_э}. \qquad (4.4.3)$$

Таким образом, при схеме с общей сеткой возможна устойчивая работа генератора при частоте в $\frac{I_{a_1}}{I_{g_1}}\cdot\frac{C_{ag}}{C_{aк}}$ раз большей, чем при схеме с общим катодом. Соответствующей конструкцией лампы удается довести емкость $C_{aк}$ до сотых долей пикофарады, тогда как емкость C_{ag} имеет порядок нескольких единиц пикофарад.

Если учесть, что отношение $\frac{I_{a_1}}{I_{g_1}}$ порядка нескольких десятков, то получим, что схема с общей сеткой обеспечивает устойчивую работу при частотах в несколько тысяч раз больших, чем схема с общим катодом (на триоде). Практически при этой схеме оказывается возможной устойчивая работа генератора с внешним возбуждением на рабочих волнах, до дециметрового диапазона включительно.

Сделанные нами выводы справедливы при условии, что индуктивность вывода управляющей сетки весьма мала. Советскими инженерами Девятковым, Хохловым и Данильцевым в 1938 году была предложена конструкция лампы, специально предназначенной для работы в схеме М. А. Бонч-Бруевича, с ничтожным значением индуктивности вывода управляющей сетки. В последующие годы подобные лампы стали выпускаться и за границей и схема М. А. Бонч-Бруевича повсеместно находит себе применение для генерирования сверхвысоких частот.

Расчет режима генератора с общей сеткой принципиально ничем не отличается от расчета режима генератора с общим катодом. Однако необходимо учесть, что на колебательном контуре, включенном между сеткой и анодом лампы, действует напряжение $U_{mg} + U_m$.

Поэтому полезная мощность, выделяющаяся в колебательном контуре, будет равна

$$P = \frac{(U_m + U_{mg})\,I_{a_1}}{2} = \frac{U_m I_{a_1}}{2} + \frac{U_{mg} I_{a_1}}{2}. \qquad (4.4.4)$$

Первое слагаемое в этом равенстве представляет собой мощность, отдаваемую в контур лампой данного каскада, второе — мощность, доставляемую возбудителем. Данное обстоятельство является некоторым недостатком схемы с общей сеткой по сравнению со схемой с общим катодом, так как вынуждает увеличивать мощность возбудителя на величину $\frac{U_m \ I_{a_1}}{2}$, т. е. в десятки раз. Поскольку, однако, эта мощность реализуется в рабочем колебательном контуре, — указанный недостаток не всегда является существенным.

Эквивалентное сопротивление колебательного контура, включенного между анодом и сеткой, должно быть равно

$$R_{эк}=\frac{U_m+U_{mg}}{I_{a_1}}=R_э+\frac{U_{mg}}{I_{a_1}}\simeq R_э+\frac{\alpha_i}{S}. \qquad (4.4.5)$$

Так как $U_{mg} \ll U_m$, расчет генератора ведется на мощность $P=\frac{U_m I_{a_1}}{2}$. В колебательном контуре будет получена мощность, превышающая расчетную на величину $\frac{U_{mg} I_{a_1}}{2}$.

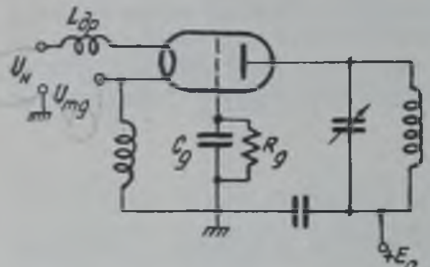


Рис. 4.4.4.

Подчеркнем, что заземлять или соединять с корпусом в схеме с общей сеткой следует управляющую сетку, так как в противном случае проходная емкость $C_{ак}$ будет существенно увеличена за счет емкости анода и катода лампы на землю. Один из возможных вариантов практической схемы каскада с общей сеткой приведен на рис. 4.4.4. Управляющая сетка соединена с корпусом по высокой частоте через конденсатор C_g. Поэтому катод лампы должен быть по высокой частоте отделен от источника напряжения накала с помощью дросселя $L_{др}$.

Схема с общим анодом, с учетом междуэлектродных емкостей, представлена на рис. 4.4.3.

Ток, поступающий от возбудителя

$$I_{вх}=(\overline{U}_{mg}+\overline{U}_m)\cdot j\omega C_{ag}+\overline{U}_{mg}\cdot j\omega C_{gк}+I_{g_1}.$$

Входная проводимость

$$y_{вх}=\frac{\overline{I}_{вх}}{\overline{U}_{mg}+\overline{U}_m}=j\omega\left(C_{ag}+\frac{C_{gк}}{1+\frac{\overline{U}_m}{\overline{U}_{mg}}}\right)+\frac{I_{g_1}}{\overline{U}_{mg}+\overline{U}_m}=g_{вх}+j\omega C_{вх}.$$

Подставляя значение $\frac{U_m}{U_{mg}}=\frac{Sz_э}{\alpha_i}$, после простых преобразований получим:

$$g_{вх}=\frac{S}{\alpha_i}\cdot\frac{I_{g_1}}{I_{a_1}}\cdot\frac{1+K}{1+(2K+K^2)\cos^2\varphi}+\frac{\omega C_{gк}\cdot K\cdot\sin\varphi\cdot\cos\varphi}{1+(2K+K^2)\cos^2\varphi};$$

$$C_{вх}=C_{ag}+C_{gк}\frac{1+K}{1+(2K+K^2)\cos^2\varphi}+\frac{1}{\omega}\cdot\frac{K\cdot\sin\varphi\cdot\cos\varphi}{1+(2K+K^2)\cos^2\varphi}\cdot\frac{S}{\alpha_i}\cdot\frac{I_{g_1}}{I_{a_1}}.$$

Условие устойчивости для этой схемы найдем, приравняв нулю входную активную проводимость, откуда получим

$$\omega_{макс}=\frac{2I_{g_1}}{I_{a_1}}\cdot\frac{1+K}{C_{gк}\cdot R_э}. \qquad (4.4.6)$$

Емкости C_{ag} и C_{gk} в триоде обычно одного порядка, поэтому, сравнивая выражения (4. 4. 6) и (4. 2. 7), убеждаемся, что схема с общим анодом обеспечивает устойчивую работу генератора независимого возбуждения при частотах в $(1 + K)$ раз больших, чем схема с общим катодом. Величина $(1 + K)$ имеет порядок 10—20. Следовательно, схема с общим анодом дает некоторый выигрыш в устойчивости работы генератора независимого возбуждения, но значительно меньший, чем схема с общей сеткой. Основным же недостатком схемы с общим анодом является необходимость в получении от возбудителя напряжения, равного $U_{mg} + U_m$, т. е. в десятки раз большего, чем для схем с общим катодом и общей сеткой.

В итоге изложенного приходим к следующим выводам:

1. Схема с общей сеткой наиболее радикально решает задачу построения генератора с внешним возбуждением, работающего в диапазоне сверхвысоких частот.

2. В диапазоне длинных и средних волн удовлетворительно работает схема с общим катодом, при использовании в качестве генераторной лампы тетрода или пентода. Обеспечивая устойчивую работу в этом диапазоне, схема с общим катодом ограничивается значительно меньшей мощностью возбудителя, чем схема с общей сеткой, не требуя введения дросселей в цепь питания накала.

РАЗДЕЛ II

ГЕНЕРАТОР С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ В ДИАПАЗОНЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Изложенная выше общая теория лампового генератора основывается на двух предпосылках:

а) время пролета электронов в рабочем пространстве электронной лампы мало по сравнению с периодом генерируемых колебаний;

б) емкость колебательного контура велика по сравнению с выходной емкостью лампы.

Эти предпосылки позволяют считать электронные процессы в лампе безинерционными и рассматривать раздельно явления, происходящие в лампе и колебательном контуре. Большое значение емкости колебательного контура по сравнению с выходной емкостью лампы означает возможность получения достаточно больших значений эквивалентного сопротивления контура путем уменьшения его емкости. Чтобы получить от генератора определенную мощность, необходимо иметь определенные геометрические размеры электродов лампы и колебательного контура, обеспечивающие рассеяние без недопустимого перегрева мощности потерь, пропорциональной полезной мощности.

При укорочении длины рабочей волны и сохранении геометрических размеров лампы и колебательного контура указанные предпосылки, а следовательно, и развитая на их основе теория, в конце концов, неизбежно становятся неточными и требуют внесения поправок.

Укорочение рабочей волны приводит к уменьшению полезной мощности и коэффициента полезного действия и увеличению мощности потерь в цепи сетки. При достаточно короткой волне потери в цепи сетки оказываются равными полезной мощности, вследствие чего использование генератора теряет смысл. Такую длину волны называют предельной.

Основными причинами, обуславливающими уменьшение полезной мощности и увеличение мощности потерь в цепи сетки при укорочении рабочей волны, являются:

а) ухудшение условий работы колебательной системы;

б) инерция электронов.

В дальнейшем изложении будем полагать, что проходная емкость лампы достаточно мала и заметные связи между анодной и сеточной цепями отсутствуют.

Глава 5

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ГЕНЕРАТОРОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

§ 5.1. Условия работы колебательной системы в диапазоне сверхвысоких частот

Утверждение о том, что колебательный контур ограничивает предельную длину волны генератора, следует рассмотреть с двух точек зрения:

1) возможности построения колебательного контура на заданную волну и мощность;

2) возможности обеспечения требуемого для получения заданной мощности сопротивления нагрузки в анодной цепи лампы при заданной длине волны.

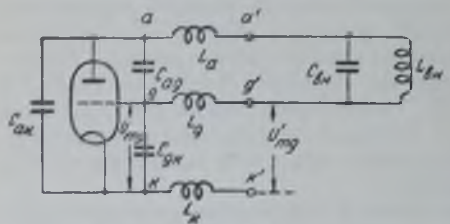


Рис. 5.1.1.

Изучим эти возможности для схемы генератора с общей сеткой. Собственная длина волны колебательного контура связана с его параметрами известным соотношением:

$$\lambda_{см} = 188\sqrt{L_{мкг} \cdot C_{пф}}.$$

На рис. 5.1.1 представлена схема генератора с общей сеткой, с учетом междуэлектродных емкостей лампы и индуктивностей выводов ее электродов. Буквами a, g и $к$ обозначены электроды лампы — анод, сетка, катод. В общем случае все электроды находятся в баллоне лампы и поэтому недоступны для непосредственного включения в схему. Внешние элементы могут быть подключены лишь к точкам a', g' и $к'$, обозначающим выводные зажимы лампы. Индуктивности L_a, L_g и $L_к$ представляют собой соответственно индуктивности выводов анода, сетки и катода. К точкам $к'$, g' от возбудителя подводится переменное напряжение U'_{mg}, создающее в точках $к$, g напряжение возбуждения U_{mg}.

Выше было показано, что эквивалентная выходная емкость в точках a, $к$

$$C_{вых} \cong C_{ак} + C_{ag}\left(1 + \frac{U_{mg}}{U_m}\right) \cong C_{ag}.$$

Поэтому эквивалентная схема колебательного контура приближенно может быть представлена в виде, указанном на рис. 5.1.2.

В целях уменьшения собственной длины волны колебательного контура можно уменьшать как его емкость, так и индуктивность. Очевидно, целесообразнее уменьшать емкость, потому что при этом будет увеличиваться характеристическое сопротивление контура, а следовательно, и его эквивалентное сопротивление. Поэтому прежде всего положим $C_{вн} = 0$. Тогда собственная длина волны колебательного контура будет равна

$$\lambda_{см} = 188 \sqrt{C_{ag}(L_a + L_g + L_{вн})}. \qquad (5.1.1)$$

Дальнейшее уменьшение собственной длины волны возможно путем уменьшения внешней индуктивности $L_{вн}$. При этом, однако, начнет уменьшаться и эквивалентное сопротивление контура. Предположим, что выводы сетка — анод лампы замкнуты накоротко, т. е. $L_{вн} = 0$. Тогда колебательная система будет настроена в резонанс на волну

$$\lambda_л = 188 \sqrt{C_{ag}(L_a + L_g)}, \qquad (5.1.2)$$

которая может быть названа собственной или резонансной волной лампы.

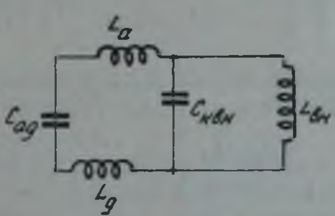


Рис. 5.1.2.

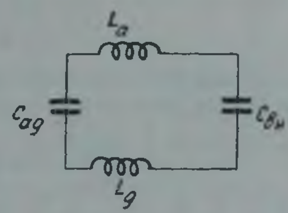


Рис. 5.1.3.

Для настройки колебательного контура на еще более короткую волну необходимо внешнюю индуктивность заменить емкостью (рис. 5.1.3). При этом получим для резонансной длины волны

$$\lambda_{см} = 188 \sqrt{\frac{C_{ag}C_{вн}}{C_{ag} + C_{вн}}(L_a + L_g)}. \qquad (5.1.3)$$

Неограниченно уменьшая $C_{вн}$, очевидно, можно настроить колебательный контур на сколь-угодно короткую волну. Таким образом, приходим к выводу, что наличие внутриламповых реактивностей принципиально не препятствует настройке колебательной системы на сколь-угодно короткую волну.

Рассмотрим теперь влияние укорочения собственной волны колебательного контура на его эквивалентное сопротивление. Как известно из предыдущего, величина эквивалентного сопротивления ненагруженного колебательного контура $R_{э_0}$ определяет максимальную полезную мощность высокочастотных колебаний, получаемую на сопротивлении нагрузки, включенном или внесенном в колебательный контур. Зависимость мощности в нагрузке от эквивалентного сопротивления ненагруженного контура имеет вид:

$$\frac{P_{н\,макс}}{P_{кр}} = \frac{a n_{опт}^2}{(1 + n_{опт}^2)^2}\left[2 - \frac{a}{1 + n_{опт}^2}\right],$$

где:

$$n_{опт}^2 = \frac{r_{вн.\,опт}}{r_к} = \frac{a + \sqrt{(a-1)^2 + 3}}{2}$$

и

$$a = \frac{R_{э_0}}{R_{э\,кр}}.$$

Величина $P_{кр}$ есть так называемая номинальная мощность лампы. Если напряжение источника анодного питания равно номинальному, то

$$P_{кр} = P_{ном} = \frac{E_{a\,ном} \cdot I_{m\,макс}}{2}.$$

По мере увеличения коэффициента $a = \frac{R_{э0}}{R_{э\,кр}}$ полезная мощность в нагрузке в оптимальном режиме монотонно возрастает, приближаясь к величине номинальной мощности лампы. В самом деле, из вышеприведенных формул следует, что если $a \to \infty$, то $n_{опт}^2 \to a$ и $\frac{P_{н\,макс}}{P_{кр}} \to 1$. Если же $a \to 0$, то $n_{опт}^2 \to 1$ и $\frac{P_{н\,макс}}{P_{кр}} \to 0$.

При значениях $0 < a < 1$ получим, пренебрегая степенями a выше второй:

$$\frac{P_{н\,макс}}{P_{кр}} = \frac{a}{2} - \frac{a^2}{8}. \tag{5.1.4}$$

Рассмотрим зависимость величины коэффициента a от длины волны, на которую настроена колебательная система:

$$a = \frac{R_{э0}}{R_{э\,кр}} = \frac{p^2 \rho Q_0 \alpha_1 I_{m\,макс}}{\xi_{кр} E_{a\,ном}} = \frac{p^2 \rho Q_0 \alpha_1 I_{m\,макс}}{\left(1 - \frac{I_{m\,макс}}{S_{кр} E_a}\right) E_{a\,ном}}.$$

Так как обычно

$$E_{a\,ном} \gg \frac{I_{m\,макс}}{S_{кр}},$$

то

$$a \cong \frac{p^2 \rho Q_0 \alpha_1}{\frac{E_{a\,ном}}{I_{m\,макс}}}. \tag{5.1.5}$$

Величина Q_0, т. е. величина добротности ненагруженного колебательного контура, мало зависит от частоты. В дальнейшем будем считать Q_0 величиной постоянной.

Следовательно, коэффициент a при данном угле отсечки будет тем больше, чем больше характеристическое сопротивление и добротность ненагруженного контура, чем больше коэффициент анодной связи лампы с контуром и чем меньше отношение $\frac{E_{a\,ном}}{I_{m\,макс}}$.

На рис. 5.1.4 приведена зависимость

$$\frac{P_{н\,макс}}{P_{кр}} = f(a),$$

из которой видно, что если $a = 5 \div 10$, то мощность в нагрузке близка к номинальной мощности лампы. Полагая $a = 10$, $p = 1$, $Q_0 = 100$, $\alpha_1 = 0{,}5$ и $\frac{E_{a\,ном}}{I_{m\,макс}} = 1000 \div 3000$ *ом*, получим

$$\rho = 200 \div 600 \text{ ом}.$$

Такие значения характеристического сопротивления легко могут быть получены в диапазонах длинных, средних и отчасти коротких волн путем уменьшения внешней емкости, так как

$$\rho = 5{,}3 \frac{\lambda_{см}}{C_{вых} + C_{вн}}. \tag{5.1.6}$$

Предельная длина волны, при которой может быть получено требуемое характеристическое сопротивление контура, имеет, следовательно, порядок $\lambda_{с.м} = (25 \div 100)\, C_{вых}$.

Отсюда следует, что при длинах волн $\lambda_{с.м} > 100 \cdot C_{вых}$ полезная мощность в нагрузке практически равна номинальной и не зависит от длины волны. Если $C_{вн} = 0$, дальнейшее уменьшение длины волны достигается уменьшением внешней индуктивности и сопровождается уменьшением характеристического сопротивления и коэффициента a пропорционально первой степени длины волны:

$$\rho = 5{,}3\, \frac{\lambda_{с.м}}{C_{вых}};$$

$$a = 5{,}3\, \frac{Q_0}{\frac{E_{a\,ном}}{I_{m\,макс}}} \cdot \frac{\lambda_{с.м}}{C_{вых}}. \qquad (5.1.7)$$

При этом полезная мощность с уменьшением длины волны уменьшается.

Наиболее короткая волна будет получена при закорачивании выводов сетка — анод. Для дальнейшего укорочения длины волны внешняя емкость должна быть включена последовательно в контур (т. е. вместо внешней индуктивности), колебательный контур станет контуром III вида, с коэффициентом включения

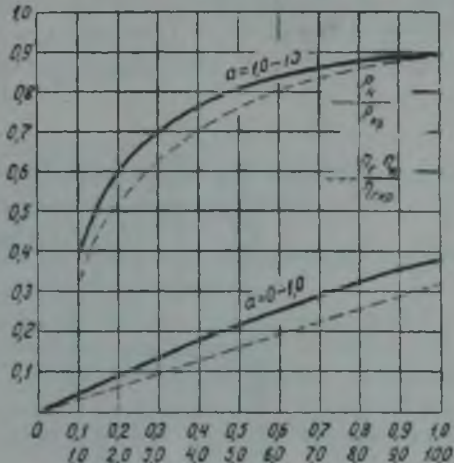


Рис. 5.1.4.

$$p = \frac{C_{вн}}{C_{вн} + C_{вых}}.$$

Для этого контура:

$$R_{э_0} = p^2 \cdot \rho \cdot Q_0;$$

$$\rho = 5{,}3\, \frac{\lambda\,(C_{вых} + C_{вн})}{C_{вых} \cdot C_{вн}} = 5{,}3\, \frac{\lambda}{p C_{вн}};$$

$$p = \frac{C_{вн}}{C_{вых} + C_{вн}} \cdot \frac{C_{вых}}{C_{вых}} \cdot \frac{(L_a + L_g)}{(L_a + L_g)} = \frac{\lambda^2}{\lambda_л^2}.$$

Здесь $\lambda_л$, согласно выражению (5.1.2), — собственная волна лампы.

Величина коэффициента a определяется равенством:

$$a = 5{,}3 p^2 \frac{\rho Q_0}{\frac{E_{a\,ном}}{I_{m\,макс}}} = 5{,}3\, \frac{Q_0}{\frac{E_{a\,ном}}{I_{m\,макс}} \cdot C_{вых}} \cdot \frac{\lambda^3}{\lambda_л^2}, \qquad (5.1.8)$$

т. е. убывает с третьей степенью длины волны, что приводит к резкому уменьшению полезной мощности.

Таким образом, весь диапазон волн может быть разбит на три участка:

1) Сравнительно длинные волны, при которых характеристическое сопротивление колебательного контура путем уменьшения внешней емкости может быть сделано достаточно большим. В этом случае коэффициент a и полезная мощность с укорочением волны не изменяются.

2) Более короткие волны, при которых емкость контура образуется только выходной емкостью лампы, а укорочение длины волны достигается уменьшением внешней индуктивности, благодаря чему коэффициент a

убывает пропорционально первой степени длины волны и полезная мощность с укорочением волны падает.

3) Область длин волн короче собственной волны лампы, в которой коэффициент a пропорционален третьей степени длины волны, вследствие чего полезная мощность с уменьшением длины волны резко уменьшается. Поэтому настройка внешней емкостью на волну короче собственной длины волны лампы хотя принципиально и возможна, но энергетически невыгодна и предельной длиной волны следует считать собственную длину волны лампы:

$$\lambda_{\text{пред. } см} = 188\sqrt{(L_a + L_g)\, C_{ag}}\,.$$

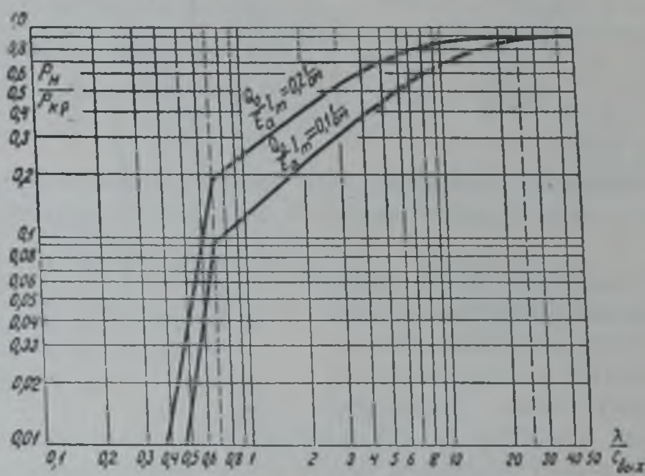


Рис. 5.1.5.

На рис. 5.1.5, иллюстрирующем эти положения, представлена графически зависимость мощности в нагрузке от величины $\frac{\lambda}{C_{\text{вых}}}$ для случая, когда $\frac{\lambda_a}{C_{\text{вых}}} = 0{,}7$, при двух значениях величины $\frac{Q_0}{\frac{E_a}{I_m}}$, равной 0,1 и 0,2.

Итак, уменьшение полезной мощности в нагрузке генератора определяется отношением $\frac{\lambda}{C_{\text{вых}}}$ и зависит от параметра $\frac{Q_0}{\frac{E_a}{I_m}}$. Чем больше величина $\frac{Q_0}{\frac{E_a}{I_m}}$, тем медленнее уменьшается мощность с укорочением длины волны. При заданной номинальной мощности лампы $P_{\text{ном}} = \frac{E_{a\,\text{ном}}\, I_m}{5}$ увеличения этого параметра можно достичь, очевидно, увеличением добротности колебательной системы Q_0 или уменьшением величины $\frac{E_{a\,\text{ном}}}{I_{m\,\text{макс}}}$. Предел уменьшению отношения $\frac{E_{a\,\text{ном}}}{I_{m\,\text{макс}}}$ ставится технологическими возможностями производства ламп.

Для современных ламп, работающих в непрерывном режиме, величина $\frac{E_{a\,\text{ном}}}{I_{m\,\text{макс}}}$ имеет порядок $(1000 \div 3000)$ *ом*. Дальнейшее увеличение параметра $\frac{Q_0}{\frac{E_a}{I_m}}$ должно идти по пути увеличения добротности колебательной системы.

Поскольку электроды лампы на сверхвысоких частотах являются элементами колебательного контура, добротность его зависит как от потерь его внешней части, так и от потерь в лампе. Уменьшение потерь во внешней части колебательной системы достигается, как будет показано далее, таким ее конструктивным выполнением, что совместно с рабочими электродами лампы она образует полый резонатор. Стремление к уменьшению потерь в лампе предъявляет к ее конструкции ряд требований, которые вкратце рассматриваются ниже.

§ 5. 2. Требования к генераторной лампе как к элементу колебательной системы и особенности конструкции генераторных ламп СВЧ

Для работы в диапазоне сверхвысоких частот генераторная лампа должна удовлетворять следующим основным требованиям:

1. Иметь минимальное значение индуктивностей выводов и междуэлектродных емкостей, что необходимо для обеспечения достаточно короткой собственной волны лампы и большого значения характеристического сопротивления колебательной системы, и обеспечивать конструктивно удобное соединение с внешними элементами колебательной системы.

2. Обеспечить при данной номинальной мощности возможно меньшее значение отношения $\frac{E_{a\ ном}}{I_{m\ макс}}$, т. е. обладать возможно большей эмиссией катода.

3. Иметь минимальное значение сопротивления потерь высокочастотной энергии.

Рассмотрим эти требования. Уменьшение собственной длины волны лампы может быть достигнуто как за счет уменьшения междуэлектродных емкостей, так и за счет уменьшения индуктивностей выводов. Уменьшение междуэлектродных емкостей может быть получено либо за счет увеличения расстояний между электродами, либо за счет уменьшения их площади. Очевидно, что увеличение расстояния между электродами увеличивает время пролета электронов в лампе и, как будет показано ниже, ухудшает энергетические показатели генератора. Уменьшение площади электродов снижает эмиссию катода и уменьшает величину допустимых потерь на сетке и аноде, т. е. в конечном счете снижает полезную мощность. Поэтому более целесообразным методом уменьшения собственной длины волны лампы является уменьшение индуктивности выводов электродов.

Высокочастотные потери в лампе обусловлены прохождением по ее электродам колебательного тока контура и связанного с этим расхода энергии на поверхностном сопротивлении вводов и электродов лампы, а также в диэлектриках, из которых изготовлены оболочка лампы и арматура для крепления электродов. Для уменьшения этих потерь в лампе следует применять минимальное количество диэлектрической арматуры. Изоляторы, используемые в лампе, должны выполняться из высококачественных изолирующих материалов, а электроды ее и их выводы — из материалов с малым поверхностным сопротивлением, наконец, необходимо, чтобы поверхность выводов электродов была возможно большей. Впервые эти требования были реализованы в Советском Союзе.

В 1938 году, в Ленинграде, группой советских специалистов под руководством инженера Н. Д. Девяткова были созданы генераторные триоды с предельными волнами порядка 15—20 *см*.

На рис. 5. 2. 1 схематически представлена конструкция первой лампы Н. Д. Девяткова ДЦ-21. Катодом лампы является плоский торец металлического цилиндра, покрытый активным оксидным слоем и нагреваемый плоским спиральным подогревателем, расположенным вблизи торца внутри цилиндра. Такая форма катода обеспечивает большую рабочую поверхность и, следовательно, большой эмиссионный ток. Подогреватель выполнен в виде плоской спирали, помещенной внутри цилиндра, что уменьшает рассеяние энергии подогревателя на излучение и повышает его экономичность. Выводы от катодного цилиндра наружу через стекло выполнены в виде нескольких стержней, что значительно уменьшило индуктивность и поверхностное сопротивление вывода катода. Сетка—круглая, плетеная, укреплена на плоской шайбе, внешними краями примыкающей к внутренней поверхности стекла баллона. Выводы от сеточной шайбы через стекло выполнены в виде большого числа круглых стержней, радиально выходящих наружу и соединенных друг с другом посредством плоской шайбы, примыкающей внутренним краем к внешней поверхности стекла баллона.

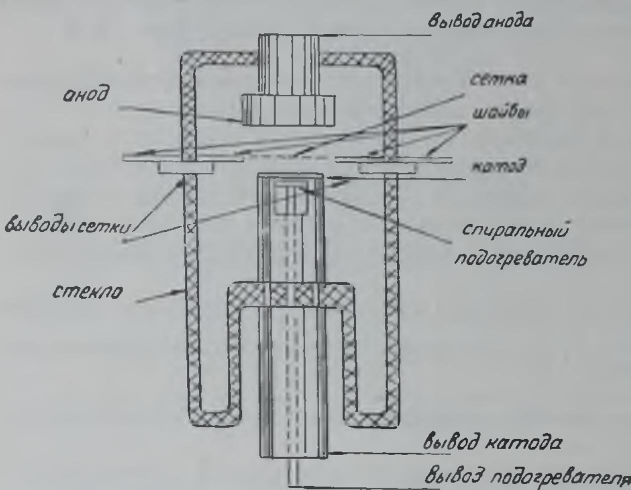


Рис. 5. 2. 1.

Такая конструкция сетки позволила в десятки раз уменьшить индуктивность и поверхностное сопротивление потерь вывода сетки.

Анодом является массивный медный цилиндр. Вывод анода — цилиндр большого диаметра и незначительной длины — обеспечивает относительно малую индуктивность, малое поверхностное сопротивление и хорошую отдачу тепла от рабочей поверхности анода. Таким образом, в первой разработке Н. Д. Девяткова было дано принципиально новое, радикальное решение задачи построения лампы, удовлетворяющей специфическим требованиям работы в диапазоне СВЧ. В результате дальнейшей работы над усовершенствованием этой лампы советскими инженерами Н. Д. Девятковым, Е. Н. Данильцевым, М. Д. Гуревичем и В. К. Хохловым в 1939 году была создана лампа ДЦМ-1, схематически изображенная на рис. 5. 2. 2. В этой лампе электроды тоже плоские и основным отличием ее является цилиндрический баллон из металла, внутри которого укреплена сетка в виде плоского диска. Выводы анода и катода конструктивно выполнены так же, как в лампе ДЦ-21. Благодаря такой конструкции индуктивность вывода сетки и потери в нем практически отсутствуют. Количество диэлектрика, а следовательно, и потери в нем сведены к минимуму. Охлаждение анода может быть улучшено присоединением к нему ребристого радиатора.

Опубликование этих конструкций в советской печати полностью изменило направление разработки ламп дециметрового диапазона во всех странах. В 1943 году промышленность США отказывается от разработки и выпуска так называемых «двухсторонних» ламп для СВЧ и переключается на копирование лампы Н. Д. Девяткова. Аналогичная картина наблюдается и в других капиталистических странах.

В 1944 году на основе разработки технологии спая керамики с металлом немецкая промышленность начала выпуск металло-керамических ламп серии ЛД. Пример конструкции такой лампы представлен на рис. 5. 2. 3. Из этого рисунка видно, что металло-керамическая лампа сохраняет все черты

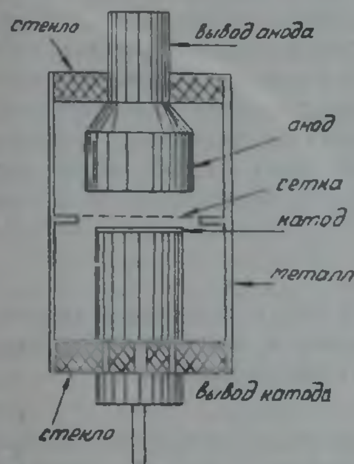


Рис. 5. 2. 2.

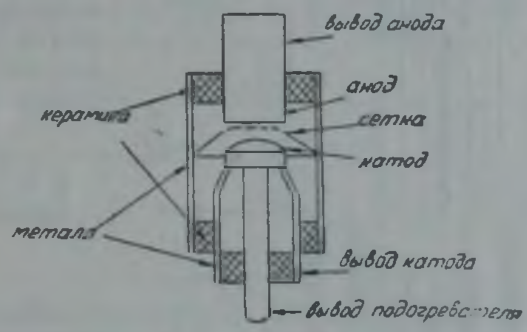


Рис. 5. 2. 3.

конструкции советской лампы ДЦМ-1, с той лишь разницей, что стекло в ней заменено керамикой, обеспечивающей некоторое уменьшение диэлектрических потерь.

Общим свойством всех ламп такого типа является ничтожно малая, практически равная нулю индуктивность вывода сетки и существенно

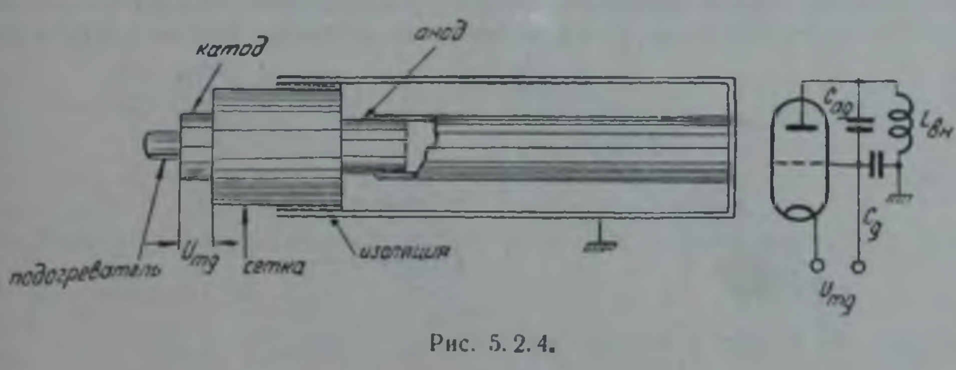


Рис. 5. 2. 4.

уменьшенная индуктивность выводов катода и анода. Так как индуктивность вывода общего электрода, как было указано выше, служит элементом связи между входной и выходной цепями генератора, — лампы данного типа с наибольшим успехом могут быть использованы в генераторах с общей сеткой, по схеме М. А. Бонч-Бруевича. Внешнюю часть колебательной системы при этом весьма удобно выполнять в виде коаксиального резонатора. Такая схема эскизно представлена на рис. 5. 2. 4. Разработка советскими инженерами лампы, входящей в колебательную систему в виде полого резонатора, обеспечила стремительное развитие техники сверхвысоких частот, выразившееся в реализации радиорелейной связи на СВЧ, совершенствовании техники радиодистанциометрирования и других служб.

На рис. 5.2.5 представлен пример несколько иной конструкции лампы для СВЧ. Катод, сетка и анод здесь выполнены в виде коаксиальных цилиндров большого радиуса, причем анод, снабженный ребристым или иной формы радиатором, является частью баллона лампы. В такой конструкции сведена практически к нулю индуктивность вывода анода, но индуктивности вывода сетки и особенно катода довольно значительны. Поэтому лампы такого типа с наибольшим успехом могут быть использованы в схеме генератора с общим анодом.

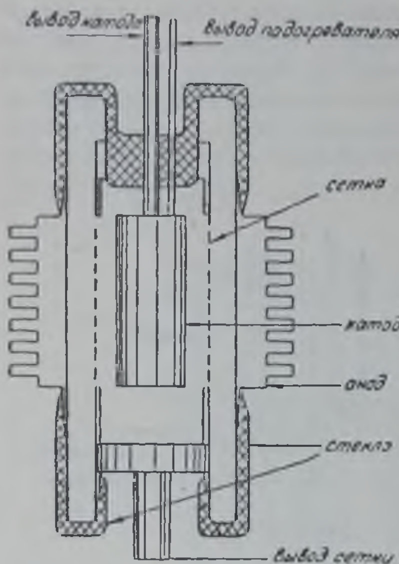


Рис. 5.2.5.

§ 5.3. Линии с распределенными постоянными и их использование в генераторах СВЧ

В технике радиопередающих устройств, работающих в диапазоне высоких и сверхвысоких частот, особенно широкое применение находят линии с распределенными постоянными. Здесь ограничимся рассмотрением линий с равномерно-распределенными постоянными или однородных, параметрами которых являются: погонная индуктивность L_1, т. е. индуктивность единицы длины линии, погонная емкость C_1, т. е. емкость между двумя проводниками линии на единицу длины, и погонное сопротивление R_1, т. е. сопротивление на единицу длины, причем все

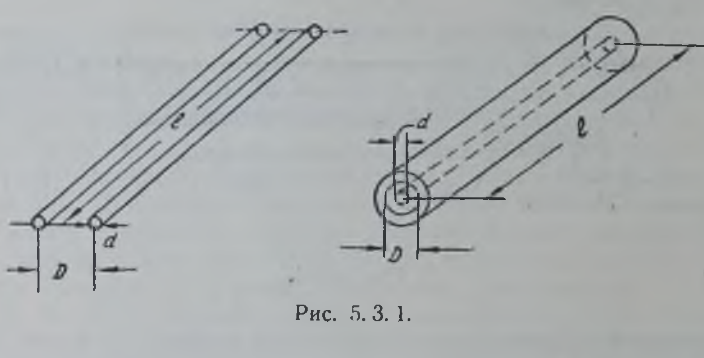


Рис. 5.3.1.

параметры по длине линии неизменны. Значения указанных параметров зависят от поперечных размеров и конструкции линий, основными конструктивными формами которых являются двухпроводная и коаксиальная (рис. 5.3.1).

Физические процессы в двухпроводной и коаксиальной линиях принципиально совершенно одинаковы и, естественно, описываются одним и тем же дифференциальным уравнением. С практической точки зрения необходимо учитывать некоторые особенности этих конструкций, определяющие выбор той или иной из них в конкретных условиях. Двухпроводная линия любой длины конструктивно весьма проста. При прохождении токов высокой частоты по двухпроводной линии, они создают в пространстве вокруг нее электромагнитное поле, в результате чего происходит потеря энергии на излучение и возможно появление нежелательных связей с другими элементами устройства. Электромагнитное поле коаксиальной линии заключено в пространстве между внутренним и внешним проводящими цилиндрами, поэтому потери на излучение и возникновение паразитных связей исключаются. Кроме того, коаксиальная линия обладает большой механической прочностью, обеспечивающей высокую эталонность ее параметров. Конструктивно коаксиальная линия, особенно при большой длине, значительно сложнее в производстве, чем двухпроводная. Линии, выполняющие функции передачи энергии высокочастотных колебаний на расстояние, называются фидерами и используются, как правило, в режиме бегущей волны.

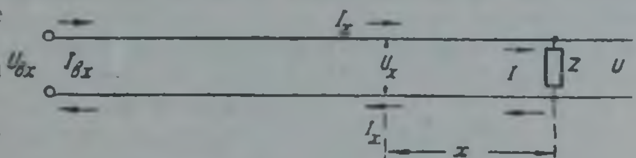


Рис. 5. 3. 2.

С появлением лампы с дисковыми выводами, по предложению Н. Д. Девяткова, В. К. Хохлова и Е. Н. Данильцева, отрезки коаксиальных линий стали применяться в качестве внешних реактивностей колебательной системы генератора СВЧ. Отрезки двухпроводных линий использовались для этой же цели несколько ранее. Линии, применяемые в качестве колебательных систем, должны обладать возможно меньшим сопротивлением потерь. Входное сопротивление такой линии в идеальном случае должно быть чисто реактивным, т. е. линия должна использоваться в режиме стоячей волны. Внешняя реактивность, подключаемая к лампе, при этом обеспечивает настройку колебательной системы в резонанс с выходной емкостью лампы на заданную частоту.

Закон распределения тока и напряжения вдоль линии с малыми потерями (рис. 5. 3. 2) выражается следующими уравнениями:

$$\overline{U}_x = \overline{U}\left(\cos mx + j\frac{\rho}{\overline{z}}\sin mx\right); \tag{5. 3. 1}$$

$$\overline{I}_x = \overline{I}\left(\cos mx + j\frac{\overline{z}}{\rho}\sin mx\right) \tag{5. 3. 2}$$

Заменяя в выражении (5. 3. 1) $\overline{U} = \overline{I}\cdot\overline{z}$, а в выражении (5. 3. 2) $\overline{I} = \dfrac{\overline{U}}{\overline{z}}$, получим:

$$\overline{U}_x = \overline{I}\,\overline{z}\left(\cos mx + j\frac{\rho}{\overline{z}}\sin mx\right); \tag{5. 3. 1a}$$

$$\overline{I}_x = \frac{\overline{U}}{\overline{z}}\left(\cos mx + j\frac{\overline{z}}{\rho}\sin mx\right). \tag{5. 3. 2a}$$

Эти уравнения достаточно точно отражают действительную картину распределения тока и напряжения вдоль линии во всех точках, для которых

$$x \neq n\cdot\frac{\lambda}{4},$$

где n — любое целое число.

Рассмотрим два крайних случая:

$$\frac{\rho}{|z|} \ll 1 \text{ и } \frac{\rho}{|z|} \gg 1.$$

В первом случае линию будем называть разомкнутой на конце, во втором — короткозамкнутой. Если $\frac{\rho}{|z|} \ll 1$, то из выражения (5.3.1) (и 5.3.2а) получим:

$$\left.\begin{aligned} \overline{U}_x &= \overline{U}\cos mx; \\ \overline{I}_x &= j\,\frac{\overline{U}}{\rho}\sin mx; \\ \overline{z}_x &= \frac{\overline{U}_x}{\overline{I}_x} = -j\rho\,\mathrm{ctg}\, mx. \end{aligned}\right| \qquad (5.3.3)$$

При $x = 0$, т. е. в конце линии получим:

$$U_{x=0} = U_{\text{макс}};$$
$$\overline{I}_{x=0} = 0.$$

В начале линии длиною l получим:

$$\left.\begin{aligned} \overline{U}_{\text{вх}} &= U_{\text{макс}}\cos ml; \\ \overline{I}_{\text{вх}} &= j\,\frac{U_{\text{макс}}}{\rho}\sin ml; \\ \overline{z}_{\text{вх}} &= \frac{\overline{U}_{\text{вх}}}{\overline{I}_{\text{вх}}} = -j\rho\,\mathrm{ctg}\, ml. \end{aligned}\right| \qquad (5.3.4)$$

Следовательно, если $0 < ml < \frac{\pi}{4}$, то входное сопротивление линии имеет емкостный характер. При изменении длины линии от нуля до $\frac{\lambda}{4}$ это емкостное сопротивление меняется от бесконечности до нуля.

Но для настройки колебательной системы требуется индуктивный характер внешней реактивности. Для этого необходимо увеличить длину линии так, чтобы было $ml > \frac{\pi}{2}$, т. е. $l > \frac{\lambda}{4}$. Тогда входная реактивность становится положительной, т. е. индуктивной. Значит, разомкнутая линия, длиной более четверти волны, может быть использована в качестве внешней реактивности колебательной системы.

Рассмотрим случай, когда $\frac{\rho}{|z|} \gg 1$. Учитывая это условие, получим из (5.3.2) и (5.3.1а):

$$\left.\begin{aligned} \overline{U}_x &= j\overline{I}\rho\sin mx; \\ \overline{I}_x &= \overline{I}\cos mx; \\ \overline{z}_x &= j\rho\,\mathrm{tg}\, mx. \end{aligned}\right\} \qquad (5.3.5)$$

В конце линии получим:

$$\left.\begin{aligned} \overline{U}_{x=0} &= 0; \\ \overline{I}_{x=0} &= I_{\text{макс}}. \end{aligned}\right\} \qquad (5.3.6)$$

В начале линии, длиной l, получим:

$$\left.\begin{aligned} \bar{U}_{вх} &= j\bar{I}\rho \sin ml; \\ \bar{I}_{вх} &= I_{макс} \cos ml; \\ \bar{z}_{вх} &= j\rho \operatorname{tg} ml. \end{aligned}\right| \qquad (5.3.7)$$

Если $0 < ml < \frac{\pi}{2}$, то входное сопротивление закороченной линии имеет индуктивный характер. С увеличением длины линии от нуля до $\frac{\lambda}{4}$ входное сопротивление растет от нуля до бесконечности, сохраняя индуктивный характер. При $l > \frac{\lambda}{4}$ входное сопротивление становится емкостным. Сравнивая полученные результаты, приходим к выводу, что для обеспечения заданного индуктивного сопротивления могут быть использованы как разомкнутая, так и короткозамкнутая линии. Для этого длина разомкнутой линии должна быть больше длины короткозамкнутой на четверть длины волны.

Действительно, приравняв их сопротивления, получим:

$$\operatorname{ctg} ml_{раз} = \operatorname{tg} ml_{кор};$$

$$ml_{раз} = ml_{кор} + \frac{\pi}{2};$$

$$l_{раз} = l_{кор} + \frac{\lambda}{4}.$$

Напряжение на конце разомкнутой линии

$$\bar{U}_{макс} = \frac{\bar{U}_{вх}}{\cos ml}$$

превышает напряжение на входе, тогда как напряжение между проводами короткозамкнутой линии в любой точке меньше напряжения на входе ее. Следовательно, во избежание пробоя расстояние между проводами разомкнутой линии должно быть больше, чем это требуется для замкнутой линии. Кроме того, разомкнутый конец коаксиальной линии будет излучать электромагнитные волны в пространство, т. е. увеличивать потери.

Итак, при одинаковом значении входного сопротивления разомкнутая линия имеет бóльшие продольные и поперечные размеры и бóльшие потери, чем закороченная. Поэтому в качестве внешней реактивности колебательной системы используются исключительно короткозамкнутые отрезки линии.

Найдем связь между напряжением и током в любой точке короткозамкнутой линии длиною l и напряжением и током в начале ее:

$$\bar{U}_x = j\bar{I}\rho \sin mx; \quad \bar{I}_x = \bar{I} \cos mx;$$

$$U_{вх} = j\bar{I}\rho \sin ml; \quad \bar{I}_{вх} = \bar{I} \cos ml;$$

$$j\bar{I}\rho = \frac{\bar{U}_{вх}}{\sin ml}; \qquad \bar{I} = \frac{\bar{I}_{вх}}{\cos ml}.$$

Отсюда:

$$\left.\begin{aligned} U_x &= \frac{U_{вх}}{\sin ml} \cdot \sin mx; \\ I_x &= \frac{I_{вх}}{\cos ml} \cdot \cos mx. \end{aligned}\right| \qquad (5.3.8)$$

Все выведенные соотношения справедливы для линии без потерь и приближенно справедливы для линии с малыми потерями. Для уточнения наших представлений о реальном отрезке линии заменим его отрезком идеальной линии без потерь, шунтированным на входе активным сопротивлением $R_{эл}$, расход мощности в котором равен расходу мощности в реальной линии, имеющей погонное активное сопротивление R_1 (рис. 5.3.3). Подсчитаем величину сопротивления $R_{эл}$. Мощность, затраченная в этом сопротивлении,

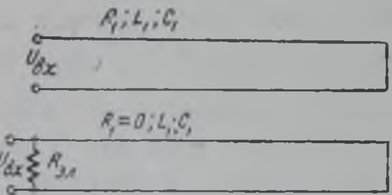


Рис. 5. 3. 3.

$$P_л=\frac{U_{вх}^2}{2R_{эл}} \tag{5.3.9}$$

по определению должна быть равна мощности, затраченной в реальной линии. Элементарная мощность, затраченная на участке dx реальной линии:

$$dP_л=\frac{I_x^2R_1}{2}\cdot dx=\frac{U_{вх}^2 R_1 \cos^2 mx}{2\rho^2 \sin^2 ml};$$

$$P_л=\frac{U_{вх}^2R_1}{2\rho^2\sin^2 ml}\int_0^l \cos^2 mx\,dx=\frac{U_{вх}^2R_1 l}{4\rho^2}\left[\frac{1}{\sin^2 ml}+\frac{\operatorname{ctg} ml}{ml}\right]. \tag{5.3.10}$$

Приравнивая (5.3.9) и (5.3.10), получим

$$R_{эл}=\frac{\rho^2}{\frac{R_1 l}{2}\left[\frac{1}{\sin^2 ml}+\frac{\operatorname{ctg} ml}{ml}\right]}. \tag{5.3.11}$$

Присоединим отрезок короткозамкнутой линии к выходной емкости лампы (рис. 5.3.4, *а*). Электроды лампы обтекаются емкостным током $I_C=U_{вх}\omega C_{вых}$, вследствие чего имеют место потери на поверхностном сопротивлении их и, кроме того, в диэлектриках, входящих в конструкцию лампы. Полагаем, что эти потери происходят в некотором активном сопротивлении $R_э'$, включенном параллельно выходной емкости.

Результирующая входная проводимость схемы рис. 5.3.4 будет равна

$$j\omega C_{вых}+\frac{1}{R_э'}+\frac{1}{R_{эл}}+\frac{1}{j\rho\operatorname{tg} ml}.$$

При условии, что

$$\rho\operatorname{tg} ml=\frac{1}{\omega C_{вых}}, \tag{5.3.12}$$

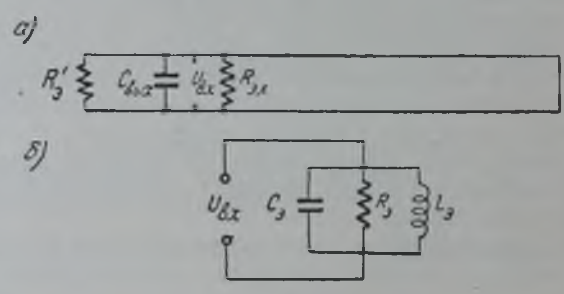


Рис. 5. 3. 4.

входная проводимость становится чисто активной, т. е. имеет место резонанс. При этом эквивалентное сопротивление

$$R_{эо}=\frac{R_{эл}\cdot R_э'}{R_{эл}+R_э'}. \tag{5.3.13}$$

Сопротивление $R_{эл}$ может быть рассчитано по формуле (5.3.11) достаточно точно. Что касается сопротивления потерь в лампе $R_э'$, то более или менее точное определение его представляет собой весьма сложную задачу. Ниже рассмотрим некоторые приемы для ориентировочного определения порядка этой величины.

Условие (5.3.12) позволяет определить длину линии l, обеспечивающую настройку в резонанс колебательной системы. Решая его относительно l, получим

$$l = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{5{,}3\lambda}{C_{вых}\rho} + n \cdot \frac{\lambda}{2}, \tag{5.3.14}$$

где $n = 0, 1, 2, 3 \ldots$, λ выражено в *см*, а $C_{вых}$ — в *пф*.

Таким образом, условие резонанса определяет требуемую длину линии неоднозначно, а с точностью до целого числа полуволн. Целесообразно выбрать такую длину линии, которая обеспечивает наибольшее значение величины $R_{эл}$.

Обозначим величину

$$\frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{5{,}3\lambda}{C_{вых}\rho} = l_0.$$

Тогда:

$$l = l_0 + n \cdot \frac{\lambda}{2};$$

$$R_{эл} = \frac{\rho^2}{\frac{R_1\left(l_0 + n\frac{\lambda}{2}\right)}{2}\left[\frac{1}{\sin^2 m\left(l_0 + n\frac{\lambda}{2}\right)} + \frac{1}{m\left(l_0 + n\frac{\lambda}{2}\right)\cdot \operatorname{tg} m\left(l_0 + n\frac{\lambda}{2}\right)}\right]} =$$

$$= \frac{\rho^2}{\frac{R_1}{2}\left[\frac{l_0 + n\frac{\lambda}{2}}{\sin^2 ml_0} + \frac{1}{m \operatorname{tg} ml_0}\right]}. \tag{5.3.15}$$

Следовательно, с увеличением длины линии на целое число полуволн ее эквивалентное сопротивление при резонансе уменьшается. Поэтому целесообразно ограничивать длину линии величиной l_0. Однако иногда это может оказаться конструктивно невыполнимым. В таком случае необходимо увеличить длину линии на полволны. Помимо уменьшения эквивалентного резонансного сопротивления, удлинение линии на полволны связано с появлением пучности напряжения на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от конца линии (рис. 5. 3. 5).

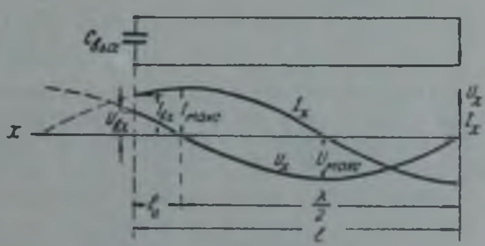


Рис. 5. 3. 5.

Напряжение в пучности

$$U_{макс} = I_{макс}\,\rho = \frac{\overline{U}_{вх}}{\sin ml_0}. \tag{5.3.16}$$

Ввиду того, что такое вынужденное удлинение линии приходится предпринимать именно при малых значениях ml_0, — напряжение в пучности обычно значительно превосходит входное напряжение, вследствие чего во избежание пробоя приходится увеличивать поперечные размеры линии.

Исследуем поведение колебательной системы при небольших расстройках. Определим входную проводимость системы при длине волны $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$, где λ_0 — резонансная длина волны и $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \ll 1$:

$$\bar{y}_{вх} = \frac{1}{R_э} + j\left[\frac{C_{вых}}{5{,}3(\lambda_0 + \Delta\lambda)} - \frac{1}{\rho}\,\mathrm{ctg}\,\frac{2\pi}{\lambda_0 + \Delta\lambda}\, l\right] \simeq$$

$$\simeq \frac{1}{R_э} + j\left[\frac{C_{вых}}{5{,}3\lambda_0}\left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right) - \frac{1}{\rho}\,\mathrm{ctg}\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\, l - \frac{2\pi}{\lambda_0}\, l\, \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right)\right]. \qquad (5.3.17)$$

Преобразуем второе слагаемое в скобках:

$$\frac{1}{\rho}\,\mathrm{ctg}\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\, l - \frac{2\pi}{\lambda_0}\, l\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right) \simeq \frac{1}{\rho}\,\mathrm{ctg}\,\frac{2\pi}{\lambda_0}\, l + \frac{1}{\rho}\cdot\frac{1}{\sin^2 \frac{2\pi}{\lambda_0}\, l}\cdot\frac{2\pi}{\lambda_0}\, l\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} =$$

$$= \frac{1}{\rho}\,\mathrm{ctg}\,\frac{2\pi l}{\lambda_0} + \frac{1}{\rho}\cdot\frac{2\pi l}{\lambda_0}\cdot\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\left(1 + \frac{1}{\mathrm{tg}^2\,\frac{2\pi l}{\lambda_0}}\right).$$

Принимая во внимание, что:

$$\frac{1}{\rho}\,\mathrm{ctg}\,\frac{2\pi l}{\lambda_0} = \frac{C_{вых}}{5{,}3\lambda_0}$$

и

$$\mathrm{tg}\,\frac{2\pi l}{\lambda_0} = \frac{5{,}3\lambda_0}{\rho C_{вых}},$$

получим

$$\frac{1}{\rho}\,\mathrm{ctg}\,\frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{C_{вых}}{5{,}3\lambda_0} + \frac{1}{\rho}\cdot\frac{2\pi l}{\lambda_0}\cdot\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\left[1 + \left(\rho\,\frac{C_{вых}}{5{,}3\lambda_0}\right)^2\right].$$

Подставляя этот результат в выражение (5.3.17), найдем:

$$\bar{y} = \frac{1}{R_э} - j\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\left[\frac{C_{вых}}{5{,}3\lambda_0} + \frac{2\pi l}{\rho\lambda_0}\left(1 + \frac{\rho^2 C_{вых}^2}{5{,}3\cdot\lambda_0^2}\right)\right] =$$

$$= \frac{1}{R_э} - j\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\cdot\frac{1}{5{,}3\lambda_0}\left[C_{вых} + \frac{33{,}3 l}{\rho}\left(1 + \frac{\rho^2 C_{вых}^2}{5{,}3\cdot\lambda_0^2}\right)\right].$$

Величина $\frac{33{,}3}{\rho} = C_1$ есть погонная емкость линии в пикофарадах.

Окончательно получим

$$\bar{y} = \frac{1}{R_э}\left\{1 - j\cdot 2\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\cdot\frac{R_э}{5{,}3\lambda_0}\left[\frac{C_{вых}}{2} + \frac{C_1 l}{2}\left(1 + \frac{\rho^2 C_{вых}^2}{5{,}3\,\lambda_0^2}\right)\right]\right\} = \frac{1}{R_э}\left(1 - j2Q\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right).$$

Здесь

$$Q = \frac{R_э}{5{,}3\lambda_0}\left[\frac{C_{вых}}{2} + \frac{C_1 l}{2}\left(1 + \frac{\rho^2 C_{вых}^2}{5{,}3\,\lambda_0^2}\right)\right]. \qquad (5.3.18)$$

Для колебательного контура с сосредоточенными постоянными было получено точно такое же выражение:

$$\bar{y}=\frac{1}{R_э}\left(1+j2Q\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)=\frac{1}{R_э}\left(1-j2Q\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right).$$

Таким образом, колебательная система, состоящая из сосредоточенной емкости и отрезка линии, вблизи резонанса эквивалентна колебательному контуру с сосредоточенными постоянными, имеющему резонансное сопротивление $R_э$ и емкость $C_э$. Добротность эквивалентного контура

$$Q_э=R_э\omega_0C_э=\frac{R_эC_э}{5{,}3\lambda_0}.$$

Следовательно, емкость эквивалентного контура

$$C_э=\frac{C_{вых}}{2}+\frac{C_1l}{2}\left[1+\left(\frac{\rho C_{вых}}{5{,}3\lambda_0}\right)^2\right]. \qquad (5.3.19)$$

Итак, рассматриваемая колебательная система может быть приведена к эквивалентному контуру с сосредоточенными постоянными $C_э$, $L_э=\frac{1}{\omega^2C_э}$ и $R_э$ (рис. 5. 3. 4,*б*). Необходимо, однако, иметь в виду, что условие эквивалентности сохраняется лишь вблизи резонанса. При длинах волн значительно отличающихся от резонансной эта эквивалентная схема непригодна. Действительно, рассмотрим условие резонанса системы из сосредоточенной емкости и отрезка короткозамкнутой линии длиною l:

$$\frac{5{,}3\lambda_{см}}{C_{вых\ пф}}=\rho\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}l. \qquad (5.3.20)$$

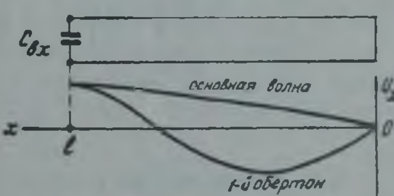


Рис. 5. 3. 6.

Тангенс есть периодическая функция, меняющаяся в бесконечных пределах. Следовательно, это уравнение будет иметь бесконечное количество решений, т. е. система будет обладать бесконечным количеством резонансных волн. Самая длинная резонансная волна определится из условия:

$$\frac{2\pi l}{\lambda_{0\ макс}}<\frac{\pi}{2}.$$

Отсюда $\lambda_{0\ макс}>4l$. Эту длину волны называют основной. Ближайшая к ней более короткая резонансная волна λ_2 будет находиться в интервале $\pi<\frac{2\pi l}{\lambda_2}<\frac{3}{4}\pi$ или $1{,}5l<\lambda_2<2l$. Ее называют длиной волны первого обертона или второй гармоники. Аналогично можно определить пределы, в которых находятся длины волн второго, третьего и т. д. обертонов. На рис. 5. 3. 6 представлено распределение напряжения вдоль линии для основной волны и первого обертона, а на рис. 5. 3. 7 приведен график для решения уравнения (5. 3. 20).

Очевидно, рассмотренный выше случай удлинения линии на полволны соответствует переводу ее из режима колебаний основной волны в режим первого обертона. Наличие резонансов на волнах, сильно отличающихся от рабочей, весьма важно для генераторов с самовозбуждением так как в результате этого явления генератор при определенных условиях может возбудиться на волне весьма далекой от желательной.

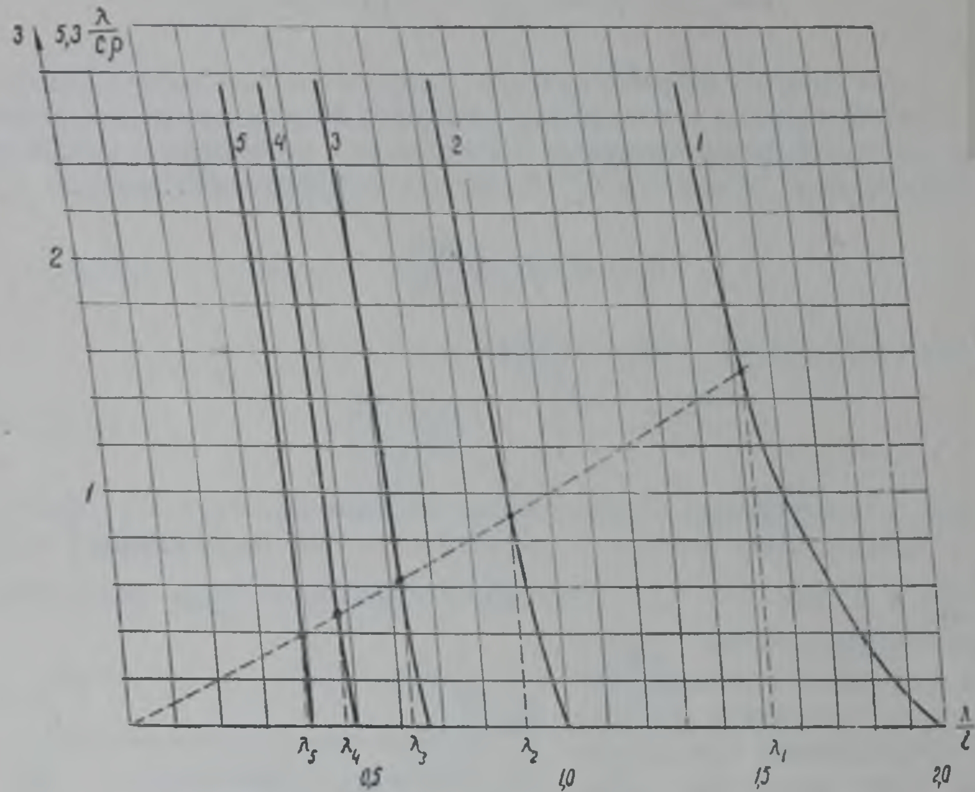


Рис 5 3. 7.

§ 5. 4. Определение необходимых поперечных размеров линии

Для определения длины линии, обеспечивающей настройку колебательной системы в резонанс, должно быть известно ее волновое сопротивление, зависящее от поперечных размеров линии — диаметра проводов и расстояния между ними для двухпроводной и диаметров внешнего и внутреннего проводников для коаксиальной линий. Поперечные размеры линии, используемой в качестве внешней реактивности контура генератора, определяются следующими основными требованиями, предъявляемыми к такой линии:

а) наибольшая напряженность поля у поверхности проводников, образующих линию, не должна превышать величины, при которой исключается возникновение короны и электрического пробоя;

б) поверхность проводников линий должна быть достаточно большой для рассеяния энергии потерь без недопустимого перегрева.

В генераторах малой мощности, порядка единиц и десятков ватт, выбор поперечных размеров линии не связан с этими требованиями и диктуется удобством сочленения линии с лампой и другими чисто конструктивными соображениями. С увеличением мощности генератора увеличиваются размеры лампы и, соответственно, поперечные размеры линии и улучшаются условия охлаждения. Следовательно, второе из высказанных требований в генераторах большой мощности выполняется автоматически, если поперечные размеры линии увеличиваются пропорционально линейным размерам лампы. Выполнение первого требования может представить известные затруднения при проектировании колебательной системы генератора СВЧ, поэтому рассмотрим данный вопрос более детально.

Расчет элементов колебательной системы для мощных коротковолновых передатчиков, исходя из допустимых градиентов напряжений на них, был дан в работе Г. В. Брауде [13]. Расчет элементов колебательных систем генераторов СВЧ, излагаемый ниже, основан на результатах этой работы.

На рис. (5. 4. 1) представлена примерная картина распределения электрического поля двухпроводной и коаксиальной линий. Плотность силовых линий, т. е. напряженность поля максимальна у точек двухпроводной

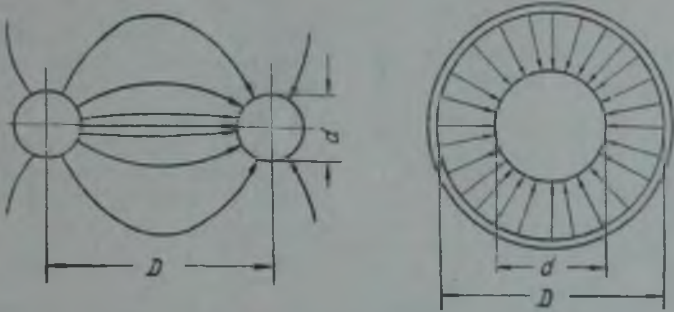


Рис. 5. 4. 1.

линии, обращенных друг к другу, и у поверхности внутреннего проводника коаксиальной линии. Эта максимальная напряженность поля равна:

$$E_{\text{макс}} = \frac{U_{\text{макс}}}{2{,}3d\sqrt{\frac{D-d}{D+d}}\lg\left(\frac{D}{d}+\sqrt{\frac{D^2}{d^2}-1}\right)} \qquad (5.4.1)$$

для двухпроводной линии;

$$E_{\text{макс}} = \frac{U_{\text{макс}}}{2{,}3d\lg\frac{D}{d}} \qquad (5.4.2)$$

для коаксиальной линии.

Принимая во внимание, что расстояние между проводами двухпроводной линии обычно много больше их диаметра, — формулу для двухпроводной линии можно упростить. Отбрасывая квадраты отношения $\frac{d}{D}$, получим

$$E_{\text{макс}} = \frac{U_{\text{макс}}}{2{,}3d\lg\frac{2\cdot D}{d}}. \qquad (5.4.3)$$

В таком виде формулы для обоих видов линий однотипны. Прежде чем перейти к исследованию этих формул и расчетным соотношениям, определим значение максимального напряжения, действующего на линии $U_{\text{макс}}$. Величина этого напряжения зависит от схемы генератора и режима использования линии.

Предположим, что линия используется в режиме колебаний основной частоты, т. е. $l < \frac{\lambda}{4}$. В таком случае максимальное напряжение будет иметь место на входе линии. Рассмотрим две схемы подачи анодного напряжения и напряжения смещения (рис. 5. 4. 2 и 5. 4. 3). В схеме рис. 5. 4. 2 для подачи анодного напряжения и напряжения смещения используются проводники, составляющие линию. Поэтому максимальное напряжение (или разность потенциалов между проводами линии) будет равно

$$U_{\text{макс}} = E_a - E_g + U_{mg} + U_m. \tag{5. 4. 4}$$

Во избежание замыкания источника анодного питания элемент, закорачивающий линию, должен представлять собой емкость $C_б \gg \frac{1}{\omega\rho}$. Эта схема является схемой последовательного питания.

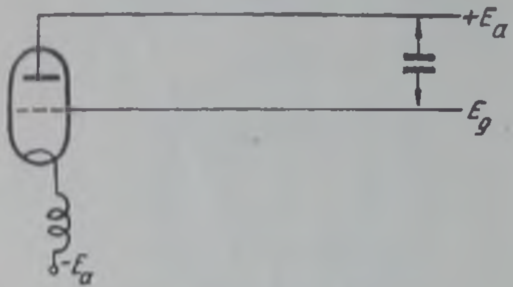


Рис. 5. 4. 2.

В схеме рис. 5. 4. 3 анодное напряжение к лампе подводится через блокировочный дроссель $L_б$, а линия отделена от анода разделительной емкостью $C_б$.

Таким образом, между проводами линии отсутствует постоянная разность потенциалов и максимальное напряжение равно

$$U_{\text{макс}} = U_{mg} + U_m = U_{\text{вх}}. \tag{5. 4. 5}$$

Эта схема является схемой параллельного питания. Достоинство ее заключается в отсутствии постоянных напряжений на линии и благодаря этому максимальное напряжение между проводами линии примерно вдвое меньше, чем в схеме последовательного питания.

В случае, если требуемая длина линии $l_0 < \frac{\lambda}{4}$ настолько мала, что не может быть конструктивно выполнена, приходится увеличивать ее до $l = l_0 + \frac{\lambda}{2}$. При этом линия работает в режиме колебаний первого обертона и на расстоянии четверти длины волны от конца линии появится пучность напряжения, в которой напряжение превышает входное.

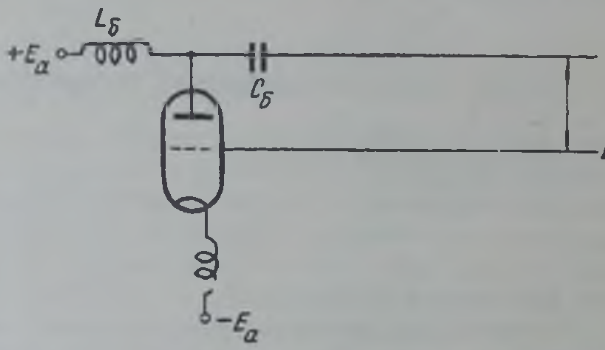


Рис. 5. 4. 3.

Для схемы последовательного питания получим

$$U_{\text{макс}} = E_a - E_g + \frac{U_m + U_{mg}}{\sin ml_0} \tag{5. 4. 6}$$

и для схемы параллельного питания

$$U_{\text{макс}} = \frac{U_m + U_{mg}}{\sin ml_0}. \tag{5. 4. 7}$$

Это напряжение может в несколько раз превышать входное, вследствие чего удлинение линии на полволны является крайне нежелательным.

Умножив левую и правую части формулы (5. 4. 3) на $2D$ и формулы (5. 4. 2) на D, обозначив $\frac{2D}{d}$ для двухпроводной линии и $\frac{D}{d}$ для коаксиальной через x, получим общую для обоих типов линий формулу, связывающую их размеры с максимальным напряжением и напряженностью поля:

$$D = k\,\frac{U_{\text{макс}}}{E_{\text{макс}}}\cdot\frac{x}{\lg x}, \tag{5.4.8}$$

причем для двухпроводной линии $k=0{,}217$, для коаксиальной $k=0{,}435$.

Максимальная напряженность поля не должна превышать некоторой допустимой величины, обеспечивающей отсутствие короны. Для нормальных атмосферных условий эта величина имеет порядок $E_{\text{доп}} \cong 20$ *кв/см*;

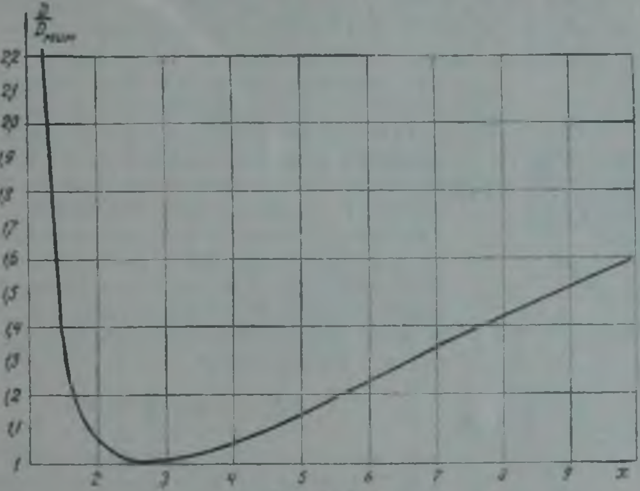


Рис. 5. 4. 4.

при работе генератора в особых условиях допустимая напряженность поля может изменяться в довольно значительных пределах. Обратимся к формуле (5. 4. 6). Функция $\frac{x}{\lg x}$, определяющая расстояние между проводами линии при заданных напряжениях и напряженности поля, имеет минимум. Дифференцируя ее и приравнивая производную нулю, получим:

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{x}{\lg x}\right) = 2{,}3\,\frac{d}{dx}\left(\frac{x}{\ln x}\right) = 2{,}3\,\frac{\ln x - 1}{\ln^2 x} = 0;$$

$$\ln x = 1;$$

$$x = e = 2{,}718.$$

Следовательно,

$$D_{\text{мин}} = 6{,}25k\,\frac{U_{\text{макс}}}{E_{\text{макс. доп}}}. \tag{5.4.9}$$

Полученный результат дает минимальное значение D, при котором обеспечивается заданная напряженность поля. При этом $x = 2{,}718$, волновое сопротивление двухпроводной линии $\rho = 120$ *ом*, коаксиальной $\rho = 60$ *ом*. Значение основного конструктивного размера — расстояния между проводами двухпроводной и диаметра внешнего цилиндра коаксиальной линии — определится, следовательно, неравенством:

$$D > D_{\text{мин}}.$$

При выборе этого размера надлежит руководствоваться конструктивными соображениями удобства соединения линии с лампой, учитывая приведенное неравенство. Если величина D выбрана, то для определения второго поперечного размера d делим (5.4.8) на (5.4.9):

$$\frac{D}{D_{\text{мин}}} = 0{,}16\,\frac{x}{\lg x}. \tag{5.4.10}$$

График правой части уравнения (5.4.10) приведен на рис. 5.4.4. Отложив на оси ординат выбранное значение $\frac{D}{D_{\text{мин}}}$, находим два значения x: $x_1 < 2{,}718$ и $x_2 > 2{,}718$, которые обеспечивают заданное значение напряженности поля. Поэтому для выбора одного из них следует руководствоваться дополнительными соображениями. Если взять $x_1 < 2{,}718$, то волновое сопротивление двухпроводной линии будет меньше 120 *ом*, коаксиальной — меньше 60 *ом*. Для x_2 получим соответственно значения волновых сопротивлений больше этих величин. Для двухпроводной линии $x_1 < 2{,}718$ обычно оказывается неприемлемым, потому что диаметр проводов ее получается слишком большим и линию неудобно соединять с лампой. Для коаксиальной линии оба значения x_1 и x_2 могут оказаться конструктивно приемлемыми. В этом случае следует иметь в виду, что требуемая длина линии

$$l_0 = \frac{1}{m}\operatorname{arc\,tg}\frac{5{,}3C_{\text{вых}}}{\lambda\rho}$$

при меньшем волновом сопротивлении, т. е. при $x = x_1 < 2{,}718$, получится большей, чем при $x = x_2 > 2{,}718$.

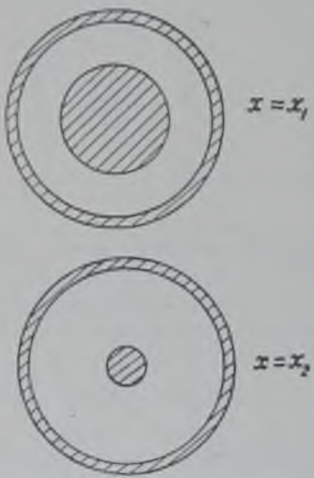


Рис. 5.4.5.

Таким образом, может оказаться, что при $x = x_2$ длина линии меньше, чем это конструктивно осуществимо, а при $x = x_1$ линия может быть выполнена. В последнем случае, разумеется, выбирается $x = x_1$. Если же длина линии недостаточна при обоих значениях x_1 и x_2, — необходимо удлинить ее на полволны. При этом придется весь расчет повторить, так как в данном случае напряжение в пучности будет значительно больше входного.

Выбрав окончательно величину x, находим второй поперечный размер линии $d = \frac{2D}{x}$ для двухпроводной линии и $d = \frac{D}{x}$ для коаксиальной. Этим самым однозначно определяются их волновые сопротивления.

На рис. 5.4.5 представлены эскизы коаксиальных линий при значениях $x = x_1$ и $x = x_2$.

§ 5.5. Общая характеристика полых резонаторов

При рассмотрении вопроса об использовании отрезков однородных линий в качестве внешних реактивностей колебательной системы предполагалось, что поперечные размеры их достаточно малы по сравнению с длиной волны. Это предположение позволило получить основные расчетные соотношения, исходя из хорошо разработанной теории длинных линий. По мере укорочения рабочей волны необходимо уменьшать продольные размеры линии, т. е. ее длину, либо переходить с основного вида колебаний на колебания более высоких порядков, что весьма нежелательно. Поперечные размеры отрезка линии определяются либо рабочим колебательным напряжением генератора, либо конструкцией лампы. Поэтому с укорочением волны поперечные размеры линии становятся сравнимыми с длиной волны, а распределение поля между проводами линии — функцией не только расстояния, но и времени, что заставляет вносить поправки в теорию, построенную на основе решения одномерной (продольной) задачи.

Выше рассматривалось использование отрезков двухпроводных и коаксиальных линий и было показано, что область применения двухпроводных линий ограничивается диапазоном метровых волн. При укороче-

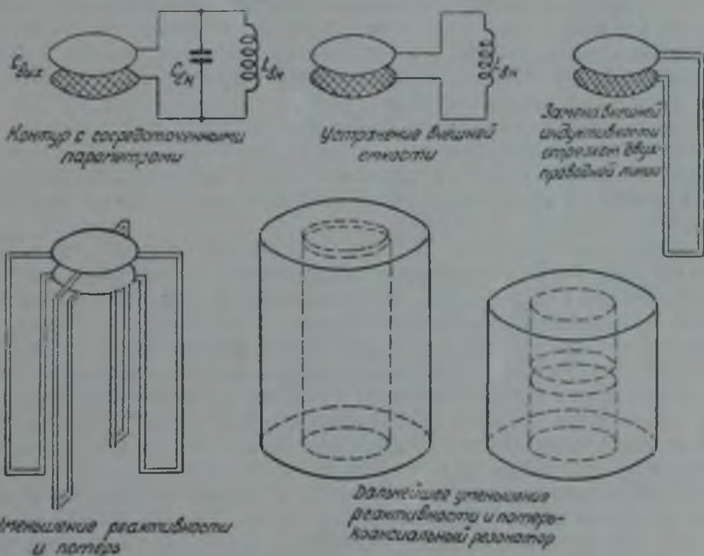


Рис. 5. 5. 1.

нии рабочей длины волны до величины порядка десятков или единиц сантиметров, при постоянном значении выходной емкости лампы требуется настолько малое значение внешней реактивности для настройки в резонанс, что продольные размеры двухпроводной линии становятся слишком малыми и она не может быть рационально осуществлена. В таком случае необходимо переходить на использование отрезка коаксиальной линии, легко позволяющей получить требуемое для настройки в резонанс реактивное сопротивление, при удовлетворительных в конструктивном отношении геометрических размерах.

На рис. 5. 5. 1 показан постепенный переход от колебательного контура с сосредоточенными параметрами L и C к системам с двухпроводной и коаксиальной линиями. В последнем случае электроды лампы и отрезок коаксиальной линии образуют так называемый коаксиальный полый резонатор. Неизлучающие колебательные системы с распределенными параметрами — полые резонаторы — были впервые предложены в 1937 году профессором М. С. Нейманом. Фундаментальные работы по теории и расчету полых резонаторов проведены главным образом профессорами Я. И. Френкелем, М. С. Нейманом и доктором технических наук Г. В. Кисунько.

В настоящее время полый разонатор является основной формой колебательной системы генераторов и приемников сверхвысоких частот, так как он обеспечивает: высокую добротность, возможность настройки на достаточно короткую волну при геометрических размерах, обеспечивающих рассеяние значительной мощности, возможность рациональной, т. е. достаточно компактной и механически жесткой конструкции генератора.

Высокая добротность полого резонатора достигается, во-первых, за счет того, что ток проводимости колебаний высокой частоты, проходящий по внутренней поверхности резонатора, обтекает поверхность относительно больших размеров, следовательно, обладающую весьма малым активным сопротивлением. Во-вторых, электромагнитное поле полого резонатора сосредоточено внутри него, следовательно, отсутствуют потери на излучение электромагнитной энергии.

Достаточно короткая резонансная волна может быть получена путем уменьшения размеров резонатора в направлении тока и увеличения размеров в направлении, перпендикулярном направлению тока. При этом поверхность резонатора, определяющая его тепловой режим, может быть сделана достаточно большой.

Всякая колебательная система с распределенными параметрами, в том числе и полые резонаторы, принципиально отличается от колебательной системы с сосредоточенными параметрами тем, что обладает бесконечным количеством резонансных волн. Условиями резонанса такой системы являются условия существования в ней свободных стоячих волн электромагнитного поля, для выполнения которых необходимо наличие узлов напряжения и пучностей тока на металлической поверхности, ограничивающей систему. Последнее, очевидно, может быть удовлетворено при бесконечно большом количестве частот, начиная с некоторой минимальной. Нас будет интересовать, как правило, только наименьшая частота, которую будем называть основной частотой, а соответствующую ей длину волны — длиной основной резонансной волны. Так как полый резонатор является трехмерной (объемной) системой, длина его основной волны, очевидно, будет определяться (при данных размерах) выбором направления, в котором возбуждаются колебания.

Здесь ограничимся рассмотрением коаксиальных полых резонаторов, широко используемых в триодных и клистронных генераторах СВЧ. Тремя взаимно-нормальными направлениями, в которых могут возбуждаться колебания в таком резонаторе, будут: аксиальное, радиальное и азимутальное. На рис. 5. 5. 2 представлено распределение напряженности электрического поля по этим направлениям для основных резонансных длин волны.

Непосредственно из рисунка видно, что основная длина аксиальных колебаний несколько превышает учетверенную длину резонатора в осевом направлении, основная длина волны радиальных колебаний равна удвоенной разности радиусов внешнего и внутреннего цилиндров, наконец, основная длина волны азимутальных колебаний близка к среднему периметру внешнего и внутреннего цилиндров:

$$\left.\begin{aligned} \lambda_{0\,\text{акс}} &\geqslant 4l; \\ \lambda_{0\,\text{рад}} &\cong D - d; \\ \lambda_{0\,\text{азим}} &\cong \frac{\pi}{2}(D + d). \end{aligned}\right\} \qquad (5.5.1)$$

Если в замкнутой колебательной системе такого вида отсутствует аксиальная составляющая магнитного поля стоячей волны (рис. 5. 5. 2, *а* и *б*), то колебания, происходящие в ней, называют электрическими, или колебаниями первого рода. Соответственно, при колебаниях магнитных — второго рода — отсутствует аксиальная составляющая электрического поля (рис. 5. 5. 2, *в*).

Строгий метод определения резонансных частот таких колебательных систем состоит в интегрировании основной системы дифференциальных уравнений электродинамики в той или иной системе координат и использовании соответствующих граничных условий на поверхности раздела внутреннего пространства резонатора от остального пространства. При этом получается бесконечное количество резонансных частот, каждой из которых соответствует определенная структура поля стоячей волны

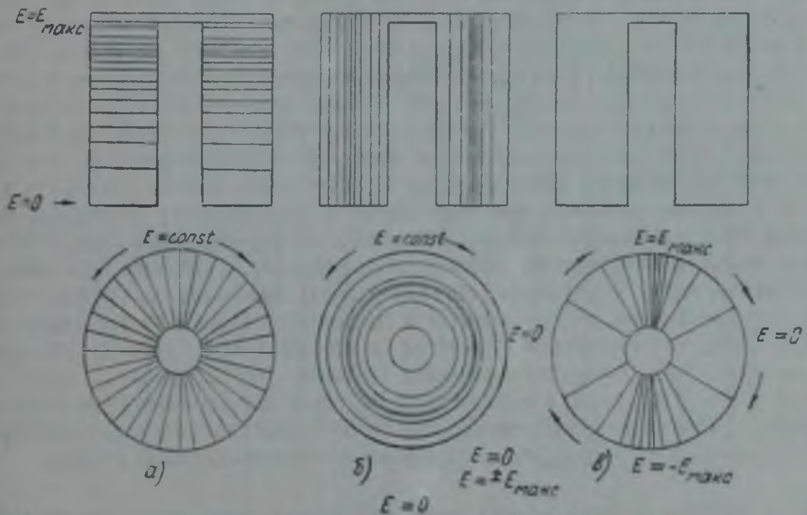


Рис. 5. 5. 2.

или определенный вид колебаний. Решения для резонансных частот, при учете конечной проводимости границы раздела, получаются в комплексном виде. Вещественная и мнимая части решения являются некоторыми функциями геометрических размеров и свойств поверхности раздела, причем первая определяет добротность колебательной системы, а вторая — частоту колебаний.

Результаты такого строгого анализа имеют большое научно-познавательное значение, но даже при резонаторах простейшей формы оказываются неудобными, в силу большой громоздкости, для использования при инженерных расчетах, т. е. в тех случаях, когда необходимо получить численное значение той или иной величины. Поэтому в инженерной практике наряду со строгими методами анализа вполне закономерно используются приближенные методы, основанные на замене реальных колебательных систем с распределенными постоянными колебательным контуром с некоторыми эквивалентными сосредоточенными параметрами. Решения, полученные этим методом, весьма просты и удобны для вычисления и приближенно справедливы в области частот, близких к частоте колебаний данного рода и вида, но достаточно удаленных от частоты ближайших колебаний другого рода или вида. Так, например, если речь идет об аксиальных электрических колебаниях, то условиями применимости метода эквивалентной схемы будут:

$$\left.\begin{aligned} \lambda_{\text{акс}} \neq \lambda_{\text{рад}}; \quad l \neq \frac{D-d}{4}; \\ \lambda_{\text{акс}} \neq \lambda_{\text{азим}}; \quad l \neq \frac{\pi}{2}(D+d). \end{aligned}\right\} \qquad (5.5.2)$$

В полых резонаторах, используемых в инженерной практике, эти условия, как правило, удовлетворяются и потому численные результаты расчетов достаточно точны. Такие методы приближенного анализа полых резонаторов введены работами, главным образом, В. Ф. Коваленко и излагаются ниже.

Поддержание незатухающих колебаний в полом резонаторе невозможно без подведения к нему энергии извне, поэтому в состав его обязательно должно входить некоторое пространство взаимодействия, в котором внешний электронный поток отдает часть энергии, полученной им от источника питания, полю резонатора. Электрон отдает энергию электрическому полю в том случае, если он тормозится этим полем, и отбирает ее в случае, если он ускоряется этим полем. Отсюда следует, что для эффективной отдачи энергии электроном полю он должен проходить пространство взаимодействия при наличии на нем тормозящего электрического поля и время нахождения электрона в пространстве взаимодействия должно быть возможно меньше периода возбуждаемых колебаний. Вследствие этого необходимо по возможности уменьшать размеры пространства взаимодействия. Указанное обстоятельство приводит к специфической форме резонаторов, используемых в генераторе. Пространство взаимодействия либо ограничивается анодом и сеткой лампы, либо двумя параллельными близко расположенными сетками, либо, наконец, имеет вид узкой щели. При этом, в первом приближении, всю эквивалентную емкость резонатора можно считать сосредоточенной в пространстве взаимодействия, что существенно упрощает построение его эквивалентной схемы.

§ 5.6. Приближенный расчет параметров некоторых полых резонаторов, применяемых в генераторах СВЧ

Для выполнения инженерного расчета резонатора требуется найти достаточно простую математическую связь между основными параметрами резонатора и его геометрическими размерами. Основные свойства резонатора полностью характеризуются собственной частотой интересующего нас вида колебаний, формой резонансной кривой вблизи этой частоты и энергией, теряемой на его стенках при наличии на границах пространства взаимодействия некоторого синусоидального напряжения собственной частоты.

Форма резонансной кривой вблизи резонанса определяется качеством или добротностью контура Q. Потеря энергии на стенках резонатора характеризуется их активной проводимостью или ее обратной величиной — эквивалентным сопротивлением ненагруженного ($R_{\text{э0}}$) резонатора. В качестве основных независимых параметров резонатора поэтому принимают следующие величины: собственную длину волны интересующего нас вида колебаний λ_0 в сантиметрах или частоту f_0 в *мггц*, добротность $Q = \dfrac{2\pi \times \text{запас энергии в резонаторе}}{\text{потери энергии в резонаторе за один период}}$ и эквивалентное сопротивление $R_{\text{э0}}$ ненагруженного резонатора.

Установим связь между указанными параметрами и геометрическими размерами практически важных форм полых резонаторов, а именно, коаксиальных резонаторов. Начнем со связи между размерами резонатора и длиной волны основного вида колебаний.

На рис. 5.6.1, *а*, *б*, *в*, *г* представлены основные формы коаксиальных резонаторов, находящих применение в триодных (*а*, *б*, *в*) и клистронных (*а* и *г*) генераторах. В каждом из них будем различать следующие участки: цилиндрическую часть (высота цилиндра l), верхний торец внешнего цилиндра (круг с диаметром $D = 2b$), верхний торец внутреннего цилиндра (круг с диаметром $D=2b$) и нижний торец (круглое кольцо шириной $b-a$). Верхние торцы внешнего и внутреннего цилиндров образуют пространство взаимодействия, в которое по оси цилиндров вводится управляемый электронный поток, для чего по крайней мере один из этих торцов или часть его выполнена в виде плоской сетки. Проекция сетки на второй верхний торец представляет собой рабочую поверхность анода. Поэтому диаметр сетки в лучшем случае должен быть равен диаметру внутреннего цилиндра.

В некоторых случаях сетки имеются в обоих верхних торцах, тогда диаметры их должны быть одинаковы и равны диаметру внутреннего торца. Поясним это утверждение. Верхние торцы образуют выходную емкость лампы, которую желательно иметь возможно меньшей. Величина этой емкости определяется в основном площадью внутреннего (меньшего) торца. Количество электронов, вводимое в пространство взаимодействия, прямо пропорционально площади сетки. Поэтому, если площадь сетки меньше площади внутреннего торца, остальная его площадь бесполезно увеличивает выходную емкость. Следовательно, диаметр пространства взаимодействия есть $2a$. Длина (по оси) пространства взаимодействия принимается весьма малой по

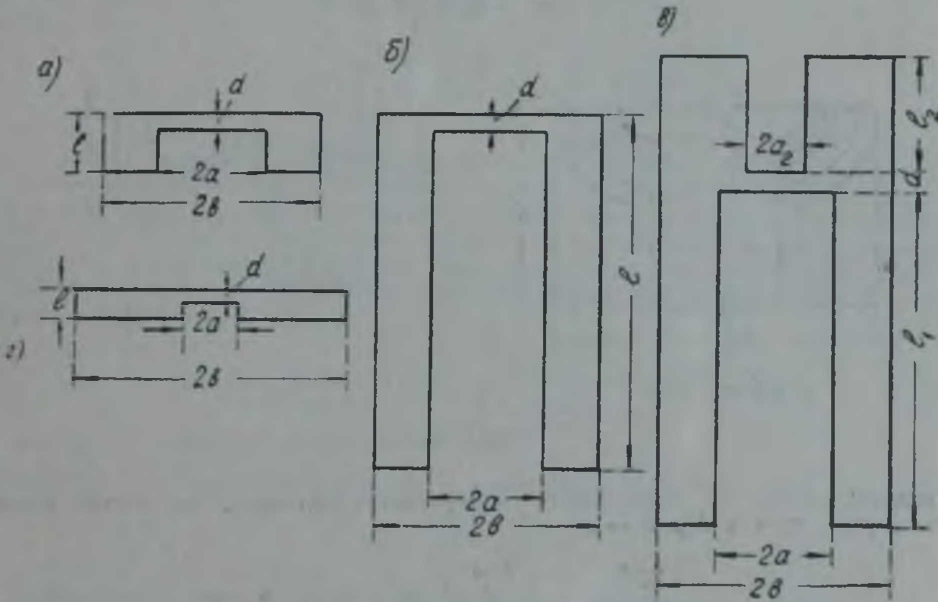


Рис. 5.6.1.

сравнению с высотой резонаторов типа *а*, *б* и *в* (рис. 5.6.1), диаметр его берется тоже весьма малым по сравнению с радиусом внешнего цилиндра для резонатора типа *г*. Выходную емкость лампы, образованную верхними торцами, считаем сосредоточенной. При определении резонансной волны допускаем, что активная проводимость стенок резонатора на всех участках бесконечно велика.

Так как поддержание колебаний в рассматриваемых резонаторах производится управляемым электронным потоком, входящим в пространство взаимодействия перпендикулярно поверхности сеток, — рабочим видом колебаний здесь будут колебания первого рода, аксиальные для резонаторов *а*, *б*, *в*, *д* и радиальные для резонатора *г*. Определим основную длину волны таких колебаний. Различное соотношение основных размеров изображенных на рис. 5.6.1 резонаторов определяет различный подход к решению этой задачи.

а) Высота резонатора l — одного порядка с разностью радиусов внутреннего и внешнего цилиндров. Резонатор такого типа будем рассматривать как параллельное соединение емкости пространства взаимодействия и индуктивности, образованной остальной частью резонатора.

Собственную длину волны будем искать как

$$\lambda_{0\,см} = 2\pi\sqrt{C_{р\,см} \cdot L_{р\,см}}. \tag{5.6.1}$$

Определим эквивалентную сосредоточенную емкость $C_р$. Она будет состоять из емкости плоского конденсатора, образованного сетками $C_с$, и емкости краевого эффекта между боковой поверхностью внутреннего цилиндра и верхним торцом $C_{кр}$.

Считая, что сетки достаточно плотны, определим первую емкость по известной формуле для плоского конденсатора:

$$C_c = \frac{S}{4\pi d} = \frac{\pi a^2}{4\pi d} = \frac{a^2}{4d}. \tag{5.6.2}$$

Емкость краевого эффекта, по предложению В. Ф. Коваленко, приближенно можно определить, полагая, что электрические силовые линии между боковой поверхностью внутреннего цилиндра и верхним торцом имеют вид дуг окружности. При этом следует различать два случая: $l > b - a$ и $l < b - a$, представленных на рис. 5.6.2.

Работа переноса заряда вдоль силовой линии с текущим радиусом r будет равна eU, если разность потенциалов между сетками есть U. Напряженность поля вдоль силовой линии постоянна и равна $E = \frac{2U}{\pi r}$. С другой стороны, $E = 4\pi\sigma_r$, где σ_r есть поверхностная плотность заряда в точке r:

$$\sigma_r = \frac{E}{4\pi} = \frac{2U}{4\pi^2 r} = \frac{U}{2\pi^2 r}.$$

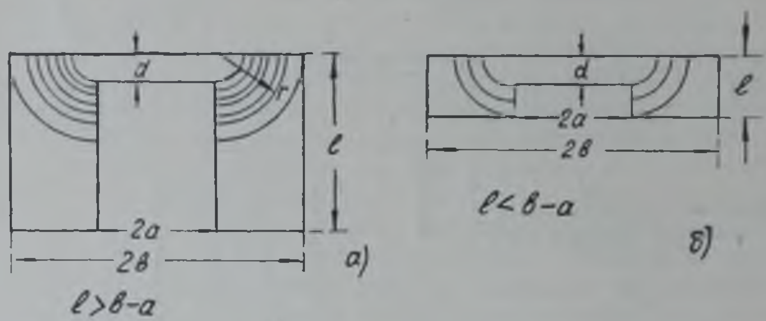


Рис. 5.6.2.

Полный заряд на поверхности внутреннего цилиндра, связанный искомой емкостью, для случая $l > b - a$:

$$q = 2\pi a \int\limits_d^{b-a} \sigma_r dr = 2\pi a \int\limits_d^{b-a} \frac{U}{2\pi^2} \frac{dr}{r} = \frac{a}{\pi} U \ln \frac{b-a}{d}, \tag{5.6.3}$$

откуда искомая емкость

$$C_{кр} = \frac{q}{U} = \frac{a}{\pi} \ln \frac{b-a}{d}.$$

Аналогично, для случая $l < b - a$:

$$q = 2\pi a \int\limits_d^{l-d} \frac{U}{2\pi^2} \frac{dr}{r} = \frac{a}{\pi} \ln \frac{b-d}{d}. \tag{5.6.4}$$

Таким образом, полная емкость для случая $l > b - a$:

$$C_p = \frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi} \ln \frac{b-a}{d}; \tag{5.6.5}$$

то же, для случая $l < b - a$:

$$C_p = \frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi} \ln \frac{l-d}{d}. \tag{5.6.6}$$

Индуктивность определим как коэффициент пропорциональности между током I, текущим по стенкам резонатора в аксиальном направлении, и создаваемым им магнитным потоком Φ. По закону Ампера, напряженность магнитного поля на окружности, определяемой текущим радиусом r, будет равна:

$$H \cdot 2\pi r = 4\pi I; \; H = \frac{2I}{r};$$

$$d\Phi = HdS = Hldr = \frac{2I}{r}\cdot l\cdot dr;$$

$$\Phi = \int_a^b 2I\cdot l\cdot\frac{dr}{r} = 2I\cdot l\cdot\ln\frac{b}{a}, \tag{5.6.7}$$

откуда

$$L_p = \frac{\Phi}{I} = 2l\cdot\ln\frac{b}{a}. \tag{5.6.8}$$

Подставляя найденные значения в формулу (5. 6. 1), найдем искомую связь между основной резонансной волной и размерами резонатора:

$$\lambda_{0\,см} = 2\pi\sqrt{\left[\frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi}\ln\frac{b-a}{d}\right]\cdot 2l\cdot\ln\frac{b}{a}} \tag{5.6.9}$$

для $l > b - a$;

$$\lambda_{0\,см} = 2\pi\sqrt{\left[\frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi}\ln\frac{l-d}{d}\right]\cdot 2l\cdot\ln\frac{b}{a}} \tag{5.6.10}$$

для $l < b - a$.

б) Высота резонатора значительно превышает разность радиусов внутреннего и внешнего цилиндров. Тогда, очевидно, эквивалентная схема резонатора представится в виде параллельного соединения сосредоточенной емкости пространства взаимодействия и отрезка коаксиальной линии. Этот случай уже был рассмотрен нами выше, но без учета краевого эффекта емкости верхних торцов. Условие резонанса получим приравняв реактивное сопротивление суммарной емкости верхних торцов входному сопротивлению линии:

$$5{,}3\frac{\lambda_{см}}{(C_c + C_{кр})_{пф}} = 4{,}77\frac{\lambda_{см}}{(C_c + C_{кр})_{см}} = \rho\cdot\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}\,l, \tag{5.6.11}$$

где $\rho = 60\ln\frac{b}{a}$ — волновое сопротивление линии.

Величина $C_c + C_{кр}$ вычисляется как и в предыдущем случае:

$$C_c + C_{кр} = \frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi}\ln\frac{b-a}{d}.$$

Окончательно связь между длиной волны и размерами резонатора получим в следующем виде:

$$4{,}77\frac{\lambda_{см}}{\frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi}\ln\frac{b-a}{d}} = 60\ln\frac{b}{a}\cdot\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}\,l. \tag{5.6.12}$$

Чаще всего длина волны бывает задана и требуется определить высоту резонатора. Решая уравнение (5. 6. 11) относительно высоты резонатора l, получим

$$l = \frac{\lambda}{2\pi}\cdot\operatorname{arc\,tg}\frac{0{,}08\lambda}{\left[\frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi}\ln\frac{b-a}{d}\right]\cdot\ln\frac{b}{a}}. \tag{5.6.13}$$

Поперечные размеры цилиндрической части a и b определяются действующим на линии напряжением.

в) Резонатор, изображенный на рис. 5. 6. 1, *в*, представим в виде двух коаксиальных резонаторов. К емкости пространства взаимодействия $C_c + C_{кр}$ при этом оказываются подключенными реактивности двух отрезков коаксиальных линий, соединенных последовательно. Условие резонанса примет вид:

$$5{,}3\frac{\lambda}{(C_c + C_{кр})} = \rho_1\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}l_1 + \rho_2\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}l_2;$$

$$C_c + C_{кр} = \frac{a^2}{4d} + \frac{a}{\pi}\ln\frac{a_1 - a_2}{d};$$

$$\rho_1 = 60\ln\frac{b}{a_1};$$

$$\rho_2 = 60\ln\frac{b}{a_2}.$$

Связь между длиной волны и размерами резонатора получим в виде следующего выражения:

$$4{,}77\,\frac{\lambda_{см}}{\frac{a_2^2}{4d}+\frac{a_2}{\pi}\ln\frac{a_1-a_2}{d}}=60\ln\frac{b}{a_1}\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}l_1+60\ln\frac{b}{a_2}\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}l.$$

Обычно один из внутренних цилиндров представляет собой вывод анода генераторной лампы, следовательно, его размеры a_2 и l_2 известны. Тогда высота второго цилиндра определится как

$$l_1=\frac{\lambda}{2\pi}\operatorname{arc\,tg}\left[\frac{0{,}08\lambda}{\left(\frac{a_2^2}{4d}+\frac{a_2}{\pi}\ln\frac{a_1-a_2}{d}\right)\ln\frac{b}{a_1}}-\frac{\ln\frac{b}{a_2}}{\ln\frac{b}{a_1}}\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}l_2\right]. \qquad (5.6.14)$$

Если высота одного из цилиндров, например l_2, одного порядка с разностью радиусов внешнего и внутреннего цилиндров, условие резонанса примет вид:

$$l_1=\frac{\lambda}{2\pi}\operatorname{arc\,tg}\left[\frac{0{,}08\lambda}{\left(\frac{a_2^2}{4d}+\frac{a_2}{\pi}\ln\frac{a_2-a_1}{d}\right)\ln\frac{b}{a_1}}-2\pi\,\frac{\ln\frac{b}{a_2}}{\ln\frac{b}{a_1}}\cdot\frac{l_2}{\lambda}\right]. \qquad (5.6.15)$$

г) Высота резонатора значительно меньше разности радиусов цилиндров. В этом случае необходимо учитывать емкость между торцами резонатора и индуктивности торцов, распределенные по торцам в радиальном направлении. Эквивалентная схема резонатора представится как параллельное соединение емкости пространства взаимодействия и радиальной линии. Условие резонанса найдем, как и в предыдущем случае, приравняв реактивное сопротивление емкости пространства взаимодействия входному сопротивлению радиальной линии:

$$z_{вх}=60\frac{l}{a}\cdot\frac{1}{\operatorname{Ct}\left(\frac{2\pi}{\lambda}a;\frac{2\pi}{\lambda}b\right)}; \qquad (5.6.16)$$

$$\frac{4{,}77\lambda}{C+C_{кр}}=\frac{60l}{a\cdot\operatorname{Ct}\left(\frac{2\pi}{\lambda}a;\frac{2\pi}{\lambda}b\right)},$$

откуда

$$\frac{\operatorname{Ct}\left(\frac{2\pi}{\lambda}a;\ \frac{2\pi}{\lambda}b\right)}{\frac{2\pi}{\lambda}a}=\frac{2l\,(C_c+C_{кр})}{a},$$

или окончательно,

$$\frac{\operatorname{Ct}\left(\frac{2\pi}{\lambda}a;\frac{2\pi}{\lambda}b\right)}{\frac{2\pi}{\lambda}}=2l\left(\frac{a}{4d}+\frac{d}{\pi}\ln\frac{l-d}{d}\right). \qquad (5.6.17)$$

Функция $\operatorname{Ct}\left(\frac{2\pi}{\lambda}a;\ \frac{2\pi}{\lambda}b\right)$ называется малым радиальным котангенсом и выражается через функции Бесселя первого и второго рода следующим образом:

$$\operatorname{Ct}(ma;\ mb)=\frac{J_1(ma)\cdot N_0(mb)-N_1(ma)\cdot J_0(mb)}{J_0(ma)\cdot N_0(mb)-N_0(ma)\cdot J_0(mb)}.$$

Графики этой функции приведены на рис. 5. 6. 3.

Перейдем к определению добротности и эквивалентного сопротивления ненагруженных резонаторов. Так как оба эти параметра зависят от сопротивления активных потерь, то существенно более детально изучить вопрос об активных потерях в резонаторе. В реальном резонаторе общие активные потери складываются из потерь на излучение через пространство взаимодействия и тепловых потерь внутри резонатора. Ввиду того, что площадь пространства взаимодействия обычно мала по сравнению с размерами поверхности резонатора, — первым видом потерь можно пренебречь. Тепловые потери внутри резонатора складываются из диэлектрических потерь, потерь в контактах (при наличии в резонаторе настраивающих поршней) и швах, потерь в органах подстройки и омических потерь в поверхности стенок резонатора. Более или менее точно могут быть определены только последние. Расчет этих потерь имеет смысл в том отношении, что дает ориентировку в предельно достижимых значениях добротности и эквивалентного сопротивления, при условии, что остальные потери сведены к минимуму рациональной конструкцией и технологией. Поверхностные потери, в свою очередь, складываются из потерь в стенках резонатора и потерь в сетках, ограничивающих пространство взаимодействия.

Плотность тока высокой частоты весьма быстро убывает по мере погружения в толщину проводника. Поэтому сопротивление проводника току высокой частоты не зависит от его сечения и определяется так называемой эквивалентной глубиной проникновения тока в проводник $\Delta_э$.

Теория поверхностного эффекта для идеально гладкой плоской поверхности дает для $\Delta_э$ следующее выражение:

$$\Delta_{э\,см} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\lambda\rho}{30\mu}}. \qquad (5.6.18)$$

Здесь: ρ — удельное объемное сопротивление материала в *ом·см*;

μ — его магнитная проницаемость;

λ — длина волны в *см*.

Для чистой меди $\rho = 0{,}175\cdot10^{-5}$ *ом·см*; $\mu = 1$. Следовательно,

$$\Delta_э = 3{,}84\cdot10^{-5}\sqrt{\lambda}. \qquad (5.6.19)$$

Уже при длине волны $\lambda = 100$ *см* получим

$$\Delta_э = 3{,}84\cdot10^{-4}\ см.$$

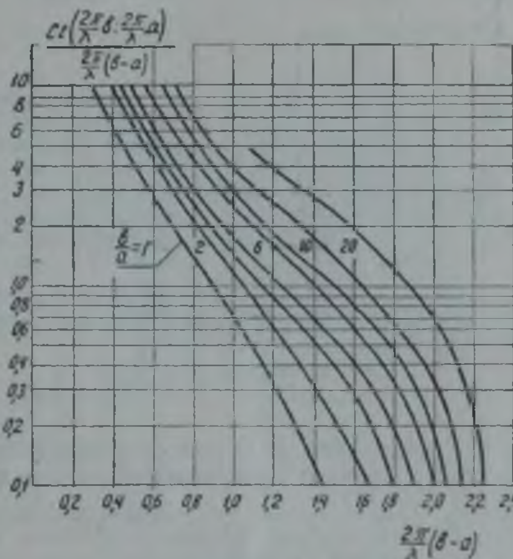


Рис. 5.6.3.

Формула (5.6.18) справедлива для проводника любой формы, при условии, что наименьший радиус кривизны его поверхности значительно превышает эквивалентную глубину проникновения тока, что, как видим из вышеприведенного подсчета, очевидно, всегда имеет место в диапазоне СВЧ. Определим поверхностное сопротивление проводника любой формы.

Примем, что ток проходит по одной стороне поверхности проводника в направлении, параллельном оси x, длина проводника в этом направлении равна b и сила тока не зависит от координаты x. Шириной проводника назовем его размер в перпендикулярном направлении. В общем случае ширина проводника есть некоторая переменная величина $F(x)$ (рис. 5.6.4).

Сопротивление элементарной полоски длиной dx и шириной $F(x)$ будет равно

$$dR = \frac{\rho\cdot dx}{F(x)\cdot\Delta_э}.$$

Сопротивление всего проводника

$$R = \frac{\rho}{\Delta_э}\int_0^b \frac{dx}{F(x)} = 2\pi\sqrt{\frac{30\mu\rho}{\lambda}}\int_0^b \frac{dx}{F(x)}. \qquad (5.6.20)$$

Эта формула справедлива для проводника любой формы, при условии, что под $F(x)$ понимается его периметр в плоскости, перпендикулярной направлению тока, как функция аксиального расстояния от начала координат.

Для прямоугольного участка поверхности получим из формулы (5.6.20):

$$R = 2\pi\sqrt{\frac{30\mu\rho}{\lambda}}\cdot\frac{b}{a}.$$

Для квадратного участка поверхности $b = a$:

$$R = 2\pi \sqrt{\frac{30\mu\rho}{\lambda}} = R_{11}. \qquad (5.6.21)$$

Следовательно, коэффициент перед интегралом в формуле (5. 6. 20) представляет собой поверхностное сопротивление участка поверхности любых размеров квадратной формы, причем одна из сторон квадрата перпендикулярна направлению тока. Эту величину называют удельным поверхностным сопротивлением. Для чистой меди, при температуре 20° С получим

$$R_{11} = 0{,}045 \frac{1}{\sqrt{\lambda_{см}}}\ ом. \qquad (5.6.22)$$

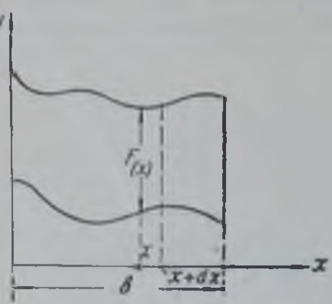


Рис. 5. 6. 4.

Выше уже было доказано, что глубина проникновения тока в проводник при сверхвысоких частотах имеет порядок единиц микрон. Поэтому всякие неровности на поверхности проводника, превышающие эту величину, могут увеличить длину пути тока и, следовательно, увеличить удельное поверхностное сопротивление. В. Ф. Коваленко предлагает учитывать влияние шероховатости поверхности умножением удельного поверхностного сопротивления на $\sqrt{2}$.

Введя эту поправку, получим для проводника из любого материала при любой температуре

$$R_{11} = 0{,}064 \sqrt{\frac{\mu k}{\lambda}}, \qquad (5.6.22a)$$

где k — отношение удельного сопротивления данного материала при данной температуре к удельному сопротивлению меди при температуре 25° С:

$$k = k_0 \left[1 + \alpha\left(t^\circ - 25^\circ\right)\right]. \qquad (5.6.23)$$

В таблице 5. 6. 1 приведены величины k_0 и температурного коэффициента α для некоторых проводников, используемых для изготовления резонаторов или их отдельных частей.

Полученная формула для удельного поверхностного сопротивления проводника справедлива для сплошных поверхностей. Частью поверхности резонатора является сетка (или сетки). В. Ф. Коваленко впервые указал, что потери на поверхностном сопротивлении сеток играют весьма существенную роль в общей сумме потерь в резонаторе. Поэтому практически важно знать поверхностное сопротивление сетчатой поверхности, но точное решение такой задачи пока не найдено. Для ориентировочного определения поверхностного сопротивления примем, что сетка имеет вид решетки из плоских проводов шириною a_c, расстояние между центрами проводов (шаг сетки) — b_c (рис. 5. 6. 5) и обтекается током с одной стороны, причем шаг сетки весьма мал по сравнению с ее диаметром. Тогда для удельного поверхностного сопротивления получим формулу:

Таблица 5. 6. 1

Материал	k_0	α
Серебро	0,918	0,0040
Золото	1,360	0,0038
Медь электролитическая .	0,966	0,0044
Медь электротехническая .	1,000	0,0040
Платина	4,93	0,0025
Молибден	2,71	0,0044
Вольфрам	3,500	0,0047
Тантал	3,670	0,0035

$$R_{11} = 0{,}064 \frac{b_c}{a_c} \sqrt{\frac{\mu k}{\lambda}}. \qquad (5.6.24)$$

Формула (5. 6. 20) определяет поверхностное сопротивление проводника, исходя из предположения, что сила тока вдоль этого проводника не изменяется. Если же сила тока вдоль проводника не остается постоянной, то потери в различных точках его поверхности будут зависеть не только от значения поверхностного сопротивления, но и от силы тока в данной точке, и под сопротивлением потерь будем понимать отношение удвоенной мощности поверхностных потерь к квадрату амплитуды тока, входящего в проводник:

$$R = \frac{2P}{I_{\text{вх}}^2}.$$

К определению сопротивления в этом случае подойдем следующим образом. Обратимся к рис. 5. 6. 4. Предположим, что к вертикальным сторонам проводника приложено синусоидальное напряжение, тогда по поверхности проводника протекает синусоидальный ток.

Определим мощность, расходуемую на элементарной площадке шириной $F(x)$ и длиной dx.

Пусть закон изменения амплитуды тока вдоль проводника выражается некоторой функцией:

$$I_x = I_{\text{вх}} f(x).$$

Мощность, расходуемая на участке dx:

$$dP = I_x^2 dR = \frac{I_m^2 f^2(x)}{2} \cdot \frac{R_{11} dx}{F(x)}.$$

Мощность, расходуемая на всем проводнике:

$$P = \frac{R_{11} \cdot I_{\text{вх}}^2}{2} \int_0^b \frac{f^2(x)}{F(x)} dx.$$

Сопротивление проводника:

$$R = R_{11} \int_0^b \frac{f^2(x)}{F(x)} dx. \qquad (5.6.25)$$

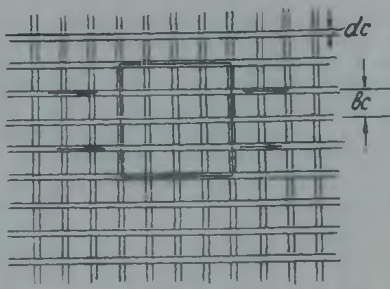


Рис. 5. 6. 5.

Эта формула является основной для расчета поверхностных потерь в резонаторах.

Перейдем теперь непосредственно к вычислению добротности и эквивалентного резонансного сопротивления коаксиальных резонаторов основных форм.

а) Для случая, когда высота резонатора одного порядка с разностью радиусов внутреннего и внешнего цилиндров, было принято, что вся емкость резонатора сосредоточена в пространстве взаимодействия, а остальная часть резонатора представляет собой сосредоточенную индуктивность.

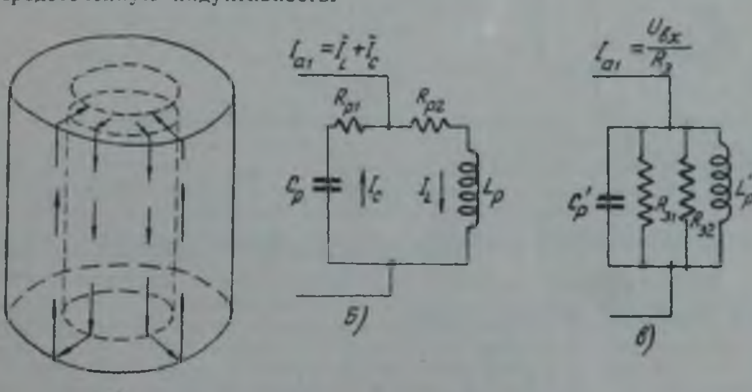


Рис. 5. 6. 6.

На рис. 5. 6. 6, *а*, *б*, *в* изображен такой резонатор и два варианта его эквивалентной схемы при основном резонансе. Расчет сопротивления потерь удобнее вести по выведенной выше формуле (5. 6 25) для схемы рис. 5. 6. 6, *б*.

Для дальнейших же расчетов оказывается удобнее эквивалентная схема рис. 5. 6. 6, *в*. Переход от одной схемы к другой в данном случае весьма прост и определяется соотношениями:

$$L_p = L'_p;\; C_p = C'_p;\; R_э = \frac{L_p}{C_p (R_{p_1} + R_{p_2})} = \frac{\rho^2}{R_{p_1} + R_{p_2}}.$$

Здесь R_{p_1} — сопротивление потерь на поверхностях пространства взаимодействия;
R_{p_2} — сопротивление потерь остальной части резонатора.

Принимая во внимание, что $I_L \cong I_C = \frac{U_{вх}}{\rho}$, получим

$$R_э = \left(\frac{U_m}{I_C}\right)^2 \cdot \frac{1}{R_{p_1} + R_{p_2}}. \tag{5.6.26}$$

Ток I_C представляет собой емкостный ток в пространстве взаимодействия. В центре его он равен

$$I_C = U_{вх}\omega C_р = U_{вх}\cdot\omega\,(C_с + C_{кр}).$$

Ток I_l, протекающий по поверхности стенок резонатора при резонансе, приближенно равен ему. Рассчитаем по отдельности сопротивления R_{p_1} и R_{p_2}. Будем считать поверхность пространства взаимодействия ограниченной окружностью с диаметром внутреннего цилиндра резонатора. Найдем закон распределения амплитуд тока по поверхности границ пространства взаимодействия как функцию текущего радиуса этой окружности (рис. 5.6.7). Границами пространства взаимодействия могут быть либо две сетки, либо сетка и торец внутреннего цилиндра, либо сетка и равный ей по площади участок торца внешнего цилиндра.

Ток на границе пространства взаимодействия $I_{(a)} = I_L = I_{вх}$.

Отступим от текущего радиуса r пространства взаимодействия на отрезок dr и опишем кольцо шириной dr. На этом участке ток уменьшится на величину емкостного тока через элементарную емкость, образованную двумя кольцами площадью $2\pi r dr$, с расстоянием между ними d, т. е.

$$dI_{(r)} = U_{вх}\omega\,\frac{2\pi r dr}{4\pi d} = U_{вх}\omega\,\frac{r dr}{2d}.$$

Следовательно,

$$I_{(r)} = U_{вх}\omega\int_0^r \frac{r dr}{2} = U_{вх}\omega\,\frac{r^2}{4d}.$$

Величину $U_{вх}\omega$ определим из соотношения:

$$|I_C| = |I_L| = |U_{вх}|\,\omega C_р = |U_{вх}|\,\omega\,(C_с + C_{кр});$$

$$U_{вх}\omega = \frac{I_{вх}}{C_с + C_{кр}};$$

$$I_{(r)} = \frac{I_{вх}}{4\,(C_с + C_{кр})\cdot d}\cdot r^2 \cong I_{вх}\,\frac{r^2}{d^2}.$$

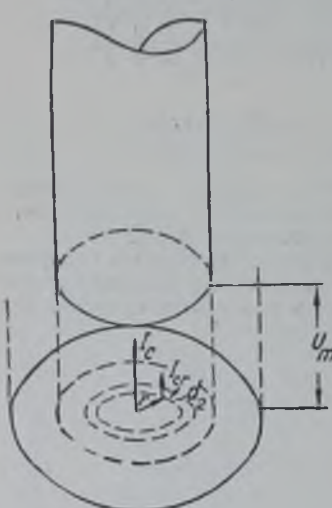


Рис. 5.6.7.

Ширина проводника в данном случае есть периметр окружности с радиусом r:

$$F(r) = 2\pi r.$$

Используя выражение (5.6.25), найдем

$$R = R_{11}\int_0^a \frac{r^3}{2\pi a^4}\cdot dr = R_{11}\left|\frac{r^4}{8\pi a^4}\right|_0^a = \frac{R_{11}}{8\pi}. \tag{5.6.27}$$

Найденное выражение определяет поверхностное сопротивление одной из границ пространства взаимодействия. Следовательно, полное сопротивление этой части резонатора будет равно

$$R_{p_1} = \left(R'_{11} + R''_{11}\right)\cdot\frac{1}{8\pi}. \tag{5.6.28}$$

Поверхностное сопротивление плетеной проволочной сетки определится как

$$R_{11} = 0{,}064\,\frac{b_с}{a_с}\sqrt{\frac{k}{\lambda}} \tag{5.6.29}$$

В остальной части резонатора ток распределен равномерно. Поэтому сопротивление вычислим по формуле (5. 6. 20).

Для верхнего и нижнего торцов получим

$$R_{т} = 2R_{11}\int_a^b \frac{dr}{2\pi r} = \frac{1}{\pi}R_{11}\cdot\ln\frac{b}{a}. \qquad (5.6.30)$$

Для цилиндрической части

$$R_{ц} = R_{11}\left[\int_0^l \frac{dx}{2\pi a} + \int_0^l \frac{dx}{2\pi b}\right] = \frac{1}{2\pi}R_{11}\left(\frac{l}{a} + \frac{l}{b}\right). \qquad (5.6.31)$$

Полное активное сопротивление резонатора, отнесенное к току в начале $I_{вх}$, будет равно

$$R_{р} = R_{р_1} + R_{т} + R_{ц}.$$

Эквивалентное сопротивление

$$R_{э} = \frac{\rho^2}{R_{р_1} + R_{т} + R_{ц}}.$$

Добротность

$$Q = \frac{\rho}{R_{р_1} + R_{т} + R_{ц}} = \frac{R_{э}}{\rho}.$$

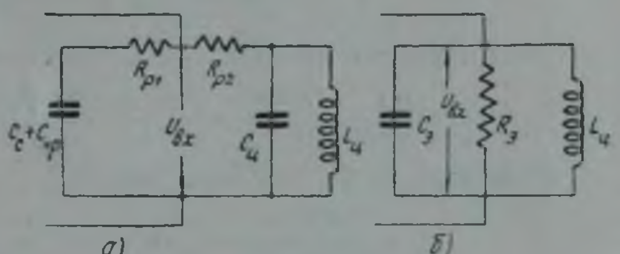


Рис. 5. 6. 8.

При расчете поверхностного сопротивления резонаторов, работающих в мощных генераторах, необходимо учитывать нагрев отдельных участков поверхности. Средняя температура стенок резонатора имеет порядок 60—80° С, сеток или анода 800—1000° С. При этом удельное сопротивление меди увеличивается на 20—30%, молибдена или вольфрама, из которых обычно изготовляются сетки, — примерно в 5—6 раз.

б) Высота резонатора значительно больше разности радиусов большого и малого цилиндров. При этом будем считать, что ток распределен равномерно по торцам резонатора; вдоль цилиндрической части ток и напряжение распределены по закону:

$$I_{(x)} = \frac{I_{вх}}{\cos ml}\cdot\cos mx;$$

$$U_{(x)} = \frac{U_{вх}}{\sin ml}\cdot\sin mx.$$

Таким образом, сопротивления сеток и торцов здесь будут определяться теми же формулами, что и в предыдущем случае. Часть резонатора, подключенная к пространству взаимодействия, является коаксиальной линией, замкнутой на конце, т. е. представляет собой систему с равномерно распределенными емкостью и индуктивностью. Поэтому запас энергии в резонаторе будет определяться не только энергией емкости пространства взаимодействия, но и энергией распределенного вдоль цилиндрической части резонатора электрического поля.

При вычислении поверхностного сопротивления цилиндрической части резонатора необходимо учитывать неравномерность распределения тока вдоль нее.

Отрезок коаксиальной линии можно заменить эквивалентным колебательным контуром, как показано на рис. 5. 6. 8, *а*. Рассчитаем параметры этой эквивалентной схемы и затем перейдем от нее к эквивалентной схеме рис. 5. 6. 8, *б*.

Для определения добротности будем считать, что активная мощность мала по сравнению с реактивной, т. е. что емкости $C_{с} + C_{кр}$ и $C_{ц}$, определяющие запас энергии в электрическом поле, соединены параллельно:

$$C_{э} = C_{с} + C_{кр} + C_{ц}.$$

Вычислим величину $C_{ц}$, энергетически эквивалентную распределенной емкости линии. Определим ее из соотношения:

$$W_{э} = \frac{C_{ц}U_{вх}^2}{2},$$

откуда

$$C_{ц} = \frac{2W_{э}}{U_{вх}^2}.$$

Цилиндрическая часть резонатора обладает некоторой погонной емкостью C_1. Энергия, запасенная в кольцевом участке длины dx, взятом на расстоянии x от нижнего торца, будет равна

$$dW = \frac{C \cdot dx}{2} \cdot U^2_{(x)}.$$

Энергия, заключенная в электрическом поле цилиндрической части,

$$W = \int_0^l \frac{C_1}{2} \cdot U^2_{(x)}\, dx = \int_0^l \frac{C_1}{2} \frac{U^2_{\text{вх}}}{\sin^2 ml} \cdot \sin^2 mx\, dx = \frac{C_1 U^2_{\text{вх}} l}{4 \sin^2 ml} \left[1 - \frac{\sin 2ml}{ml}\right].$$

Эквивалентная емкость цилиндрической части

$$C_{\text{ц}} = \frac{C_1 l}{2 \sin^2 ml} \left[1 - \frac{\sin 2ml}{2ml}\right]. \qquad (5.6.32)$$

Преобразуем это выражение. Первое слагаемое

$$\frac{C_1 l}{2 \sin^2 ml} = \frac{C_1 l}{2}\left(1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 ml}\right) = \frac{C_1 l}{2}\left[1 + \frac{(C_{\text{с}} + C_{\text{кр}})^2 \rho^2_{\text{ц}}}{5.3 \lambda}\right].$$

Преобразуя второе слагаемое, получим

$$\frac{C_1 l \sin 2ml}{2 \sin^2 ml \cdot 2ml} = \frac{C_1}{2m} \operatorname{ctg} ml = \frac{C_1 \cdot \lambda\, (C_{\text{с}} + C_{\text{кр}})\, \rho_{\text{ц}}}{2 \cdot 2\pi \cdot 5.3 \lambda}.$$

Волновое сопротивление линии $\rho_{\text{ц}}$ выражается через ее погонную емкость следующим образом:

$$\rho_{\text{ц}} = 33{,}3\, \frac{\lambda}{C_1}.$$

Следовательно,

$$\frac{C_1 l \sin 2ml}{2 \sin^2 ml \cdot 2ml} = \frac{C_{\text{с}} + C_{\text{кр}}}{2}$$

и

$$C_{\text{ц}} = \frac{C_1 l}{2}\left[1 + \frac{(C_{\text{с}} + C_{\text{кр}})^2 \rho^2_{\text{ц}}}{5.3^2 \lambda^2}\right] - \frac{C_{\text{с}} + C_{\text{кр}}}{2}.$$

Эквивалентная емкость резонатора

$$C_{\text{э}} = \frac{C_1 l}{2}\left[1 + \frac{(C_{\text{с}} + C_{\text{кр}})^2 \rho^2_{\text{ц}}}{5.3^2 \lambda^2}\right] + \frac{C_{\text{с}} + C_{\text{кр}}}{2}. \qquad (5.6.33)$$

Рассчитаем сопротивление потерь, отнесенное к току на границе пространства взаимодействия $I_{\text{вх}}$.

Сопротивление поверхностей границ пространства взаимодействия

$$R_{\text{с}} = \frac{1}{8\pi}\left(R'_{11} + R''_{11}\right). \qquad (5.6.34)$$

Сопротивление верхнего торца

$$R_{\text{тв}} = \frac{R_{11}}{2\pi} \ln \frac{b}{a}. \qquad (5.6.35)$$

Мощность, теряемая в нижнем торце,

$$P_{\text{тн}} = \frac{I^2_{\text{макс}}}{2} \cdot \frac{R_{11}}{2\pi} \ln \frac{b}{a}.$$

Пересчитанное сопротивление нижнего торца

$$R_{\text{тн}} = \frac{2P_{\text{тн}}}{I^2_{\text{вх}}} = \frac{I^2_{\text{макс}}}{I^2_{\text{вх}}} \cdot \frac{R_{11}}{2\pi} \ln \frac{b}{a} = \frac{R_{11}}{2\pi \cdot \cos^2 ml} \ln \frac{b}{a}. \qquad (5.6.36)$$

Сопротивление кольца внешнего цилиндра длиной dx

$$dR_{\text{вн}} = R_{11} \cdot \frac{dx}{\pi b};$$

то же, для внутреннего

$$dR_{\text{вн}} = R_{11} \cdot \frac{dx}{\pi a}.$$

Следовательно, суммарное сопротивление обоих колец:

$$R_1 = \frac{R_{11}}{\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) dx.$$

Величина R_1 называется погонным сопротивлением коаксиальной линии.

Ток $I_{(x)}$ выделит на этом сопротивлении мощность

$$dP_{\text{ц}} = \frac{I^2_{(x)} \cdot R_{11}}{2\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) dx = \frac{I^2_{\text{вх}} \cos^2 mx}{2\pi \cos^2 ml} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) dx.$$

Мощность, теряемая в цилиндрической части резонатора,

$$P_{\text{ц}} = \frac{I^2_{\text{вх}} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)}{2\pi \cos^2 ml} \int\limits_0^l \cos^2 mx \, dx = \frac{I^2_{\text{вх}} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) R_{11}}{4\pi} \cdot l \cdot \left(1 + \operatorname{tg}^2 ml + \frac{\operatorname{tg} ml}{ml} \right).$$

Сопротивление потерь цилиндрической части

$$R_{\text{ц}} = \frac{2P_{\text{ц}}}{I^2_{\text{вх}}} = \frac{R_{11}}{2\pi} \cdot l \cdot \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \left(1 + \operatorname{tg}^2 ml + \frac{\operatorname{tg} ml}{ml} \right).$$

Полное сопротивление потерь

$$R_{\text{р}} = R_{\text{с}} + R_{\text{тн}} + R_{\text{тв}} + R_{\text{ц}}. \qquad (5.6.37)$$

Добротность резонатора

$$Q = \frac{5{,}3\lambda_0}{C_{\text{э}} R_{\text{р}}}.$$

Эквивалентное сопротивление

$$R_{\text{э}} = \frac{U^2_{\text{вх}}}{2P} = \frac{\left(5{,}3 \frac{\lambda}{C_{\text{э}}} \right)^2}{R_{\text{р}}}.$$

При выводе этих формул не накладывалось никаких ограничений на соотношение между длиной волны и высотой резонатора. Поэтому выведенные формулы справедливы также и для колебаний на продольных обертонах.

Расчет добротности и эквивалентного сопротивления по приведенным формулам дает, как уже указывалось, предельные значения для этих величин, при современном же состоянии технологии производства генераторных ламп они далеко не достигаются. Практически наибольшая добротность, получаемая в коаксиальном резонаторе, часть которого составляют современные генераторные лампы, имеет порядок 300—500, тогда как предельные значения добротности имеют порядок нескольких тысяч. Приближение реальных значений добротности к расчетным является дальнейшей задачей усовершенствования технологии производства ламп.

§ 5.7. Настройка резонаторов

Для получения колебаний заданной частоты или при изменении частоты колебаний генератора необходимо иметь возможность изменять по желанию резонансную частоту резонатора.

В предыдущем параграфе была установлена связь между основной резонансной волной и геометрическими размерами некоторых форм резонаторов. Следовательно, принципиально изменение резонансной волны может быть получено изменением геометрических размеров резонатора.

Если требуется скачкообразное изменение частоты, то задача решается простой сменой резонатора. Пространство взаимодействия обычно является частью того или иного электровакуумного прибора. Продолжение поверхностей границ пространства взаимодействия выводится наружу сквозь стеклянную или керамическую оболочку электровакуум-

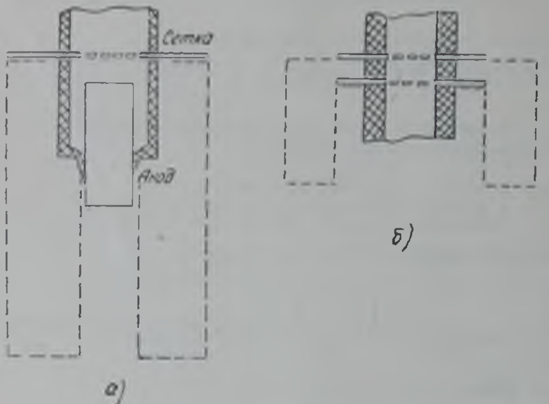


Рис. 5.7.1.

Рис. 5.7.2

ного прибора в виде дисков или цилиндров, к которым присоединяются сменная внешняя часть резонатора требуемых размеров, как это показано схематически на рис. 5.7.1.

Плавное изменение волны является более сложной задачей, так как требует плавного изменения геометрических размеров резонатора. Очевидно, проще всего плавно изменять высоту резонатора l, для чего можно перемещать по высоте нижнее торцевое кольцо резонатора как показано на рис. 5.7.2. При этом перемещаемое торцевое кольцо называют настроеч-

Рис. 5.7.3.

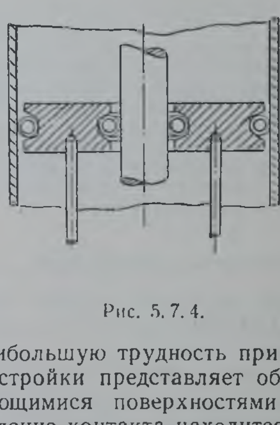


Рис. 5.7.4.

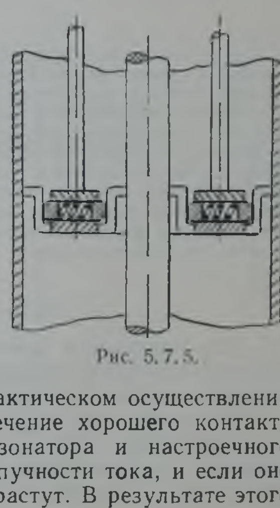


Рис. 5.7.5.

ным поршнем. Наибольшую трудность при практическом осуществлении такого способа настройки представляет обеспечение хорошего контакта между соприкасающимися поверхностями резонатора и настроечного поршня. Сопротивление контакта находится в пучности тока, и если оно велико, то потери в резонаторе значительно возрастут. В результате этого возможен перегрев соприкасающихся поверхностей, что вызовет их окисление и дальнейшее ухудшение контакта.

Для обеспечения хорошего контакта используются различные конструкции настраивающих поршней, представление о которых дают рис. 5.7.3—5.7.8. Основная задача при конструировании поршня состоит в обеспечении хорошего контакта на конце линии. Для создания хорошего контакта между поршнем и трубами линии часто используются различного рода пружинные контакты. На рис. 5.7.3 показан поршень с радиальными пружинами в виде узких полосок, расположенных вдоль окружности поршня, а на рис. 5.7.4 — поршень со спиральными пружинами, натянутыми вдоль окружности поршня. Надежный контакт в таких поршнях получается при правильном выборе материала пружин (фосфористая или бериллиевая бронза) и при тщательном их изготовлении. Эти поршни применяются главным образом в маломощных генераторах, поскольку перегрев контактов в мощных генераторах ведет к их ослаблению и увеличению потерь.

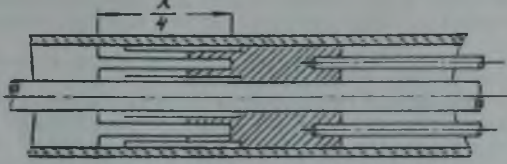


Рис. 5.7.6.

Для мощных генераторов могут быть применены поршни с радиальными пружинами (рис. 5.7.5), которые прижимают части поршня к стенкам линии. При такой конструкции токи не проходят через пружины, поэтому они могут быть сделаны из стали, т. е. достаточно надежными.

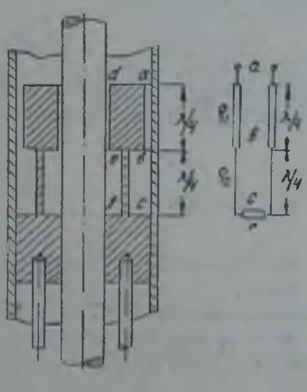


Рис. 5.7.7.

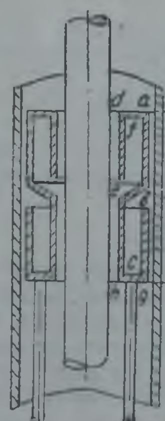


Рис. 5.7.8.

Во всех указанных конструкциях имеется трущийся контакт, через который проходят большие токи. Для обеспечения хорошего контакта приходится применять большие давления, что ведет к изнашиванию поршней и поверхностей линий и образованию на них царапин, а в результате к постепенному ухудшению контакта. Поэтому стремятся конструировать поршни таким образом, чтобы контакты находились в тех частях линии, где протекают малые токи, либо чтобы трущиеся контакты вообще отсутствовали.

Примерами конструкции поршней, у которых трущиеся контакты помещены в область малых токов, являются поршни, изображенные на рис. 5.7.6 — 5.7.10. В первой конструкции используются продольные пружины длиною в четверть волны, в результате чего контакт будет расположен в узле тока и его сопротивление оказывается не очень существенным, так как оно включено последовательно с короткозамкнутой четвертьволновой линией, сопротивление которой очень велико: $R_{вх} = \frac{4\rho}{\beta\lambda}$.

Во второй конструкции сопротивление контакта на конце линии, т. е. между точками A и D, равно сумме входных сопротивлений двух полу-

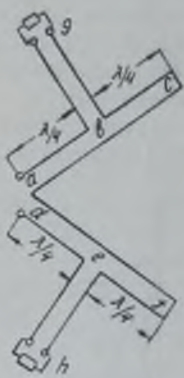


Рис. 5.7.9.

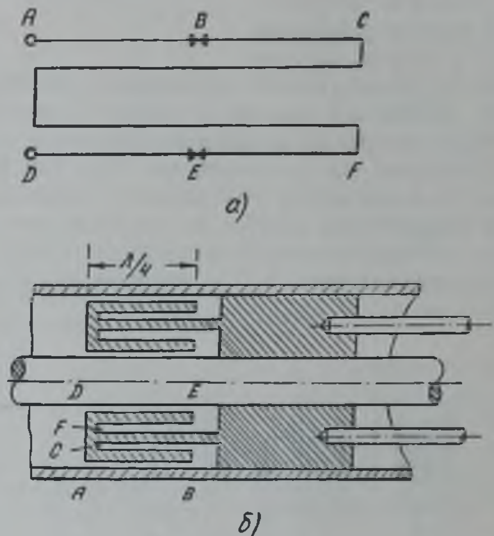


Рис. 5.7.10.

волновых линий ABC и DEF (рис. 5.7.10). Трущиеся контакты помещены посередине этих линий, т. е. в узлах токов.

Если обозначить затухание участков линий AB и BC соответственно через β_1 и β_2, волновые сопротивления через ρ_1 и ρ_2 и сопротивление контакта через R, то входное сопротивление линии ABC оказывается равным

$$R_{вх} \simeq \left(\rho_1\beta_1 l + \frac{\rho_1^2}{\rho_2}\beta_2 l\right)\left[1 - \frac{R\beta_2 l}{\rho_2\left(1 + \frac{\beta_1}{\beta_2}\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)}\right] \simeq \rho_1\beta_1 l_1 + \frac{\rho_1^2\beta_2 l}{\rho_2}. \quad (5.7.1)$$

В поршне на рис. 5.7.7 происходит двухкратная трансформация сопротивления контакта сначала четвертьволновым трансформатором с большим волновым сопротивлением, а затем с малым. Входное сопротивление участка линии bc равно

$$R_{bc} = \rho_2 \frac{\rho_2 \operatorname{ch} \beta_2 l + R \operatorname{sh} \beta_2 l}{\rho_2 \operatorname{sh} \beta_2 l + R \operatorname{ch} \beta_2 l} \simeq \frac{\rho_2^2}{\rho_2\beta_2 l + R} \gg \rho_2.$$

Входное же сопротивление всего поршня составляет

$$R_{вх} = \rho_1 \frac{\rho_1 \operatorname{ch} \beta_1 l + R_{bc} \operatorname{sh} \beta_1 l}{\rho_1 \operatorname{sh} \beta_1 l + R_{bc} \operatorname{ch} \beta_1 l} \approx \rho_1 \frac{\rho_1 + \dfrac{\rho_2^2 \cdot \beta_1 l}{\rho_2 \beta_2 l + R}}{\rho_1 \beta_1 l + \dfrac{\rho_2^2}{\rho_2 \beta_2 l + R}} \approx$$

$$\approx \rho_1 \left(\beta_1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \beta_2\right) l + \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 R, \qquad (5.7.2)$$

так как $R_{bc} \gg \rho_1 \beta_1 l$.

Если $\rho_1 \ll \rho_2$, то происходит значительное уменьшение сопротивления контакта.

Поршни могут быть построены и без трущихся контактов. Примером является зигзагообразный поршень (рис. 5.7.8), эквивалентная схема которого показана на рис. 5.7.9. В полуволновые линии abc и def посередине включены некоторые сопротивления, величины которых определяются свойствами полости за поршнем. Если полости не попадают в резонанс, то эти сопротивления малы по сравнению с входным сопротивлением короткозамкнутых четвертьволновых линий bc и ef, и входное сопротивление поршня равно сумме входных сопротивлений двух полуволновых линий abc и def. В случае попадания полостей в резонанс, в них может передаваться значительная энергия, почему необходимо принимать меры к устранению этих резонансов.

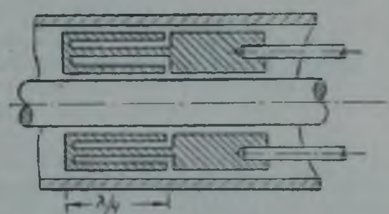


Рис. 5.7.11.

Аналогично может быть построен без контакта и так называемый Ш-образный поршень, изображенный на рис. 5.7.11. Его эквивалентная схема, а следовательно, и принцип действия ничем не отличаются от схемы зигзагообразного поршня. Конструктивные различия этих поршней заключаются в следующем. Зигзагообразный поршень — вдвое большей длины, но зато в радиальном направлении он имеет два цилиндра вместо трех в Ш-образном поршне.

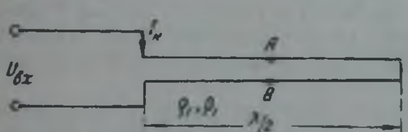


Рис. 5.7.12.

Недостатки всех этих поршней с трансформацией сопротивления заключаются в следующем: все они являются резонансными устройствами, поэтому могут работать только в узком диапазоне частот; имеют сложную конструкцию и сравнительно большие геометрические размеры ($\frac{\lambda}{4}$ или $\frac{\lambda}{2}$), поэтому они применяются на волнах короче 50 *см*; обладают значительными потерями на токи проводимости, создающими входные сопротивления поршней порядка $\rho\beta l$; на линиях в поршнях действуют высокие напряжения.

Если обозначить ток в месте замыкания линии колебательной системы через $I_к$ (рис. 5.7.12), то максимальное напряжение внутри поршня можно вычислить следующим образом. Входное сопротивление поршня равно

$$R_{вх} = \beta_1 \beta_2 \cdot \frac{\lambda}{2},$$

поэтому мощность, расходуемая в поршне, оказывается равной

$$P_{п}=\frac{1}{2}I_{к}^{2}R_{вх}.$$

Наибольшее напряжение будет в середине линии поршня, между точками A и B. Сопротивление линии между этими точками равно

$$R=\frac{1}{2}\cdot\frac{4\rho_1}{\beta_1\cdot\lambda}=\frac{2\rho_1}{\beta_1\lambda},$$

поэтому

$$P_{п}=\frac{U_{макс}^{2}}{2R}=\frac{1}{2}I_{к}^{2}R_{вх}$$

и максимальное напряжение внутри поршня составляет

$$U_{макс}=I_{к}\sqrt{R\cdot R_{вх}}=I_{к}\rho_1.$$

Ток в конце линии колебательного контура связан с напряжением в начале линии следующим соотношением:

$$I_{к}=\frac{U_{вх}}{\rho\cdot\sin ml},\tag{5.7.3}$$

где $U_{вх}$ — напряжение на входе линии колебательного контура;
ρ — ее волновое сопротивление;
l — длина.

Подставляя это выражение в (5.7.3), получим

$$U_{макс}=U_{вх}\frac{\rho_1}{\rho\cdot\sin ml}.$$

Для уменьшения напряжения внутри поршня необходимо иметь малым его волновое сопротивление ρ_1, что возможно только за счет уменьшения зазора между цилиндрами, образующими полуволновые линии поршня, а это ведет к увеличению опасности электрического пробоя внутри поршня. Для увеличения электрической прочности в поршень следует вводить диэлектрик, что увеличивает потери в нем. Поэтому создание таких поршней для мощных импульсных генераторов представляет значительные трудности.

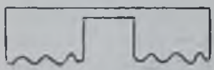


Рис. 5.7.13.

Наряду с необходимостью перестройки резонаторов при работе в широком диапазоне волн, нередко требуется иметь возможность подстраивать резонатор, т. е. изменять его резонансную волну в малых пределах, порядка долей или единиц процентов. Для решения этой задачи либо изменяют объем резонатора с помощью какого-либо сжимающего устройства, причем для увеличения пределов подстройки часть поверхности резонатора гофрируется, либо вводят в полость резонатора проводник той или иной формы. В последнем случае, при изменении положения проводника или его ориентировки в поле резонатора изменяется структура поля, а следовательно, и собственная волна. На рис. 5.7.13 изображен резонатор с гофрированным торцом.

На рис. 5.7.14 показана подстройка резонатора путем изменения его эквивалентной емкости. Так как размеры органа подстройки $П$, имеющего форму плоского диска в плоскости перпендикулярной магнитному полю, — малы, его перемещение не вызывает заметных изменений последнего. Для расширения пределов подстройки элемент $П$ должен располагаться возможно ближе к пучности напряжения. На рис. 5.7.15 показана подстройка резонатора изменением его эквивалентной индуктивности. Орган подстройки, также в виде плоского диска, расположен вблизи пучности магнитного поля и узла электрического поля, поэтому поворот его практически не изменяет последнего, т. е. не влияет на эквивалентную емкость резонатора. Магнитное поле резонатора наводит в диске вихревые токи, ослабляющие это поле, в результате чего уменьшается эквивалентная индуктивность резонатора. Следовательно, при повороте диска $П$ будет иметь место плавное изменение эквивалентной индуктивности резонатора и весьма незначительное изменение емкости.

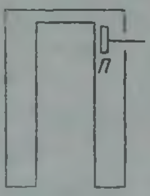


Рис. 5. 7. 14.

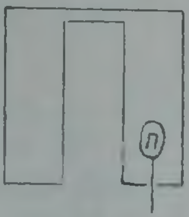


Рис. 5. 7. 15.

§ 5. 8. Связь колебательной системы с нагрузкой

Полезной нагрузкой колебательной системы генератора является, в большинстве случаев, вход фидера, питающего антенну. В общем случае входная проводимость фидера может быть комплексной:

$$\bar{y}_ф = g_ф + jb_ф.$$

Рассмотрим колебательную систему в виде отрезка короткозамкнутой двухпроводной линии. Подключим эту проводимость к точкам линии, отстоящим от ее закороченного конца на расстоянии l_1 (рис. 5. 8. 1).

В точках подключения проводимости фидера сопротивление линии

$$x = \rho \operatorname{tg} ml_1.$$

Для сохранения колебательных свойств линии, в ней требуется обеспечить режим стоячей волны, для чего необходимо выполнить условие:

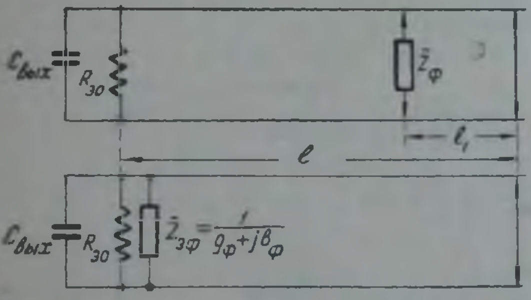


Рис. 5. 8. 1.

$$\frac{1}{g_ф} > \rho \operatorname{tg} ml_1.$$

Очевидно, при любом значении проводимости фидера можно подобрать такое значение l_1, чтобы это условие удовлетворялось. Далее примем, что фидер приблизительно согласован с антенной, т. е. что $b_ф \ll g_ф$. Тогда можно считать, что подключение к линии комплексной проводимости $\bar{y}_ф$ не изменяет распределения тока и напряжения вдоль линии. Найдем эквивалентные значения активной и реактивной проводимостей $g_ф' = \frac{1}{R_ф'}$ и $b_ф' = \frac{1}{x_ф'}$, включенных в начале линии, т. е. параллельно ее проводимости $\frac{1}{R_э}$ и емкости $C_{вых}$.

Активная и реактивная мощности в реальных проводимостях:

$$P_{акт.\,ф} = \frac{U_{l_1}^2 g_ф}{2}; \quad P_{реакт.\,ф} = \frac{U_{l_1}^2 b_ф}{2}.$$

Эти же мощности в эквивалентных проводимостях на входе линии:

$$P_{\text{акт. ф}} = \frac{U_{\text{вх}}^2 g_{\text{ф}}'}{2}; \quad P_{\text{реакт. ф}} = \frac{U_{\text{вх}}^2 b_{\text{ф}}'}{2},$$

откуда следует:

$$\left.\begin{aligned} g_{\text{ф}}' &= \frac{U_{l_1}^2}{U_{\text{вх}}^2} \cdot g_{\text{ф}} = \frac{\sin^2 ml_1}{\sin^2 ml} \cdot g_{\text{ф}}; \\ b_{\text{ф}}' &= \frac{U_{l_1}^2}{U_{\text{вх}}^2} \cdot b_{\text{ф}} = \frac{\sin^2 ml_1}{\sin^2 ml} \cdot b_{\text{ф}}. \end{aligned}\right| \tag{5.8.1}$$

Эквивалентное сопротивление колебательной системы определится из. равенства:

$$\frac{1}{R_{э}} = \frac{1}{R_{э_0}} + g_{\text{ф}}'.$$

Для получения максимальной мощности в фидере, что и является конечной задачей генератора, требуется, чтобы это значение эквивалентного сопротивления было равно оптимальному:

$$R_{э} = R_{э\,\text{опт}} = R_{э_0} \frac{1}{1 + n_{\text{опт}}^2}.$$

Но

$$n_{\text{опт}}^2 = \frac{a + \sqrt{(a-1)^2 + 3}}{2}$$

и

$$a = \frac{R_{э_0}}{R_{э\,\text{кр}}},$$

следовательно,

$$\frac{1}{R_{э\,\text{опт}}} = \frac{1}{R_{э_0}}\left(1 + n_{\text{опт}}^2\right) = \frac{1}{R_{э_0}} + g_{\text{ф}}'.$$

Отсюда:

$$g_{\text{ф}}' = \frac{n_{\text{опт}}^2}{R_{э_0}}; \quad \frac{\sin^2 ml_1}{\sin^2 ml} \cdot g_{\text{ф}} = \frac{n_{\text{опт}}^2}{R_{э_0}};$$

$$\frac{\sin^2 ml_1}{\sin^2 ml} = \frac{R_{\text{ф}}}{R_{э_0}} n_{\text{опт}}^2,$$

и окончательно

$$\sin ml_{1\,\text{опт}} = n_{\text{опт}} \sin ml \sqrt{\frac{R_{\text{ф}}}{R_{э_0}}}. \tag{5.8.2}$$

Из этой формулы определяется оптимальное расстояние $l_{1\,\text{опт}}$ включения фидера.

Эквивалентная реактивная проводимость, включенная параллельно емкости $C_{\text{вых}}$, приведет к расстройке колебательной системы, которая может быть скомпенсирована изменением длины линии. Условие резонанса примет вид:

$$\frac{C_{\text{вых}}}{5{,}3\lambda_0} + b_{\text{ф}} \frac{\sin^2 ml_1'}{\sin^2 ml'} = \rho \operatorname{tg} ml'. \tag{5.8.3}$$

Очевидно, что $l' \neq l$ и $l_1' \neq l_1$, т. е. изменение длины линии для компенсации расстройки вызовет изменение эквивалентного сопротивления нагрузки генератора. Для обеспечения оптимальной нагрузки и настройки контура в резонанс необходимо одновременно изменять величины l и l_1, что практически весьма неудобно. Поэтому следует по возможности уменьшать реактивность $b_ф$ за счет тщательного согласования с антенной и включения компенсирующей реактивности на входе фидера.

Рассмотрим связь с нагрузкой коаксиального резонатора, которая может быть непосредственной (рис. 5. 8. 2), индуктивной (рис. 5. 8. 3) и емкостной (рис. 5. 8. 4).

Емкостная связь применяется только в маломощных генераторах, поскольку элемент связи необходимо вводить в область пучности напряжения на колебательной системе. В мощных импульсных генераторах это приводит к появлению значительных градиентов напряжений на линии и эле-

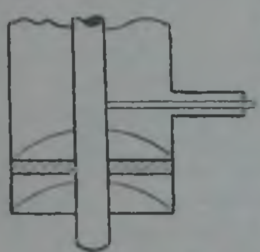


Рис. 5. 8. 2.

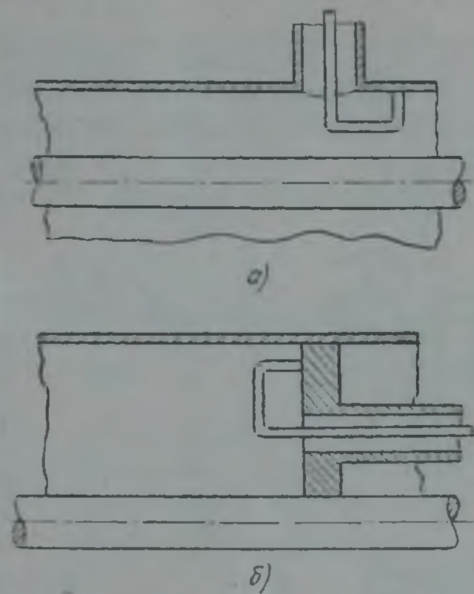


Рис. 5. 8. 3.

менте связи, что усложняет их конструкцию. При индуктивной и непосредственной связи (по существу тоже индуктивной) элементы связи вводятся в области пучности токов колебательной системы, где существует наибольшее магнитное поле. Поскольку в данных областях расположены

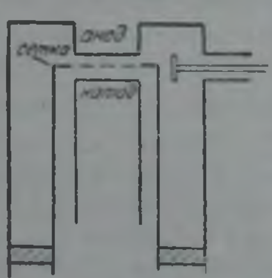


Рис. 5. 8. 4.

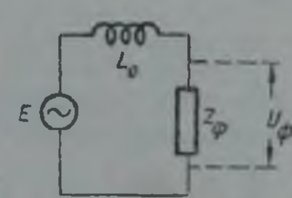


Рис. 5. 8. 5.

узлы напряжений, то вопрос о появлении высоких градиентов напряжений при этом не возникает.

Наиболее удобной с точки зрения регулировки является индуктивная связь, изменяемая путем поворота витка связи.

Недостатком индуктивной связи по сравнению с непосредственной является большая величина индуктивного сопротивления витка связи, так как в последнем случае виток связи частично образуется поверхностями линий колебательной системы, индуктивности которых малы. Индуктивное сопротивление витка связи включено последовательно с сопротивлением нагрузки (рис. 5. 8. 5), которое является почти чисто активным (входное сопротивление согласованного антенного фидера); поэтому напряжение на нагрузке оказывается меньше электродвижущей силы, наводимой в этом витке:

$$U_\phi = \frac{E}{\sqrt{1 + \left(\frac{x_0}{z_\phi}\right)^2}}, \tag{5.8.4}$$

где $x_0 = \omega L_0$ — индуктивное сопротивление витка связи.

В дециметровом диапазоне индуктивное сопротивление витка оказывается сравнимым с волновым сопротивлением антенного фидера, поэтому уменьшение напряжения на нагрузке может оказаться значительным.

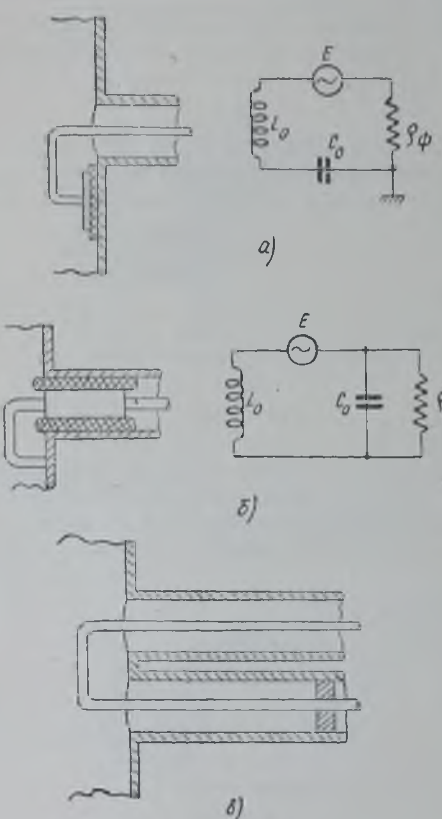


Рис. 5. 8. 6.

Увеличение напряжения на нагрузке за счет увеличения наводимой э. д. с. нецелесообразно, так как последнее возможно только за счет увеличения площади витка, что связано с увеличением его периметра, а следовательно, и индуктивности L_0. Поэтому необходимо идти по линии уменьшения индуктивности витка или ее компенсации. Для уменьшения индуктивности виток связи выполняется из проводника большого поперечного размера (толстый провод или широкая лента).

Компенсация индуктивности возможна путем включения емкости последовательно с витком связи (рис. 5. 8. 6, *а*) или параллельно нагрузке (рис. 5. 8. 6, *б*). В первом случае конденсатор выбирается из условия $\frac{1}{\omega C_0} = \omega L_0$; тогда напряжение на нагрузке равно наводимой э. д. с. В мощных импульсных генераторах этот конденсатор должен быть с твердым диэлектриком, так как воздушный обычно не удовлетворяет условиям пробивного напряжения. Вместо конденсатора может быть использован отрезок коаксиальной линии длиной свыше $\frac{\lambda}{4}$ (рис. 5. 8. 6, *в*). В этом случае удобно осуществлять регулировку компенсирующей емкости.

При параллельном подключении конденсатора напряжение на нагрузке равно

$$U_\phi = \frac{E}{\sqrt{(1 - \omega^2 L_0 C_0)^2 + \left(\frac{\omega L_0}{\rho_\phi}\right)^2}}.$$

Максимальное значение напряжения

$$U_{\text{макс.}\,\phi} = \frac{\rho_\phi}{\omega L_0} \cdot \text{E}$$

получается при резонансе

$$\omega^2 L_0 C_0 = 1.$$

В ряде случаев оказывается целесообразным включение согласующего трансформатора между витком связи и фидером, для уменьшения входного сопротивления последнего.

Расчет элементов связи проще всего произвести по известным мощности, передаваемой в антенный фидер $P_н$, и волновому сопротивлению фидера ρ_ϕ. Элементы связи необходимо подбирать таким образом, чтобы они обеспечивали на входе фидера напряжение

$$U_\phi = \sqrt{2P_\phi \rho_\phi}.$$

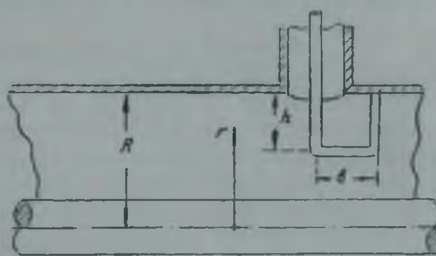


Рис. 5. 8. 7.

При непосредственной связи задача расчета состоит в определении места подключения фидера к линии и ничем не отличается от рассмотренного выше случая связи с двухпроводной линией.

При индуктивной связи расчету подлежат геометрические размеры витка связи и величина емкости компенсирующего конденсатора. Расчет можно произвести на основании следующих соображений. Э. д. с., наводимая в витке, равна

$$\text{E} = \omega \iint_S B dS.$$

В коаксиальной линии

$$B = \frac{\mu I}{2\pi r},$$

где I — ток, протекающий в линии;

r — расстояние точки от оси линии.

Для прямоугольного витка связи со сторонами b и h (рис. 5. 8. 7), пренебрегая изменением тока вдоль линии на протяжении витка, имеем

$$\text{E} = \frac{\omega\mu I}{2\pi} \cdot b \int\limits_{R-h}^{R} \frac{dr}{r} = 4\pi \cdot 10^{-6} \frac{fIS}{R} \, \frac{R}{h} \cdot \ln \frac{R}{R-h}. \qquad (5.8.5)$$

Здесь E — в киловольтах, f — в мегагерцах, I — в амперах, R — в *см* и S — в *см*^{2}.

Величина $\frac{R}{h} \ln \frac{R}{R-h}$ обычно близка к единице, поэтому расчет связи производится следующим образом. Полагая сначала $\text{E} = U_\phi$ и $\frac{R}{h} \ln \frac{R}{R-h} = 1$, выбираем из конструктивных соображений расстояние от линии до дальней стороны витка R и находим площадь витка:

$$S = \frac{R \cdot \text{E} \cdot 10^6}{4\pi \cdot f \cdot I}. \qquad (5.8.6)$$

Глава 6

ВЛИЯНИЕ ИНЕРЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА РАБОТУ ТРИОДНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Изложенная в предыдущих главах общая теория генераторов электрических колебаний высокой частоты основывалась на предположении о том, что анодный ток электронной лампы изменяется одновременно с изменением напряжений на ее электродах. Это предположение справедливо, если время пролета электронов в рабочем пространстве электронной лампы весьма мало по сравнению с периодом переменных напряжений, действующих на ее электродах. Время пролета электронов в рабочем пространстве генераторной лампы определяется расстоянием между электродами и действующими на них напряжениями. Но так как невозможно беспредельно уменьшать расстояние между электродами или увеличивать действующие на них напряжения, то при некоторых достаточно высоких частотах время пролета электронов становится сравнимым с периодом генерируемых колебаний. В этом случае электронная лампа уже не может рассматриваться как безынерционный прибор и возникает необходимость исследования влияния инерции электронов на работу лампового генератора.

Освоение диапазона сверхвысоких частот, вызванное насущными требованиями практики, обусловило необходимость развития теории ламповых генераторов, учитывающей инерцию электронов. Основы этой теории заложены работами советских ученых — члена-корреспондента Академии Наук СССР Г. А. Гринберга, профессора М. С. Неймана, профессора Г. А. Зейтленка, инженера В. Е. Никольского.

Значительные математические затруднения при рассмотрении электронных явлений в генераторных лампах при больших амплитудах переменных напряжений на ее электродах долгое время считались непреодолимыми и исследователи ограничивались анализом влияния инерции электронов на процессы в приемных устройствах, т. е. при малых амплитудах. Электронные явления в двухэлектродной лампе при произвольно больших амплитудах переменных напряжений впервые были исследованы Г. А. Гринбергом. В октябре 1935 года профессор Г. А. Гринберг доложил в Ленинградском Политехническом институте о полученных им уравнениях, позволяющих исследовать электронные явления в диоде при любых амплитудах и частотах приложенного к его электродам напряжения [14]. В настоящее время уравнения Г. А. Гринберга являются основой всех теоретических исследований электроники сверхвысоких частот.

В. Е. Никольский, основываясь на работах Г. А. Гринберга, разработал метод анализа электроники триода и ввел понятие фиктивного угла пролета, являющегося в настоящее время общепринятым параметром, определяющим зависимость режима генератора от соотношения между временем пролета и периодом колебаний [17]. Профессор М. С. Нейман

По известной площади S и выбранной конфигурации витка определяем его линейные размеры и, если необходимо, уточняем значение площади витка и размеры, учитывая более точное значение множителя $\frac{Fl}{kl} \frac{R}{R-h}$. Далее находим индуктивность витка L_0 и ωL_0. Если включается компенсирующий конденсатор, то его емкость C_0 определяется из условия резонанса $\omega^2 L_0 C_0 = 1$. Если же конденсатор не включается, то по известному напряжению на нагрузке, по формуле (5. 8. 4) уточняется значение E, по которому из (5. 8. 5) или (5. 8. 6) находится новое значение площади витка и его геометрические размеры. Для того, чтобы после такого расчета получить прежнее значение индуктивности L_0, целесообразно увеличить сечение провода витка. Если последнее невозможно, расчет повторяется снова, пока не получится достаточно хорошее приближение.

Расстояние от катода

$$x = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_a}{d} \cdot \frac{t^2}{2}. \qquad (6.1.3)$$

Полагая $x = d$, найдем время пролета электрона между катодом и анодом:

$$t_{пр} = d\sqrt{\frac{2m}{eE_a}}. \qquad (6.1.4)$$

Из выражения (6.1.3) следует, что электрон движется равноускоренно, следовательно, наибольшего значения его скорость достигнет в момент прибытия на анод, т. е. при $t = t_{пр}$. При этом

$$v = v_{макс} = \sqrt{2\frac{e}{m}E_a}.$$

Подставляя в это выражение $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ кулона, $m = m_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ *кг* и E_a в вольтах, получим следующее значение скорости

$$v_{макс} = 0{,}6 \cdot 10^6 \sqrt{E_a} \text{ м/сек} \qquad (6.1.5)$$

и времени пролета

$$t_{пр} = \frac{d \cdot 10^{-6}}{0{,}3\sqrt{E_a}}, \qquad (6.1.6)$$

где d выражено в метрах.

Отношение максимальной скорости электрона к скорости света

$$\frac{v_{макс}}{c} = 0{,}2 \cdot 10^{-2}\sqrt{E_a}. \qquad (6.1.7)$$

Напряжения, действующие между электродами генераторных ламп, имеют порядок от десятков вольт до нескольких киловольт.

Полагая $E_a = 10\,000$ вольт, получим $\frac{v_{макс}}{c} = 0{,}2$. Действующая масса электрона при этом будет равна

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}}} \approx m_0\left(1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right) = m_0(1 + 0{,}02),$$

т. е. увеличивается всего на 2%. Следовательно, с вполне достаточной для практики степенью точности, можно считать массу электрона постоянной и равной массе покоящегося электрона.

Время пролета определим для этого же напряжения, для расстояния между электродами $d = 1$ *см* $= 0{,}01$ *м*:

$$t_{пр} = \frac{0{,}01 \cdot 10^{-6}}{0{,}3\sqrt{10^4}} = 0{,}33 \cdot 10^{-9} \text{ сек}.$$

Итак, максимальная скорость электрона в электронных лампах — порядка десятков миллионов метров в секунду, т. е. значительно меньше скорости света, а время пролета электронов — порядка десятитысячных долей микросекунды. При сверхвысоких частотах период колебаний есть величина порядка 10^{-8} — 10^{-10} *сек*, т. е. вполне сравнимая с временем пролета.

Эти величины вычислены для наиболее простого случая, когда на электродах диода действует постоянное напряжение. При наличии переменных напряжений и необходимости учета пространственного заряда картина электронных явлений существенно усложняется. Прежде чем перейти к изучению этих явлений, необходимо внести уточнения понятия «сила тока» в последовательной цепи, содержащей диод, на электродах развил и систематизировал теорию триодных и тетродных генераторов СВЧ, учитывающую инерцию электронов. Его работа «Триодные и тетродные генераторы СВЧ» удостоена в 1952 году Сталинской премии. Важные работы по исследованию влияния инерции электронов на форму импульсов анодного тока и энергетику генератора выполнены Л. А. Котоминой [25].

В настоящее время теория работы генераторных ламп с учетом инерции электронов еще не является полностью завершенной, однако сведения, которыми мы располагаем благодаря работам советских специалистов, позволяют сделать ряд существенных для практики выводов и внести необходимые поправки в изложенную выше общую теорию ламповых генераторов. Излагаемые в этой главе сведения об электронных явлениях в генераторных лампах полностью базируются на работах указанных авторов.

§ 6. 1. Элементы электроники диода

Поскольку в настоящей главе изучаются триодные генераторы, наибольший интерес представляют электронные явления в триодах. Однако изучение их начнем с рассмотрения процессов в двухэлектродной лампе (диоде), так как, во-первых, эта задача является более простой и, во-вторых, результаты такого исследования непосредственно приложимы к изучению процессов в пространстве сетка — катод триода, при условии, что проницаемость лампы достаточно мала.

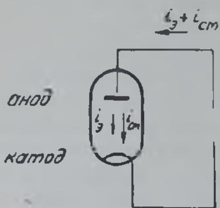


Рис. 6. 1. 1.

При изучении электронных явлений необходимо знать скорости (и времена пролета) электрона в междуэлектродных пространствах ламп, зависящие от массы и заряда электрона и действующих на него напряженностей электрического поля. Известно, что масса электрона зависит от его скорости относительно точки начала отсчета расстояний. Эта зависимость выражается так называемой формулой Лоренца:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \qquad (6.1.1)$$

где $m_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ *кг* — масса электрона, покоящегося относительно точки начала отсчета расстояний;

v — скорость электрона относительно этой точки;

$c = 3 \cdot 10^8$ *м/сек* — скорость света.

Определим порядок скоростей электронов, возможных в электронных лампах. Для этого рассмотрим движение одиночного электрона в плоском диоде, между электродами которого, расположенными один от другого на расстоянии d, действует постоянное напряжение E_a (рис. 6. 1. 1).

Скорость электрона в момент прибытия на анод, если скорость его в момент выхода из катода равна нулю, определяется известным выражением:

$$v = \frac{e}{m} \frac{E_a}{d} t_{пр}. \qquad (6.1.2)$$

Под e здесь и в дальнейшем понимается абсолютное значение заряда электрона.

которого действует некоторое переменное напряжение. Если время пролета электронов между катодом и анодом диода пренебрежимо мало по сравнению с периодом напряжения, то сила электронного тока через диод подчиняется известному закону «трех вторых»:

$$i_a = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{u_a^{3/2}}{d^2_{ак\ см}} S_{к\ см^2} \text{ ампер}. \qquad (6.1.8)$$

Здесь $S_к$ — площадь эмитирующей поверхности катода;

u_a — мгновенное значение разности потенциалов анода и катода.

Эта формула справедлива для значений u_a меньших напряжения насыщения E_e. Если $u_a > E_e$, то ток диода становится равным току насыщения и не зависит от напряжения.

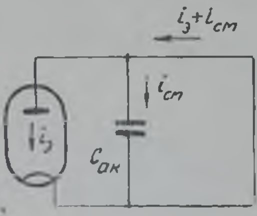


Рис. 6. 1. 2.

В обоих случаях в любом сечении последовательной цепи, составленной из источника напряжения, соединительных проводов и междуэлектродного пространства диода, в каждый момент времени ток одинаков по величине и по природе, т. е. образуется перемещением зарядов в проводниках и междуэлектродном пространстве. Ток, образованный перемещением зарядов, называется конвекционным или электронным током (если он образован движением только отрицательных зарядов). По мере увеличения частоты питающего напряжения между электродами диода становится заметным емкостный ток $i_C = C_{ак} \cdot \frac{du_a}{dt}$, обусловленный наличием емкости между анодом и катодом диода и не связанный с перемещением зарядов в междуэлектродном пространстве. Если при этом время пролета электронов остается достаточно малым по сравнению с периодом питающего напря-

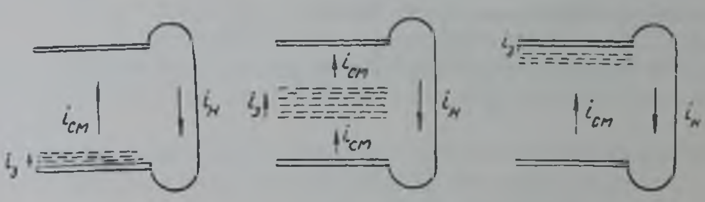


Рис. 6. 1. 3.

жения, то полный ток в любом сечении цепи будет также одинаков по величине и определится суммой:

$$i = i_a + i_C.$$

Поскольку емкостный ток, как уже указывалось, не связан с движением электронов и определяется только емкостью $C_{ак}$ и законом изменения напряжения $u_a(t)$, можно условно вынести емкость во внешнюю цепь, включив ее параллельно электродам диода (рис. 6.1.2). Ток i_a при этом есть электронный ток и величина его в любом сечении междуэлектродного пространства одинакова и определяется формулой (6.1.8).

Рассмотрим теперь природу тока i_a, учитывая конечность времени пролета электронов. Для этого обратимся к рис. 6.1.3. В некотором интервале времени $0 < t < t_1$ катод диода равномерно излучает электроны с некоторой постоянной начальной скоростью v, при которой время пролета в пространстве катод — анод $t_{пр} = \frac{d}{v}$. В момент времени $t_1 < t_{пр}$

эмиссия электронов катодом прекращается. В интервале $t_1 < t < t_{пр}$ излученные электроны находятся в междуэлектродном пространстве и электронный ток катода и анода равен нулю, поскольку эмиссия катода прекратилась, но излученные электроны еще не достигли анода. В момент времени $t = t_{пр}$ первые электроны прибудут на анод, вследствие чего возникнет электронный ток анода, который будет длиться в интервале времени $t_{пр} < t < t_{пр} + t_1$.

Таким образом, сила электронного тока в один и тот же момент времени в различных сечениях междуэлектродного пространства оказывается различной. Однако основной закон электродинамики полностью и без всяких поправок справедлив для любых частот и любых значений времени пролета электронов, только формулируется следующим образом: в любом сечении последовательной цепи в каждый момент времени сумма электронного тока и тока смещения, называемая полным током, есть величина постоянная.

Рассчитаем электронный ток и ток смещения в плоскости катода и анода. Пусть общее количество излученных электронов образует заряд q_0. В плоскости катода будет протекать электронный ток в промежутке времени $0 < t < t_1$, постоянный по величине, поскольку было принято, что катод равномерно излучает в этом интервале электроны с постоянной скоростью. Заряд, покидающий катод, равен

$$q = q_0 \frac{t}{t_1}. \tag{6.1.9}$$

Электронный ток катода

$$i_{к\,эл} = \frac{dq}{dt} = \frac{q_0}{t_1} = i_0. \tag{6.1.10}$$

Электронный ток анода при этом равен нулю и появится лишь в момент $t = t_{пр}$. В интервале $t_{пр} < t < t_{пр} + t_1$ он будет равен току катода i_0.

В проводнике, соединяющем анод с катодом, движение зарядов начнется одновременно с появлением первых же электронов, излученных катодом вследствие электростатического отталкивания ими свободных электронов проводящего анода. Этот ток во внешней цепи, обусловленный электростатическим воздействием перемещающихся в вакууме электронов на свободные электроны анода, называется наведенным током.

Рассчитаем этот наведенный ток. Пусть заряд $-q$ образуется достаточно тонким слоем излученных катодом электронов, находящихся на расстоянии x от катода. Этот заряд наводит на катоде и аноде заряды $+q_к$ и $+q_a$, т. е.

$$q_a + q_к - q = 0. \tag{6.1.11}$$

При перемещении электрона от катода до точки x на него будет действовать тормозящая сила $F = \frac{q_к}{\varepsilon_0 S}$ и работа по переносу электрона в эту точку будет равна

$$\frac{eq_к}{\varepsilon_0 S} x,$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума;
S — площадь электродов.

На пути от слоя до анода на электрон действует ускоряющая сила $F_2 = \frac{q_a}{\varepsilon_0 S}$ и работа переноса будет равна

$$-\frac{eq_a}{\varepsilon_0 S}(d - x).$$

Поскольку разность потенциалов между катодом и анодом нами принята равной нулю, сумма этих работ также равна нулю, т. е.

$$q_к x = q_a (d - x). \tag{6.1.12}$$

Из равенств (6.1.11) и (6.1.12) находим:

$$\left.\begin{aligned} q_к &= \frac{q}{d}(d - x); \\ q_a &= \frac{q}{d}\cdot x. \end{aligned}\right| \tag{6.1.13}$$

Ток смещения есть производная наведенного заряда по времени. Приращение наведенного заряда на катоде за время dt в интервале $0 < t < t_1$:

$$dq_к = -\frac{i_0 dt}{d}(d - vt).$$

Ток смещения в плоскости катода

$$i_{см\,к} = \frac{dq_к}{dt} = -i_0 + i_0 \frac{t}{t_{пр}}.$$

Полный ток равен сумме электронного тока и тока смещения

$$i_d = i_0 - i_0 + i_0 \frac{t}{t_{пр}} = i_0 \frac{t}{t_{пр}}.$$

Ток смещения в плоскости анода в этом же интервале времени

$$i_{см\,a} = \frac{dq_a}{dt} = \frac{i_0 dt}{d\cdot dt}\cdot vt = i_0 \frac{t}{t_{пр}}$$

равен полному току. Этот ток, замыкающийся по внешней цепи, и есть наведенный ток.

На рис. 6.1.4 представлены графически зависимости электронного тока, тока смещения и наведенного (полного) тока в плоскости катода и анода.

Из рассмотренного примера следует, что при сверхвысоких частотах необходимо различать в любом сечении электровакуумного прибора электронный ток и ток смещения, обусловленные перемещением зарядов с конечной скоростью.

Электронный ток в плоскости анода определяет потери на аноде. Наличие тока смещения, не зависящего от статической емкости анод — катод, которую ранее условились считать вынесенной во внешнюю цепь, эквивалентно появлению некоторой дополнительной реактивности между анодом и катодом диода. Сумма этих двух токов, называемая полным током, одинакова в любом сечении диода и численно равна наведенному току во внешней цепи. Именно последний ток и совершает работу в нагрузке, включаемой во внешнюю цепь. Отсюда ясно, насколько важно уметь вычислять эти токи.

В реальных условиях картина электронных явлений, происходящих в диоде, оказывается значительно сложнее описанной, так как между его электродами действует внешнее напряжение, являющееся функцией времени, и объемный заряд электронов, находящихся в междуэлектродном пространстве. Поскольку в настоящей книге изучаются только генераторы резонансного типа, у которых нагрузкой лампы является настроенная колебательная система, то напряжение на электродах лампы всегда может быть представлено в виде суммы постоянного напряжения E_a и синусоидального переменного напряжения:

$$u_{ак} = E_a + U_m \sin(\omega t + \varphi).$$

Электронный ток и ток смещения зависят от времени пролета, определяющегося расстоянием между электродами и напряжением на них. Но так как напряжение меняется во времени, то и время пролета будет различным для электронов, пролетающих междуэлектродное пространство при различных фазах переменного напряжения. Это обстоятельство является принципиальным затруднением при определении времени пролета, потому что само понятие «время пролета» становится неопреде-

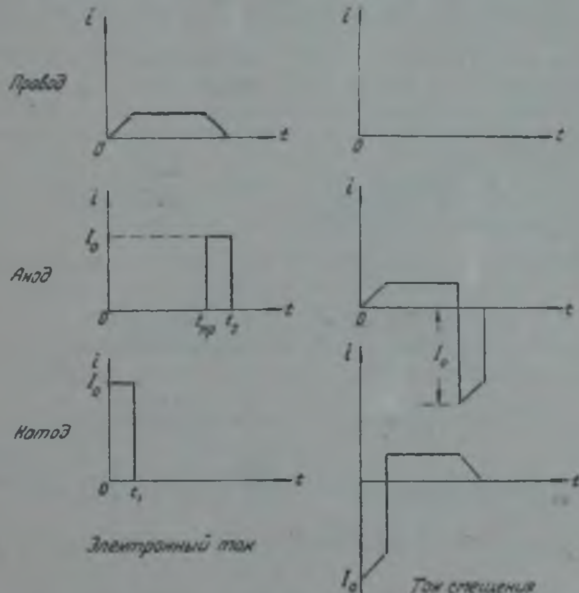


Рис. 6. 1. 4.

ленным, зависящим от времени. Можно, однако, утверждать, что время пролета любого электрона будет больше некоторой величины $t_{фикт}$, получаемой из условия:

$$\frac{d}{v_{фикт}} = t_{фикт} = \frac{d}{\sqrt{\frac{e}{2m}(E_a + U_m)}} = \frac{d_м \cdot 10^{-6}}{0{,}3\sqrt{E_a + U_m}}. \qquad (6.1.14)$$

Понятие фиктивного времени пролета введено советским инженером В. Е. Никольским в 1938 году и в настоящее время широко используется в теории электронных явлений, как весьма удобный параметр, характеризующий режим работы электровакуумного прибора. Фиктивным временем пролета называется предел, к которому стремится минимальное время пролета при неограниченном уменьшении частоты переменного напряжения, действующего на электродах диода. Действительно, если $t_{пр} \ll \frac{2\pi}{\omega}$, то, очевидно, для любого электрона оно будет определяться мгновенным значением действующего напряжения $u_a = E_a + U_m \sin \omega t$ в момент вылета его, которое за время пролета не успеет заметно измениться:

$$t_{\text{пр}} \to \frac{d \cdot 10^{-6}}{0{,}3 \sqrt{E_a + U_m \sin \omega t}}.$$

Следовательно,

$$t_{\text{пр. мин}} \to \frac{d \cdot 10^{-6}}{0{,}3 \sqrt{E_a + U_m}} = t_{\text{фикт}}.$$

Абсолютное значение реального или фиктивного времени пролета необходимо сравнивать с периодом действующего переменного напряжения. С этой целью удобно пользоваться понятием реального и фиктивного углов пролета.

Реальный угол пролета $\alpha = \omega t_{\text{пр}}$ есть величина, зависящая от фазы вылета электронов. Фиктивный угол пролета $\theta = \omega t_{\text{фикт}}$ (при плоской конструкции) есть величина, зависящая только от расстояния между электродами и максимального значения действующего напряжения:

$$\theta = \omega t_{\text{фикт}} = \frac{\omega d}{\sqrt{\frac{e}{2m}(E_a + U_m)}} = \frac{2\pi f d_{м} \cdot 10^{-6}}{0{,}3 \sqrt{E_a + U_m}}. \qquad (6.1.15)$$

Если выразить d в сантиметрах, f в мегагерцах и напряжения в вольтах, то:

$$\theta^\circ = \frac{12 f_{мгц} d_{см}}{\sqrt{E_a + U_m}}; \quad \theta_{\text{рад}} = \frac{0{,}211 f_{мгц} d_{см}}{\sqrt{E_a + U_m}}. \qquad (6.1.16)$$

Заменяя частоту ее выражением через длину волны, получим:

$$\theta^\circ = \frac{36 d \cdot 10^4}{\lambda_{см} \sqrt{E_a + U_m}}; \quad \theta_{\text{рад}} = \frac{6330 d_{см}}{\lambda_{см} \sqrt{E_a + U_m}}. \qquad (6.1.17)$$

Найдем связь между реальным и фиктивным углами пролета. Уравнение движения электрона

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{e\,[E_a + U_m \sin(\omega t + \varphi)]}{d} = \frac{eE_a}{d} + \frac{eU_m}{d} \sin(\omega t + \varphi).$$

Учитывая, что при $t = 0$, $\frac{dx}{dt} = 0$ и $x = 0$, получим, дважды проинтегрировав это выражение:

$$m \frac{dx}{dt} = \frac{eE_a}{d} t + \frac{eU_m}{\omega d} [\cos \varphi - \cos(\omega t + \varphi)]; \qquad (6.1.17а)$$

$$mx = \frac{eE_a}{d} \cdot \frac{t^2}{2} + \frac{eU_m}{d\omega^2} [\sin \varphi - \sin(\omega t + \varphi) + \omega t \cos \varphi]. \qquad (6.1.17б)$$

Найденные уравнения связывают скорость и расстояние от катода электрона, вылетевшего с фазой φ, — с временем, которое для этого требуется, или с реальным пролетным углом $\alpha = \omega t$.

Обозначая $\frac{U_m}{E_a} = \xi$, после простых преобразований приводим эти уравнения к безразмерной форме:

$$\frac{\theta}{2} \cdot \frac{v}{v_{\text{фикт}}} = \frac{1}{1+\xi} \alpha + \frac{\xi}{1+\xi} [\cos \varphi - \cos(\alpha + \varphi)]; \qquad (6.1.18)$$

$$\frac{\theta^2}{2} \cdot \frac{x}{d} = \frac{1}{1+\xi} \cdot \frac{\alpha^2}{2} + \frac{\xi}{1+\xi} [\sin \varphi - \sin(\alpha + \varphi) + \alpha \cos \varphi]. \qquad (6.1.19)$$

Величина $\frac{x}{d}\cdot\frac{\theta^2}{2}$ называется приведенным расстоянием электрона от катода. Полученное уравнение является трансцендентным и может быть решено только графически, кроме случая $\xi \simeq 0$, когда реальный угол пролета равен фиктивному. При $\xi \gg 1$ первым слагаемым уравнения (6.1.19) можно пренебречь и упростить его:

$$\frac{x}{d}\cdot\frac{\theta^2}{2} \cong \sin\varphi - \sin(\alpha+\varphi) + \alpha\cos\varphi. \tag{6. 1. 20}$$

На рис. 6.1.5 представлена графически зависимость приведенного расстояния электрона от катода от текущего пролетного угла $\alpha = \omega t$ и фазы вылета электрона φ. Положив $x = d$, по графику при известном фиктивном угле пролета можно определить угол пролета междуэлектродного пространства электроном, вылетевшим в любой фазе.

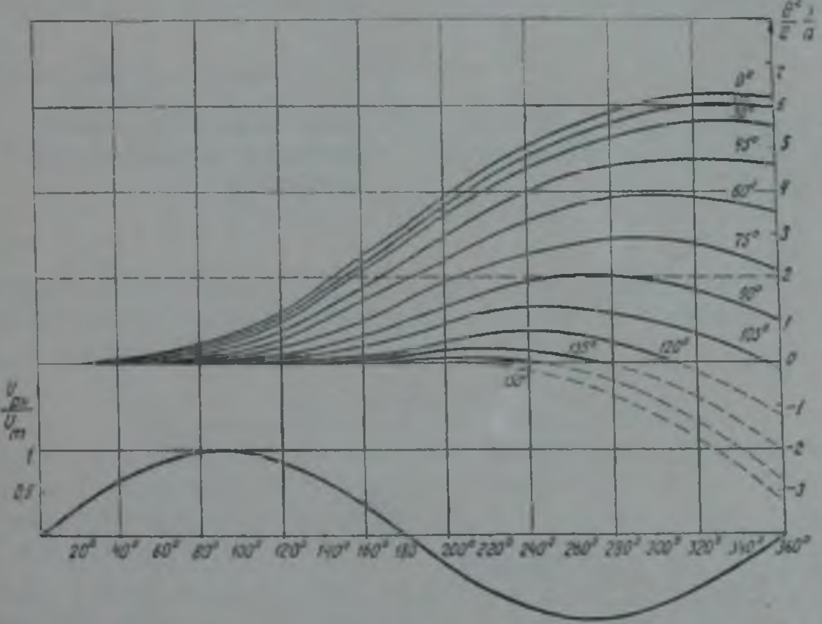


Рис. 6. 1. 5.

Пользуясь приведенным графиком, легко построить аналогичные кривые для любого конечного значения ξ, для чего достаточно каждую ординату кривых рис. 6. 1. 5 умножить на величину $\frac{\xi}{1+\xi}$ и прибавить к ней величину $\frac{1}{1+\xi}\cdot\frac{\alpha^2}{2}$. Ограничимся здесь рассмотрением случая, когда $\xi \gg 1$. В этом случае принципиально могут достичь анода лишь электроны, вылетевшие в интервале фаз $0 < \varphi < \pi$.

При значениях $\frac{\theta^2}{2} \simeq 0{,}25$ почти все вылетевшие в этом интервале электроны достигнут анода. При $\frac{\theta^2}{2} = 2$ анода достигнут лишь электроны, вылетевшие в интервале $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$, т. е. половина общего числа эмитированных катодом электронов, вторая же половина их не долетев до анода снова начинает приближаться к катоду. Все электроны, вылетевшие в интервале $0{,}555\pi < \varphi < \pi$ (т. е. 0,445 от общего числа вылетевших электронов), вернутся на катод с некоторой конечной скоростью и, следовательно, отдадут поверхности катода некоторую энергию. Электроны, вылетевшие в интервале фаз $0{,}5\pi < \varphi < 0{,}555\pi$ (5,5% от общего числа вылетевших электронов), к концу периода не успеют достигнуть катода и к началу следующего периода останутся в междуэлектродном пространстве. С началом следующего периода возобновится движение этих электронов к аноду, причем часть их достигнет анода, часть же снова повернет к катоду и т. д.

С дальнейшим увеличением фиктивного угла пролета число электронов, возвращающихся к катоду, останется равным примерно 44,5%, число же электронов, остающихся в междуэлектродном пространстве, будет непрерывно расти — от 5,5% до 55,5% от общего числа эмитированных электронов. При $\frac{\theta^2}{2} \cong 6{,}3$, 55,5% всех эмитированных в данный период электронов остаются к концу периода в междуэлектродном пространстве и будут достигать анода группами в следующие периоды, а 44,5% от всех электронов возвратятся на катод.

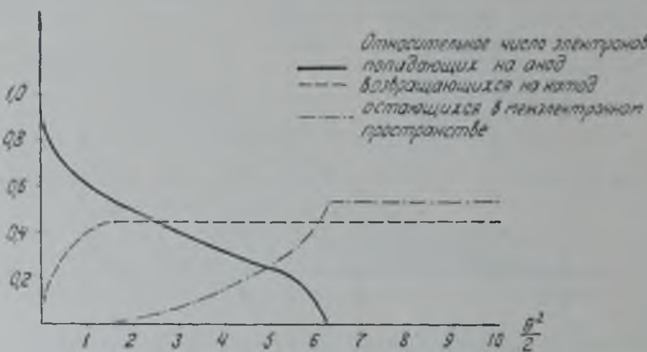


Рис. 6. 1. 6.

На рис. 6. 1. 6 представлена зависимость от фиктивного угла пролета числа электронов, попадающих на анод в первый период, возвращающихся на катод и остающихся к концу периода в междуэлектродном пространстве. Число электронов, излученных катодом, принято за единицу.

1. При $\frac{\theta^2}{2} \leqslant 1{,}23$ междуэлектродное пространство полностью очищается к концу периода от электронов. При $\frac{\theta^2}{2} = 2$ анода достигает половина электронов, 44,5% общего числа электронов возвращается на катод и 5,5% остается в междуэлектродном пространстве. Указанное значение фиктивного угла пролета принято называть критическим и считать приближенно, что при этом в течение периода половина электронов попадает на анод, а другая половина возвращается на катод. Это значение фиктивного угла составляет

$$\theta_{кр} \cong 2 \text{ радиана, или } \theta_{кр} \cong 120^\circ. \qquad (6.1.21)$$

2. При $\frac{\theta^2}{2} > 2$ к концу периода в междуэлектродном пространстве остается значительное количество электронов, прибывающих группами к аноду в следующие периоды. Это обстоятельство ухудшает условия эмиссии электронов катодом благодаря тормозящему действию поля объемного заряда остающихся в междуэлектродном пространстве электронов.

3. Момент прибытия электронов на анод запаздывает по отношению к моменту максимума напряжения на аноде. Некоторое количество электронов прибывает к аноду при отрицательном напряжении на нем.

4. Электроны, вылетевшие из катода в интервале $0 < \varphi < 30°$, попадают на анод в течение меньшего интервала фаз, что приводит к своеобразному «всплеску» анодного тока; электроны, вылетевшие позднее, все более и более запаздывают, что увеличивает длительность импульса электронного тока анода по сравнению с длительностью электронного тока катода.

Рассмотрим вкратце определение электронного тока катода и анода и наведенного тока во внешней цепи. Предположим, что к концу периода анодного напряжения междуэлектродное пространство полностью очистилось от электронов, т. е. $\theta < \theta_{кр}$, и постоянное напряжение на аноде диода равно нулю. Тогда к началу следующего периода диод представляет собой конденсатор с емкостью $C_{ак}$. Заряд катода, создаваемый напряжением $u_{ак}$:

$$q_к = C_{ак} \cdot u_{ак}.$$

Как только напряжение на аноде, пройдя через нуль, становится положительным, появляется электронный ток катода, равный по величине

$$i_{к\,эл} = \frac{dq_к}{dt} = C_{ак}\frac{du_{ак}}{dt} = C_{ак}\omega U_m \cos\omega t.$$

Эта формула справедлива до тех пор, пока электроны, покидающие катод, не успели удалиться от него на расстояние, сравнимое с расстоянием анод — катод, т. е. при $\omega t \to 0$. Следовательно,

$$i_{к\,эл\,макс} = U_m \omega C_{ак}.$$

Итак, электронный ток катода имеет максимум в момент прохождения через нуль напряжения на аноде и численно равен амплитуде емкостного тока через емкость, образованную электродами диода, т. е. скачкообразно возрастает от нуля до указанного значения, как только напряжение на аноде становится положительным. Сопоставим это значение электронного тока катода с эмиссионным током диода на низких частотах:

$$i_{эл\,н.\,ч} = 2{,}33 \cdot 10^{-6}\frac{S}{d^2} U_m^{3/2} \sin^{3/2}\omega t;$$

$$i_{эл\,н.\,ч.\,макс} = 2{,}33 \cdot 10^{-6}\frac{S}{d^2} U_m^{3/2}.$$

Учитывая, что емкость анод — катод равна

$$C_{ак} = \frac{S}{4\pi d \cdot 9 \cdot 10^{11}}\ ф$$

и фиктивный угол пролета

$$\theta = \frac{6330d}{\lambda\sqrt{U_m}},$$

получим

$$\frac{i_{к\,эл\,макс}}{i_{эл\,н.\,ч.\,макс}} \cong \frac{9}{8}\theta. \qquad (6.1.22)$$

При критическом значении фиктивного угла пролета отношение токов равно 2,25. Эмиссионная способность катода должна быть рассчитана при СВЧ именно на это пиковое значение тока. Расчет зависимости электронного тока катода от времени при $\omega t > 0$ ввиду большой громоздкости здесь не приводится. График этой зависимости при разных значениях фиктивного угла пролета представлен на рис. 6.1.7.

Существенно отметить также, что электронный ток катода прекращается до того, как напряжение на аноде станет равным нулю. Физически это объясняется тормозящим действием объемного заряда электронов, ранее вылетевших из катода и находящихся в междуэлектродном пространстве.

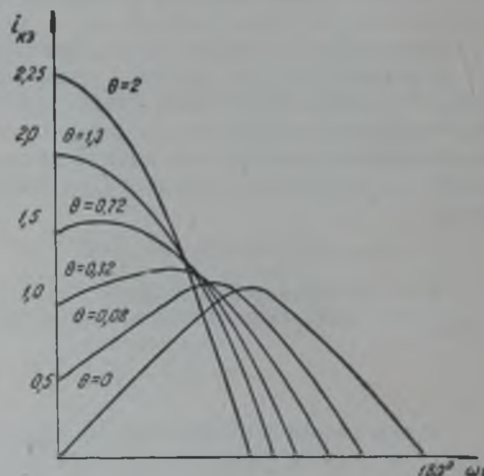


Рис. 6.1.7.

Электронный ток анода начинается позже электронного тока катода, так как первым электронам, покинувшим катод, требуется некоторое время, чтобы достичь анода. Определим величину электронного тока анода в момент его начала, считая попрежнему, что $\theta < \theta_{кр}$ и $\xi \gg 1$, используя метод Г. А. Гринберга.

Пусть в момент $t=0$ из катода вылетел слой электронов № 1, а спустя малый промежуток времени $\tau \ll t_{пр}$—слой электронов № 2 (рис. 6.1.8). Начало отсчета расстояний расположим на слое № 2. В момент начала отсчета времени расстояние слоя № 1 от катода равно x_0, скорость его $\frac{dx_0}{dt}$. Если время t достаточно мало по сравнению с временем пролета, то сила, действующая на электроны слоя № 1, определится как

$$F = \frac{eU_m}{d} \sin \omega t.$$

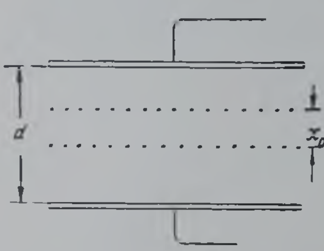


Рис. 6.1.8.

Тогда x_0 и $\frac{dx_0}{dt}$ определятся из уравнения (6.1.17а) и (6.1.17б), если положить $\varphi = 0$ и $\omega t = \omega\tau \ll 1$, а именно:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dx_0}{dt} &= \frac{2\omega d}{\theta^2}(1 - \cos \omega t) \cong \frac{\omega d}{\theta^2}(\omega\tau)^2; \\ x_0 &= \frac{2d}{\theta^2}(\omega t - \sin \omega t) \cong \frac{d}{3\theta^2}(\omega\tau)^3. \end{aligned}\right| \quad (6.1.23)$$

Сила действующая на электроны, находящиеся в плоскости начала отсчета, будет меньше силы, действующей на электрон в слое № 1, на величину $e \cdot \frac{i_0\tau}{S\varepsilon_0}$, так как $i_0\tau$ есть количество зарядов, прошедших плоскость начала отсчета за время τ. Скорость и путь электронов в слое № 1 относительно электронов в слое № 2, от которых ведем отсчет, будут определяться этой разностью сил:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{\varepsilon_0 S} i_0\tau.$$

Принимая во внимание, что при $t=0$, $\frac{dx}{dt}=\frac{dx_0}{dt}$ и $x=x_0$, после интегрирования получим:

$$\left.\begin{aligned} m\frac{dx}{dt}&=\frac{ei_0\tau}{\varepsilon_0 S}t+m\frac{dx_0}{dt}; \\ mx&=\frac{ei_0\tau}{\varepsilon_0 S}\frac{t^2}{2}+m\frac{dx_0}{dt}t+mx_0. \end{aligned}\right| \qquad (6.1.24)$$

Используя равенство (6.1.23), найдем

$$x=\frac{ei_0\tau}{m\varepsilon_0 S}\frac{t^2}{2}+\frac{\omega d}{\theta^2}(\omega\tau)^2 t+\frac{d}{3\theta^2}(\omega\tau)^3. \qquad (6.1.25)$$

В момент прибытия первого слоя электронов к аноду, т. е. при $t=$ $=t_{\text{пр}}$, он будет находиться от второго слоя на расстоянии

$$x_a=\frac{ei_0t_{\text{пр}}^2}{2m\varepsilon_0 S}\tau+\frac{\omega d}{\theta^2}(\omega\tau)^2 t_{\text{пр}}+\frac{d}{3\theta^2}(\omega\tau)^3,$$

или, пренебрегая слагаемыми, содержащими степени малой величины τ выше первой,

$$x_a\cong\frac{ei_0\tau}{m\varepsilon_0 S}\cdot\frac{t_{\text{пр}}^2}{2}. \qquad (6.1.26)$$

Заряд $i_0\tau$, находящийся между первым и вторым слоями, прибывает на анод за время $\frac{x_a}{v_a}$, где v_a — скорость прибывающих на анод электронов. Следовательно, электронный ток анода

$$i_{a\,\text{эл}}=\frac{i_0\tau}{x_a}v_a=\frac{2v_a\varepsilon_0 S}{t_{\text{пр}}^2}\cdot\frac{m}{e} \qquad (6.1.27)$$

не зависит от эмиссии катода, а определяется скоростью прибывающих на анод электронов и временем пролета. Импульс анодного тока имеет отвесный фронт.

Наведенный ток, обусловленный зарядом dq, движущимся со скоростью v, определится из равенства:

$$di=\frac{dq}{d}v=\frac{i_0dt}{d}v.$$

Скорость электрона, покинувшего катод в фазе φ, в момент наблюдения будет равна

$$v=\frac{eU_m}{m\omega d}(\cos\varphi-\cos\varphi_1).$$

Здесь φ_1 — фаза анодного напряжения в момент наблюдения.

Следовательно:

$$\left.\begin{aligned} di_н&=\frac{i_0}{\omega}\cdot\frac{eU_m}{md^2}(\cos\varphi-\cos\varphi_1)\,dt; \\ i_н&=\int_0^{\varphi_1}di_н=\frac{i_0eU_m}{m\omega d^2}(\sin\varphi_1-\varphi_1\cos\varphi_1)=\frac{2i_0}{\theta^2}(\sin\varphi_1-\varphi_1\cos\varphi_1), \end{aligned}\right| \qquad (6.1.28)$$

при условии, что φ_1 меньше фазы прибытия первого электрона на анод φ_a, после чего наведенный ток начнет уменьшаться за счет уменьшения создающего его заряда на количество электронов, прибывших на анод. Это максимальное значение наведенного тока найдем, положив $\alpha = \varphi_1 = \varphi_a$ и заменяя из (6.1.19) $\frac{\theta^2}{2} = \varphi_a - \sin\varphi_a$:

$$i_{н\,макс} = i_0 \frac{\sin\varphi_a - \varphi_a \cos\varphi_a}{\varphi_a - \sin\varphi_a}. \quad (6.1.29)$$

Существенно отметить, что даже при весьма низких частотах, т. е. когда можно принять, что $\varphi_a \to 0$,

$$i_{н\,макс} = 2i_0,$$

т. е. наведенный ток в начальный момент имеет выброс, равный двойному значению эмиссионного тока катода.

Вычисление нисходящей ветви наведенного тока не приводим ввиду громоздкости. На рис. 6.1.9 изображены графики наведенного тока, вычисленные для различных значений фиктивного угла пролета для диода с ограниченной эмиссией, без учета влияния объемного заряда на время пролета.

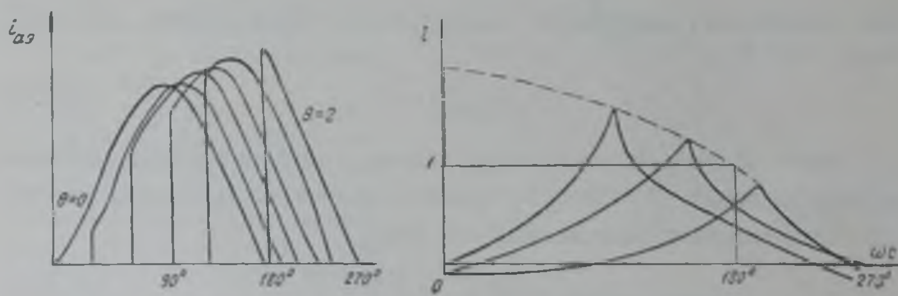


Рис. 6.1.9.

Рассмотренные нами вкратце некоторые вопросы электроники диода свидетельствуют о ряде специфических явлений, обусловленных конечным временем пролета электронов. Важнейшими из них являются:

а) Необходимость различать электронный ток катода, электронный ток анода, полный ток в вакууме и наведенный ток во внешней цепи, так как природа их и закон изменения во времени оказываются различными.

б) Появление фазового сдвига между максимумом напряжения на аноде и максимумом наведенного тока.

в) Наличие возвращающихся на катод электронов, что приводит к дополнительному разогреву катода.

§ 6.2. Электронные явления в триоде

При изучении электронных явлений в триоде ограничимся случаем, когда проницаемость лампы равна нулю, что дает возможность рассматривать явления в промежутке сетка — катод и анод — сетка независимо, поскольку в промежутке сетка — катод электроны находятся под воздействием только напряжения управляющей сетки. Таким образом, явления в пространстве сетка — катод триода вполне аналогичны изученным выше явлениям в двухэлектродной лампе. Поэтому прежде всего обратимся к изучению явлений в пространстве сетка — анод. Так как при работе генератора в диапазоне СВЧ колебательный контур, являющийся полезной нагрузкой лампы, включается между сеткой и анодом, то наибольший интерес будет представлять наведенный ток, обусловленный движением электронов именно в пространстве сетка — анод. При изучении явлений в этом пространстве будем исходить из следующих предположений:

а) Все электроды триода — плоские, параллельные друг другу, линейные размеры электродов гораздо больше расстояния между ними.

б) Сетка абсолютно прозрачна для электронного потока.

в) Начальная скорость электронов, поступающих в пространство сетка — анод, равна нулю. Иными словами, напряжение, действующее в промежутке сетка — катод, много меньше напряжения, действующего в пространстве сетка — анод.

г) Влиянием объемного заряда в пространстве сетка — анод можно пренебречь.

д) Напряжение смещения управляющей сетки мало по сравнению с амплитудой напряжения возбуждения.

При сделанных допущениях электроны в пространстве сетка — анод будут двигаться под влиянием напряжения

$$u_{ag} = E_a + U_m \sin \omega t,$$

где E_a — напряжение источника анодного питания;

U_m — амплитуда напряжения на колебательном контуре.

Уравнения движения электрона уже были получены выше:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\theta_{ag}}{2}\frac{v}{v_{\text{фикт}}} &= \frac{1}{1+\xi}\alpha + \frac{\xi}{1+\xi}[\cos\varphi - \cos(\alpha+\varphi)]; \\ \frac{x}{d_{ag}}\frac{\theta_{ag}^2}{2} &= \frac{1}{1+\xi}\frac{\alpha^2}{2} + \frac{\xi}{1+\xi}[\sin\varphi - \sin(\alpha+\varphi) + \alpha\cos\varphi]. \end{aligned}\right\} \qquad (6.2.1)$$

Обозначим скорость прибытия электронов к аноду, при условии, что $U_m \to 0$, через $v_0 = \sqrt{2\frac{e}{m}E_a}$. Эта скорость определит энергию, запасенную электроном от источника питания. Тогда получим:

$$\left.\begin{aligned} \frac{v}{v_0}\theta_{ag}\sqrt{1+\xi} &= \alpha + \xi[\cos\varphi - \cos(\alpha+\varphi)]; \\ \frac{x}{d_{ag}}\theta_{ag}^2(1+\xi) &= \alpha^2 + 2\xi[\sin\varphi - \sin(\alpha+\varphi) + \alpha\cos\varphi]; \end{aligned}\right\} \qquad (6.2.2)$$

θ_{ag} — фиктивный угол пролета электронов в пространстве анод — сетка, который, очевидно, будет равен

$$\theta_{ag} = \frac{36 d_{ag}\cdot 10^4}{\lambda\sqrt{E_a+U_m}}. \qquad (6.2.3)$$

Поступившие в пространство сетка — анод в различных фазах электроны будут прибывать на анод с различными скоростями, поэтому энергия их, равная $\frac{mv^2}{2}$, отдаваемая ими аноду в виде тепла, также будет различной. Уясним физический смысл этого утверждения.

Единственным источником энергии в ламповом генераторе при оговоренных выше допущениях является источник анодного питания. Электрон, проходящий замкнутый путь катод — анод — источник питания — катод, отбирает от источника питания энергию, равную eE_a, независимо от времени прохождения пути. Если электроны прибывают к аноду с энергией, отличной от этой величины, — разность $eE_a - \frac{mv^2}{2}$

представляет собой энергию, отдаваемую колебательному контуру в форме высокочастотных колебаний. Следовательно, электроны, для которых $\frac{mv^2}{2} < eE_a$, увеличивают энергию в колебательном контуре, т. е. совершают полезную работу. Электроны, для которых $\frac{mv^2}{2} > eE_a$, отбирают энергию из колебательного контура и рассеивают ее на аноде в виде тепла. Наличие таких электронов приводит к уменьшению полезной мощности и увеличению потерь на аноде. Для количественной оценки этих явлений удобно ввести понятие к. п. д. отдельного электрона как функции фазы его вступления в пространство сетка — анод:

$$\eta_{эл} = \frac{eE_a - \frac{mv^2}{2}}{eE_a} = 1 - \frac{v^2}{v_0^2}. \tag{6.2.4}$$

Мгновенное значение анодного тока также есть некоторая функция фазы вступления образующих его электронов в пространстве сетка — анод $i(\varphi)$. Энергия, отдаваемая в контур при бесконечно малом приращении фазы $d\varphi$, будет равна

$$dW_к = \left[eE_a - \frac{mv^2}{2}\right]\frac{i(\varphi)\,d\varphi}{e}.$$

Энергия, отдаваемая в контур за один период колебаний,

$$W_к = \int_0^{2\pi}\left(eE_a - \frac{mv^2}{2}\right)\frac{i(\varphi)}{e}\,d\varphi.$$

Энергия, отбираемая от источника анодного питания током за один период,

$$W_0 = \int_0^{2\pi} eE_a i(\varphi)\,d\varphi.$$

Коэффициент полезного действия анодной цепи генератора

$$\eta_i = \frac{W_к}{W_0} = \frac{\int_0^{2\pi}\left(eE_a - \frac{mv^2}{2}\right) i(\varphi)\,d\varphi}{eE_a\int_0^{2\pi} i(\varphi)\,d\varphi} = \frac{\int_0^{2\pi}\eta_{эл}(\varphi)\,i(\varphi)\,d\varphi}{\int_0^{2\pi} i(\varphi)\,d\varphi}. \tag{6.2.5}$$

Таким образом, зная к. п. д. отдельного электрона $\eta_{эл}(\varphi)$ и закон изменения анодного тока $i(\varphi)$, можно определить к. п. д. анодной цепи генератора.

Воспользуемся выражением (6.1.18) для скорости прибывающих на анод электронов. Тогда для к. п. д. отдельного электрона получим

$$\eta_{эл} = 1 - \left\{\frac{\alpha + \xi[\cos\varphi - \cos(\alpha+\varphi)]}{\theta_{ag}\sqrt{1+\xi}}\right\}^2 =$$

$$= 1 - \frac{\{\alpha + \xi[\cos\varphi - \cos(\alpha+\varphi)]\}^2}{\alpha^2 + 2\xi[\sin\varphi - \sin(\alpha+\varphi) + \alpha\cos\varphi]}. \tag{6.2.6}$$

С уменьшением реального угла пролета α до нуля эта величина стремится к значению

$$\eta_{эл} \to -\xi\sin\varphi,$$

т. е. будет положительна в интервале фаз переменного напряжения 180—360°, достигая максимального значения при угле вылета $\varphi = 270°$, т. е.

в момент, когда переменное напряжение на аноде достигает наибольшего отрицательного значения; при этом

$$\eta_{эл} = \eta_{эл\,макс} = \xi.$$

Коэффициент полезного действия анодной цепи согласно формуле (6.2.5) равен

$$\eta_i = \xi \frac{\int\limits_0^{2\pi} \sin\varphi \cdot i(\varphi)\, d\varphi}{\int\limits_0^{2\pi} i(\varphi)\, d\varphi} = \frac{I_{a1}}{2I_{a0}}\xi = 0{,}5\gamma\xi.$$

Подобное выражение было получено ранее, при исследовании энергетических соотношений в анодной цепи генераторной лампы без учета влияния инерции электронов.

С увеличением реальных углов пролета α к. п. д. одиночного электрона стремится к нулю независимо от фазы его вылета:

$$\eta_{эл} \to 1 - \frac{\alpha^2}{\alpha^2} = 0.$$

Следовательно, и коэффициент полезного действия анодной цепи и полезная мощность будут также стремиться к нулю.

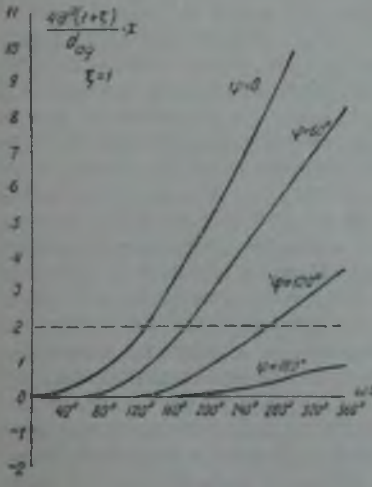


Рис. 6. 2. 1.

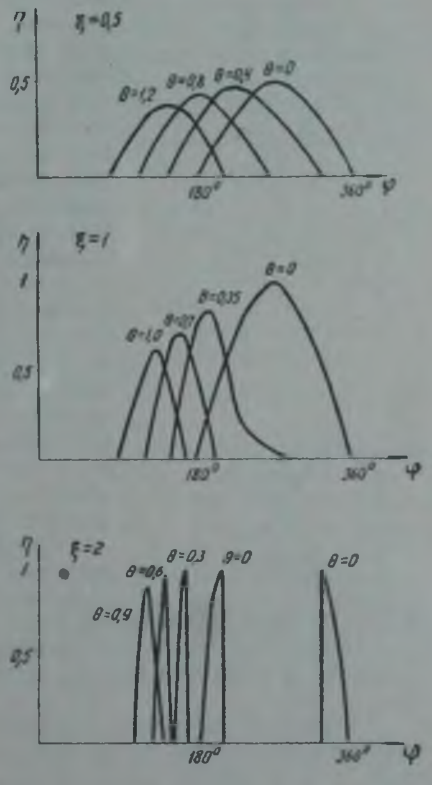


Рис. 6. 2. 2.

Определение к. п. д. одиночных электронов должно производиться следующим образом. Задавшись некоторыми значениями ξ и θ, пользуясь уравнением (6.2.2), строим пространственно-временные диаграммы движения электронов, как это сделано, например, для $\xi = 1$ на рис. 6. 2. 1, и определяем зависимость реальных углов пролета α от угла вылета φ, после чего рассчитываем к. п. д. по формуле (6. 2. 6).

На рис. 6. 2. 2 представлены графики к. п. д. одиночных электронов, вычисленные таким образом для различных значений ξ и θ. Из этих графиков видно, что с увеличением напряженности режима и фиктивного угла пролета сокращается интервал фаз вылета, в котором к. п. д. положителен. Электроны, поступающие в пространство сетка — анод вне этого интервала фаз, имеют отрицательный к. п. д., т. е. они уменьшают энергию колебательной системы и увеличивают потери на аноде.

При данной напряженности режима увеличение фиктивного угла пролета уменьшает как интервал фаз, в котором к. п. д. положителен, так и его максимальное значение. Поэтому с увеличением фиктивного угла пролета к. п. д. анодной цепи и полезная мощность будут уменьшаться. Физический смысл этого явления заключается в следующем. Переменное напряжение U_m создается наведенным током анода и, поскольку анодная нагрузка настроена, совпадает по фазе с первой гармоникой наведенного тока. Наведенный ток анода начинается с момента вступления электронов в пространство сетка — анод, электроны же прибывают к аноду позже на время пролета. В результате этого максимум электронного тока запаздывает по отношению к максимуму наведенного тока, т. е. основная масса электронов прибывает на анод не в момент минимального напряжения на аноде $u_a = E_a - U_m$, а несколько позже, когда напряжение на аноде увеличится до величины $E_a - U_m \sin\varphi$, где φ — фазовый сдвиг между первыми гармониками наведенного и электронного токов анода. Так как электроны, вступившие в пространство сетка — анод, в различных фазах анодного напряжения имеют разное время пролета, импульс электронного тока анода оказывается более широким, чем импульс электронного тока, прошедшего плоскость сетки.

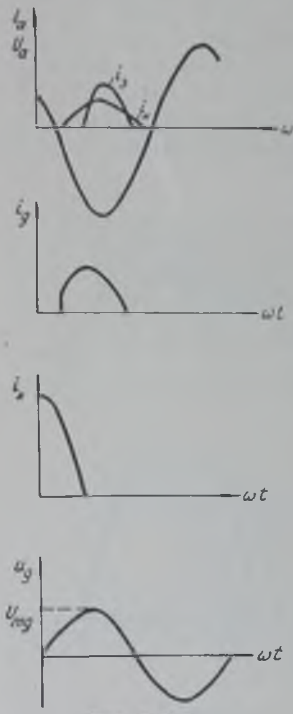


Рис. 6.2.3.

Подобное же явление имеет место и в пространстве сетка — катод, в результате чего импульс электронного тока, протекающий через плоскость сетки, оказывается более широким, чем импульс электронного тока катода. На рис. 6.2.3 изображена временная диаграмма электронных токов в плоскости катода, сетки и анода и переменных напряжений сетки и анода.

Расширение импульса электронного тока анода, равносильное увеличению угла отсечки, и фазовый сдвиг между минимумом напряжения на аноде и максимумом электронного тока анода вызывают уменьшение полезной мощности и увеличение потерь на аноде. Фиктивный угол пролета в пространстве сетка — анод

$$\theta^{\circ}_{ag} = \frac{12 f \cdot d_{ag}}{\sqrt{E_a + U_m}}$$

можно уменьшать путем уменьшения расстояния анод — сетка и увеличения постоянного или переменного анодного напряжения.

Уменьшение расстояния анод — сетка приводит к пропорциональному увеличению выходной емкости лампы C_{ag}, т. е. к уменьшению величины $R_{эо}$. В результате, при неограниченном уменьшении d_{ag} к. п. д. анодной цепи будет стремиться к нулю. Неограниченно увеличивая постоянное анодное напряжение E_a при неизменном U_m, очевидно, будем уменьшать коэффициент использования анодного напряжения ξ, вследствие чего к. п. д. также будет стремиться к нулю. Наконец, для увеличения переменного напряжения U_m необходимо увеличивать эквивалентное сопротивление контура $R_э$, что может быть достигнуто лишь уменьшением связи с нагрузкой, т. е. снижением к. п. д. контура. Таким образом, между величинами d_{ag}, E_a и U_m существует некоторое оптимальное соотношение, при котором полезная мощность и к. п. д. максимальны.

Определение этих оптимальных соотношений расчетным путем представляет собой чрезвычайно сложную математическую задачу, аналитическое решение которой в общем виде еще не найдено. Один из возможных методов приближенного решения задачи будет изложен ниже.

Итак, увеличение фиктивного угла в пространстве сетка — анод с укорочением рабочей волны вызывает непрерывное ухудшение энергетических показателей триодного генератора. Изложенные выше рассуждения не дают оснований полагать, что существует какое-либо критическое значение фиктивного угла пролета в пространстве сетка — анод, при превышении которого энергетические показатели генератора резко ухудшаются. Иначе обстоит дело с углом пролета в пространстве сетка— катод. Выше было введено понятие критического угла пролета в диоде, при котором половина электронов, покинувших катод при положительной полуволне анодного напряжения, возвращается снова на катод при отрицательной полуволне.

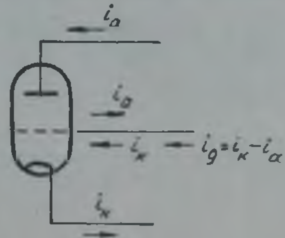


Рис. 6.2.4.

Явления в пространстве катод — сетка триода аналогичны рассмотренным выше явлениям в диоде. Если заменить анод диода абсолютно прозрачной для электронов сеткой, а анодное напряжение диода напряжением возбуждения сетки, то электронный ток анода диода будет представлять собой электронный ток в плоскости сетки триода. При значениях угла пролета $\theta_{gк} > 2$ радиан число электронов, достигающих сетки в данный период напряжения возбуждения, быстро уменьшается до нуля (при $\theta_{gк} > 3{,}54$) за счет электронов, возвращающихся на катод и остающихся в пространстве сетка — катод. Последние совершают колебательные движения в пространстве сетка — катод, постепенно приближаясь к сетке и в течение последующих периодов напряжения возбуждения вступают в самых различных фазах в пространство сетка — анод. Выше указывалось, что полезную работу совершают электроны, вступающие в пространство сетка — анод лишь в строго определенном интервале фаз. Кроме того, электроны, остающиеся к концу периода напряжения возбуждения в пространстве катод—сетка, своим объемным зарядом препятствуют эмиссии электронов катодом. В результате этих явлений, при изменении угла пролета $\theta_{gк}$ от 2 до 3,5 радиана полезная мощность и к. п. д. резко уменьшаются. Электроны, возвращающиеся на катод, а также ускоряемые напряжением возбуждения, при прохождении плоскости сетки отбирают энергию от источника возбуждения.

Остановимся вкратце на данном вопросе. Рассмотрим схему триода, представленную на рис. 6. 2. 4. Во внешних проводах протекают наведенные токи: в выводе катода — $i_{н\,gк}$, в выводе анода — $i_{н\,ag}$ и в выводе сетки — $i_{нg} = i_{н\,gк} - i_{н\,ag}$. Междуэлектродные статические емкости считаем вынесенными во внешние цепи, и емкостных токов, обусловленных ими, не учитываем. В момент $t=0$ приложим к сетке постоянное напряжение, равное U_{mg}. Наведенный ток $i_{н g к}$ отбирает от источника возбуждающего напряжения энергию $W_1 = \int\limits_0^t U_{mg} i_{н gк}\, dt$. Для тока, наведенного одним электроном, получим

$$\int\limits_0^t U_{mg} i_{н gк}\, dt = \frac{mv^2}{2}.$$

Дифференцируем это равенство по времени:

$$U_m i_{н gк} = mv \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{eU_{mg}}{d_{gк}} \cdot v.$$

Отсюда наведенный ток

$$i_{н gк} = \frac{ev}{d_{gк}}.$$

Пусть пространство сетка — катод заполнено электронами с некоторой объемной плотностью $\rho\ \frac{кул}{см^3}$. Благодаря конечной скорости электронов эта объемная плотность зависит в любой момент времени от расстояния от катода x. Ток, наводимый бесконечно тонким слоем электронов, будет равен

$$di_{н gк} = S_к \frac{\rho v}{d_{gк}}\, dx,$$

где $S_к$ — площадь катода,

$$i_{н gк} = S_к \int\limits_0^{d_{gк}} \frac{\rho v}{d_{gк}}\, dx. \tag{6.2.7}$$

Но величина $S_к \rho v = i_{к\, эл}$ есть электронный ток катода, следовательно,

$$i_{н gк} = \int\limits_0^{d_{ag}} \frac{i_{к\, эл}}{d_{ag}}\, dx. \tag{6.2.8}$$

Совершенно аналогично получим для наведенного тока анода

$$i_{н ag} = \int\limits_0^{d_{ag}} \frac{i_{g\, эл}}{d_{ag}}\, dx. \tag{6.2.9}$$

Результирующий наведенный ток в цепи сетки

$$i_{нg} = i_{н gк} - i_{н ag} = \int\limits_0^{d_{gк}} \frac{i_{к\, эл}}{d_{gк}}\, dx - \int\limits_0^{d_{ag}} \frac{i_{g\, эл}}{d_{gк}}\, dx. \tag{6.2.10}$$

Теперь предположим, что на сетке действует относительно катода переменное напряжение настолько низкой частоты, что время пролета электронов весьма мало по сравнению с его периодом. Тогда электронные токи $i_{к\, эл}$ и $i_{g\, эл}$ в любой момент не зависят от координаты x и могут быть вынесены в выражении (6.2.10) за знак интеграла. При этом

$$i_{нg} = i_{к\, эл} - i_{g\, эл} = i_g.$$

Если сетка идеально прозрачна для электронов, то $i_{к\, эл} = i_{g\, эл}$, $i_g = 0$ и потери в цепи сетки отсутствуют. Физически это означает, что источник напряжения возбуждения сетки в любой момент затрачивает некоторую энергию на ускорение электронов в пространстве катод — сетка и получает столько же энергии за счет торможения электронов в пространстве сетка — анод.

По мере увеличения частоты токи $i_{к\,эл}$ и $i_{g\,эл}$ начинают все более заметно зависеть от величины x, число электронов, остающихся к концу периода возбуждающего напряжения в пространстве катод — сетка, увеличивается, число электронов, проникающих в пространство сетка — анод, уменьшается. Вследствие этого энергия, затраченная источником возбуждающего напряжения на ускорение электронов в пространстве катод — сетка, оказывается больше энергии, полученной им за счет торможения электронов в пространстве сетка — анод; появляется расход энергии, покрываемый источником напряжения возбуждения и растущий с увеличением частоты. Эта энергия реализуется в виде тепла на катоде и аноде лампы и частично передается в контур. Дополнительный расход энергии на катоде $P_{к\,доп}$ обусловлен бомбардировкой катода возвращающимися к нему электронами, а дополнительный расход энергии на аноде $P_{a\,доп}$ — тем, что при больших углах пролета в пространстве катод — сетка значительная часть электронов вступает в пространство сетка — анод при отрицательном напряжении на сетке, которое теперь для них является ускоряющим. Эти «запоздавшие» электроны попадают в ускоряющее поле анода и получают в нем дополнительное ускорение, отбирая энергию переменной составляющей поля анода, т. е. уменьшая полезную мощность и увеличивая потери на аноде.

Таким образом, дополнительные потери в цепи сетки, обусловленные конечностью времени пролета, равны

$$P_{g\,доп} = P_{к\,доп} + P_{a\,доп}.$$

С возрастанием угла пролета при некотором значении $\theta_{gк} = \theta_{gк\,пред}$ возрастающие потери в цепи сетки становятся равными уменьшающейся полезной мощности. При этом, очевидно, работа генератора, как такового, прекращается.

Значение предельного угла пролета $\theta_{gк\,пред}$ определяется не только электронными явлениями, но зависит и от свойств колебательной системы. Для того, чтобы предельный угол пролета был больше критического, необходимо иметь колебательную систему с достаточно большим резонансным сопротивлением $R_{э0} = \rho Q_0$. Так как характеристическое сопротивление колебательной системы убывает обратно пропорционально частоте, то при повышении частоты генерируемых колебаний следует соответственно увеличивать добротность колебательной системы. При достигнутых в настоящее время добротностях колебательной системы предельный угол пролета обычно близок к критическому.

§ 6.3. Расчет режима триодного генератора с внешним возбуждением, с учетом инерции электронов

Рассмотрение электронных явлений в диодах и триодах, проведенное в предыдущих параграфах, преследовало главным образом цель создания физически ясного качественного представления об этих явлениях. Полученные количественные соотношения, вследствие сделанного допущения о возможности пренебречь полем объемного заряда, являются грубо приближенными и не могут быть непосредственно использованы для построения методики инженерного расчета. Между тем, в связи с быстрым практическим освоением диапазона СВЧ советской техникой, необходимость создания такой методики совершенно очевидна. Строгое решение задачи о зависимости анодного тока плоского диода с учетом поля объемного заряда при любых амплитудах переменного напряжения и любой эмиссии катода, как уже указывалось, впервые было дано членом-корреспондентом Академии Наук СССР Г. А. Гринбергом. Выведенные им уравнения явились основой, на которой, с момента их опубликования, строятся теория и методы инженерного расчета электроники сверхвысоких частот как в Советском Союзе, так и за границей. Наиболее полно эти вопросы разработаны советскими радиоспециалистами — проф. М. С. Нейманом, проф. Г. А. Зейтленком, инж. В. Е. Никольским, кандидатом технических наук Г. С. Раммом и рядом других.

Ввиду большой сложности и трудоемкости исследования уравнений Г. А. Гринберга, ограничимся кратким изложением инженерного метода расчета триодного генератора СВЧ, предложенного Г. С. Раммом.

Прежде, чем приступить к изложению самого метода расчета, необходимо сделать следующие замечания:

1. В основу расчета положены уравнения Г. А. Гринберга, полученные для плоского диода при неограниченной эмиссии катода, с учетом поля объемного заряда. Поэтому использование рассматриваемого ниже метода возможно лишь при условии, что электронный ток катода меньше тока насыщения и лампа имеет плоские электроды. При цилиндрических электродах данным методом можно пользоваться лишь при условии, что радиус электродов значительно больше расстояния между ними.

2. Расстояние между электродами значительно меньше длины волны, скорости электронов значительно меньше скорости света. Поэтому запаздывание потенциала в междуэлектродном пространстве и зависимость массы электрона от его скорости не учитываются.

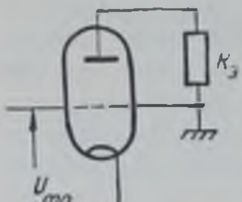


Рис 6.3.1.

3. Линейные размеры электродов велики по сравнению с расстояниями между ними. Поэтому краевые искажения поля не учитываются.

4. Угол отсечки электронного тока катода принят равным $\frac{\pi}{2}$, проницаемость лампы $D = 0$, сетка абсолютно прозрачна для электронов.

5. Колебательная система генератора настроена в резонанс и добротность достаточно велика, чтобы получить требуемое эквивалентное сопротивление нагрузки. Схема генератора представлена на рис. 6. 3. 1.

Собственные реактивности лампы относим к внешним цепям. Считаем заданной лампу и длину волны. Требуется определить условия получения максимальной мощности и к. п. д. при номинальном анодном напряжении.

Так как эмиссия катода принята неограниченной, величина электронного тока катода определяется при низких радиочастотах известным выражением:

$$I'_{к\,эл} = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{U_{mg}^{3/2}}{d_{gк}^2} S_к,$$

где $S_к$ — площадь рабочей поверхности катода в $см^2$.

При сверхвысоких частотах пиковое значение тока катода превышает пиковое значение его при низких частотах в $^9/_8\, \theta_{кg}$ раз, т. е. при углах пролета, близких к критическому, — в 2,25 раза. Поэтому для расчета необходимой эмиссии катода при сверхвысоких частотах следует исходить из выражения:

$$I_{к\,эл} = \frac{I'_{к\,эл}}{2{,}25} \cong 10^{-6} \frac{U_{mg}^{3/2}}{d_{gк}^2} S_к. \qquad (6.3.1)$$

На электродах лампы действуют напряжения:

$$u_g = E_g - E_{gB} + U_{mg} \sin \omega t;$$
$$u_{ag} = E_a - E_g + E_{gB} + U_{m\,ag} \sin (\omega t + \varphi).$$

Так как угол отсечки тока катода принят равным $\frac{\pi}{2}$, то $E_g = E_{gB}$. Поэтому:

$$\left.\begin{aligned} u_g &= U_{mg} \sin \omega t; \\ U_{ag} &= E_a + U_{mag} \sin (\omega t + \varphi) = E_a [1 + \xi_{ag} \sin (\omega t + \varphi)]. \end{aligned}\right\} \qquad (6.3.2)$$

Фиктивные углы пролета в пространстве катод—сетка и сетка—анод определятся соответственно:

$$\theta_{gк} = \frac{6330 d_{gк\,см}}{\lambda_{см} \sqrt{U_{mg}}}; \qquad (6.3.3)$$

$$\theta_{ag} = \frac{6330 d_{ag\,см}}{\lambda_{см} \sqrt{E_a (1 + \xi_{ag})}} = \theta_{ag0} \frac{\sqrt{1 - 0{,}82\xi_{ag}}}{\sqrt{1 + \xi_{ag}}}, \qquad (6.3.4)$$

где

$$\theta_{ag} = \frac{6330 d_{ag\,см}}{\lambda_{см}\sqrt{E_a(1-0{,}82\,\xi_{ag})}}. \qquad (6.3.5)$$

Постоянная составляющая наведенного тока катода и амплитуда его первой гармоники могут быть найдены по формулам:

$$\left.\begin{aligned} I_{к0} &= I_{к\,эл}\cdot F_0; \\ I_{к_1} &= I_{к\,эл}\cdot F_{к_1}\cdot e^{j\varphi_{к_1}}. \end{aligned}\right\} \qquad (6.3.6)$$

Здесь F_0 и $F_{к_1}$ и $\varphi_{к_1}$ — некоторые функции фиктивного угла пролета $\theta_{gк}$, найденные графоаналитическим решением уравнений Г. А. Гринберга.

На рис. 6.3.2 эти функции представлены графически. По оси абсцисс отложена безразмерная переменная

$$x_1 = \frac{\theta_{gк}}{\theta_{gк\,кр}} = 0{,}5\theta_{gк}. \qquad (6.3.7)$$

Поскольку сетка считается абсолютно прозрачной, постоянная составляющая тока анода равна постоянной составляющей катодного тока:

$$I_{a0} = I_{к0} = I_{к\,эл}\cdot F_0. \qquad (6.3.8)$$

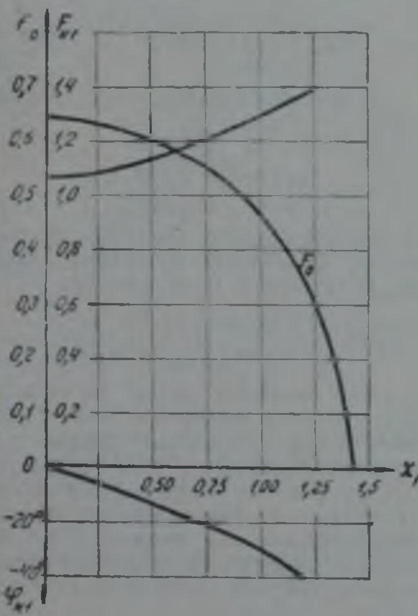


Рис. 6.3.2.

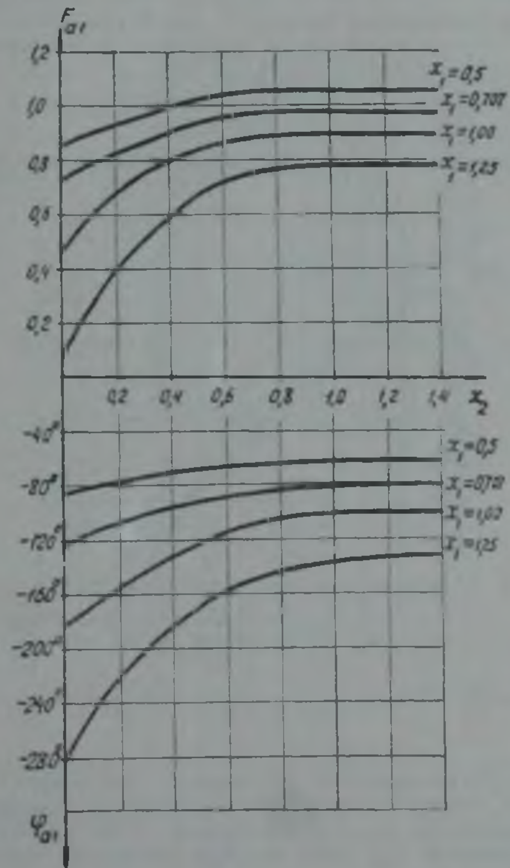


Рис. 6.3.3.

Первую гармонику наведенного тока анода определяем по формуле:

$$I_{a_1} = I_{к\,эл}\cdot F_{a_1}\cdot e^{j\varphi_{a_1}}. \qquad (6.3.9)$$

Функции F_{a_1} и φ_{a_1} представлены графически на рис. 6.3.3 в зависимости от переменной

$$x_2 = \frac{1}{\theta^2_{ag}}. \qquad (6.3.10)$$

Из приведенных графиков видно, что угол пролета в пространстве катод—сетка значительно сильнее влияет на величину первой гармоники наведенного анодного тока, чем угол пролета в пространстве сетка—анод. Поэтому необходимо стремиться к получению возможно меньших значений

$$\theta_{gк} = \frac{6330 d_{gк}}{\lambda\sqrt{U_{mк}}}.$$

При заданных размерах лампы и длины волны единственным способом уменьшения угла $\theta_{gк}$ является увеличение амплитуды возбуждающего напряжения. Следовательно, амплитуду U_{mg} необходимо выбирать исходя из допустимой плотности тока эмиссии катода. Для активированных катодов в непрерывном режиме предельная плотность тока эмиссии примерно составляет $\frac{I_{к0}}{S_к} = 0{,}4$ $а/см^2$. Подставляя (6. 3. 7) в (6. 3. 1) и учитывая (6. 3. 3), получим

$$\frac{\sqrt[3]{F_0}}{\theta_{gк}} = 1{,}58 \cdot 10^{-2} \lambda \sqrt{\frac{I_{к0}}{S_к d_{gк}}}. \qquad (6.\ 3.\ 11)$$

Здесь длина волны — в сантиметрах, допустимая плотность тока $\frac{I_{к0}}{S}$ — в амперах на квадратный сантиметр, расстояние катод — сетка $d_{gк}$ — в сантиметрах.

Все величины в правой части равенства известны. Таким образом может быть вычислена величина $\frac{\sqrt[3]{F_0}}{\theta_{gк}}$ и по графику рис. 6. 3. 4, построенному на основании кривых рис. 6. 3. 2, определяется минимально возможная при данных λ, $d_{gк}$ и $\frac{I_{к0}}{S_к}$ величина угла пролета $\theta_{gк}$, зная который из формулы (6. 3. 3) находим амплитуду напряжения возбуждения:

$$U_{mg} = \frac{40}{\theta_{gк}^2}\left(1000\frac{d_{gк}}{\lambda}\right)^2. \qquad (6.\ 3.\ 12)$$

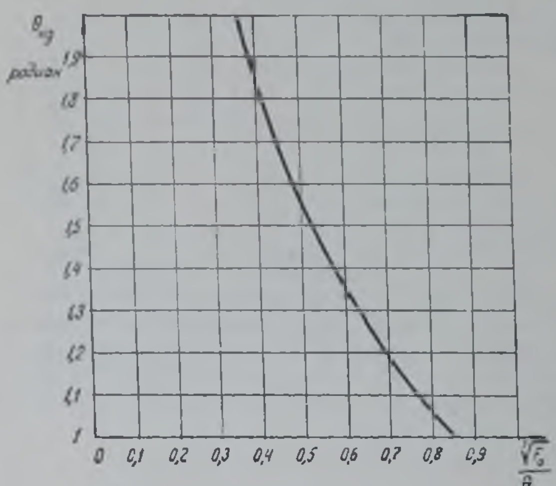


Рис. 6. 3. 4.

Затем определяем импульс тока катода:

$$I_{к\,эл} = 10^{-6}\frac{U_{mg}^{3/2}}{d_{gк}^2} S_к,$$

и пользуясь графиком 6. 3. 2 — постоянную составляющую и первую гармонику наведенного тока катода:

$$I_{к0} = I_{к\,эл} \cdot F_0;$$
$$I_{к1} = I_{к\,эл} \cdot F_{к1}.$$

Для окончательного расчета режима требуется выбрать величину коэффициента ξ_{ag}. Поскольку первая гармоника наведенного тока анода отстает по фазе от напряжения возбуждения, моменты максимума напряжения на сетке и минимума напряжения на аноде не совпадают. Поэтому достижение перенапряженного режима даже при значениях $\xi_{ag} > 1$ в диапазоне СВЧ практически неосуществимо. Задаваясь рядом значений ξ_{ag}, находим при известном номинальном анодном напряжении лампы величину

$$\theta_{ag0} = \frac{6330 d_{ag}}{\lambda \sqrt{E_a (1 - 0{,}82\xi)}};$$

по графику (6. 3. 4) определяем значение F_{a_1} и вычисляем амплитуду первой гармоники наведенного тока анода:

$$\dot{I}_{a_1} = I_{к\,эл} \cdot F_{a_1} \cdot e^{j\varphi_{a_1}}.$$

Теперь можем найти полезную и подводимую мощности:

$$P \cong \frac{1}{2} I_{a_1} U_{m\,ag};$$

$$P_0 = E_a I_{к0}$$

и коэффициент полезного действия

$$\eta = \frac{P}{P_0}.$$

На рис. 6. 3. 5 и 6. 3. 6 представлены зависимости полезной мощности $\frac{P}{P_{ном}}$ и коэффициента полезного действия η от величины ξ_{ag} при различных углах пролета в пространстве сетка—катод. Под $P_{ном}$ понимается номинальная мощность данной лампы на низких радиочастотах. Пользуясь этими графиками, определяем оптимальное значение ξ_{ag} и находим величину $U_{mag} = \xi_{ag} E_a$, а по графику 6. 3. 4 — амплитуду и фазу первой гармоники наведенного тока анода, а также необходимое сопротивление нагрузки, включенной между анодом и сеткой:

$$R_э = \frac{U_{mag}}{I_{a_1}}.$$

Первая гармоника наведенного тока сетки

$$\overline{I}_{g_1 н} = \overline{I}_{к_1 н} - \overline{I}_{a_1 н}.$$

Ее вещественная часть определяет расход мощности источника напряжения возбуждения P_{g_1}, обусловленный инерцией электронов:

$$I_{g_1\,акт} = I_{к_1} \cos\varphi_{к_1} - I_{a_1}\cos\varphi_{a_1}; \tag{6. 3. 13}$$

$$P_{g_1} = \frac{U_{mg}\,(I_{к_1}\cos\varphi_{к_1} - I_{a_1}\cos\varphi_{a_1})}{2}. \tag{6. 3. 14}$$

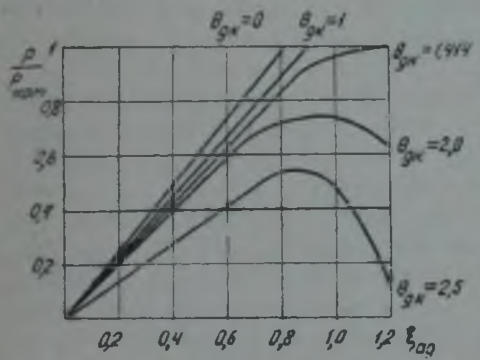


Рис. 6. 3. 5.

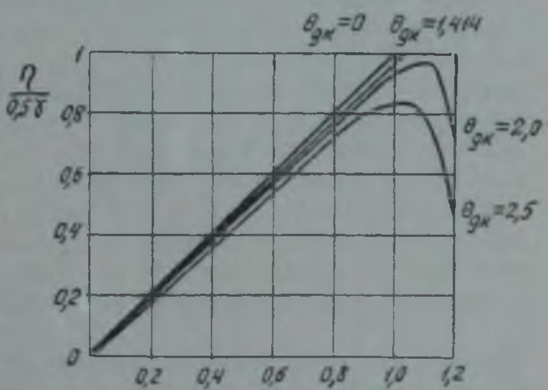


Рис. 6. 3. 6.

Мощность, отбираемая от источника напряжения возбуждения первой гармоникой наведенного тока катода,

$$P_g = \frac{U_{mg} I_{к_1} \cos\varphi_{к_1}}{2}.$$

Мощность, переходящая в колебательный контур,

$$P_{к\,доп} = P_g - P_{g_1} = \frac{U_m I_{a_1} \cos\varphi_{a_1}}{2}. \tag{6. 3. 15}$$

Таким образом определены все данные режима лампы. На графиках рис. 6. 3. 5 и 6. 3. 6 видно, что заметное уменьшение полезной мощности и к. п. д., обусловленное инерцией электронов, начинается при значениях фиктивного угла пролета в пространстве катод—сетка порядка $\theta_{gк} > \frac{\theta_{кр}}{2} = 1$.

При изменении $\theta_{кр}$ от нуля до 1.4 полезная мощность убывает примерно на 7—8%, к. п. д. практически не ухудшается. Поэтому, если фиктивный угол пролета $\theta_{кр} \leqslant 1,5$, расчет режима СВЧ генератора с достаточной точностью можно производить без учета инерции электронов, по изложенному выше методу академика А. И. Берга. Это условие удобно представить иначе:

$$\theta_{gк} = \frac{6330 d_{gк}}{\lambda \sqrt{U_{mg}}} \leqslant 1,5;$$

$$U_{mg} \geqslant 20 \cdot 10^6 \left(\frac{d_{gк\,см}}{\lambda_{см}}\right)^2. \tag{6. 3. 16}$$

При критическом угле пролета $\theta_{gk} = 2$ полезная мощность и к. п. д. уменьшаются примерно вдвое. Наконец, при угле пролета $\theta_{gk} = \theta_{gk\,\text{пред}} = 2{,}88$ полезная мощность и к. п. д. обращаются в нуль. Отсюда предельная длина волны триодного генератора

$$\lambda_{\text{пред}} = 2170 \frac{d_{gk}}{\sqrt{U_{mg\,\text{макс}}}}. \qquad (6.\,3.\,17)$$

В действительности, однако, использование генератора имеет смысл лишь до тех пор, пока мощность, потребляемая им от возбудителя, существенно меньше получаемой от него полезной мощности. Поэтому практически, как уже указывалось выше, предельной волной генератора следует считать несколько более длинную волну, чем следует из формулы (6. 3. 17). Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что предельная длина волны триодного генератора в таком понимании примерно соответствует критическому значению угла пролета $\theta_{gk} = 2$, т. е.

$$\lambda_{\text{пред}} \cong 3000 \frac{d_{gk}}{\sqrt{U_{mg}}}. \qquad (6.\,3.\,18)$$

Таким образом, изложенную методику расчета необходимо применять лишь в сравнительно узком диапазоне длин волн:

$$\lambda \div \lambda_{\text{пред}} = (4500 \div 3000) \frac{d_{gk\,\text{см}}}{\sqrt{U_{mg}}}. \qquad (6.\,3.\,19)$$

Глава 7

ПРОЛЕТНЫЙ КЛИСТРОН

§ 7.1. Устройство и принцип работы пролетного клистрона

Выше было показано, что время пролета электронов в пространстве тка — катод триода ставит предел повышению рабочей частоты триодого генератора. Широкое внедрение техники сверхвысоких частот, вечающее важнейшим народнохозяйственным и оборонным задачам шей страны, настоятельно требовало создания методов генерирования олебаний все более и более высоких частот и определило исключительное имание партии и правительства к решению рассматриваемой проблемы.)этому не случайно именно советскими учеными был выдвинут ряд новых ей в области генерирования колебаний сверхвысоких частот, определивших главные направления, по которым идет в настоящее время развтие этой отрасли техники во всем мире. Одной из основных определяюих идей является принцип использования времени пролета электронов, игающихся с различными скоростями, для группирования их. На этом инципе основана работа важнейших типов генераторов СВЧ — клистров и многорезонаторных магнетронов.

В 1932 году, в Ленинградском Электрофизическом институте профессором Д. А. Рожанским была впервые высказана идея использования ектронной лампы, в которой «быстрые электроны догоняют медленные», е. происходит группировка электронного потока по плотности, и продены первые опыты по созданию такой лампы. В 1935 году сотрудницей енинградского Физико-технического института А. Арсеньевой была убликована статья, в которой рассматривалась схема и теория работы ибора, известного в настоящее время под названием пролетного клирона. Аналогичные работы опубликованы в США только в 1939 году.

Пролетный клистрон представляет собой генератор, в котором испольется эффект инерции электронов. В нем, однако, сохраняется общий инцип работы всех резонансных электронных генераторов — взаимойствие электронного потока с электрическим полем колебательной стемы. В этом смысле он может рассматриваться как своеобразная форма тродного генератора (рис. 7.1.1).

Проследим постепенный переход от тетродного генератора к клирону. В лампе, схематически изображенной на рис. 7.1.1, *а*, управлее скоростью электронов происходит в пространстве сетка — катод агодаря наличию электрического поля, создаваемого напряжением збуждения. Вследствие этого в различные моменты времени электроны ступают в пространство между сетками с различными скоростями. пространстве между сетками в простейшем, рассматриваемом здесь учае переменное электрическое поле отсутствует (сетки закорочены) движение электронов происходит по инерции, с теми скоростями, с которыми они покинули пространство сетка — катод. В результате, на некотором расстоянии от первой сетки ускоренные электроны догоняют замедленные, образуя уплотненный объемный заряд, двигающийся в этот момент с некоторой средней скоростью v_0. Согласовав определенным образом напряжения, действующие на электродах лампы с расстоянием между сетками, можно добиться того, чтобы такое уплотнение электронного потока имело место в пространстве вторая сетка — анод, являющемся емкостью колебательной системы. Движение уплотненного объемного заряда в этом пространстве создаст наведенный ток во внешней цепи, соединяющей вторую сетку с анодом. В следующий период возбуждающего напряжения это пространство пройдет новый уплотненный объемный заряд и т. д., в результате чего наведенный ток будет периодически изменяться, поддерживая незатухающие колебания в колебательной системе.

При изучении явления в пространстве сетка — катод был сделан вывод, что при некотором значении фиктивного угла пролета половина

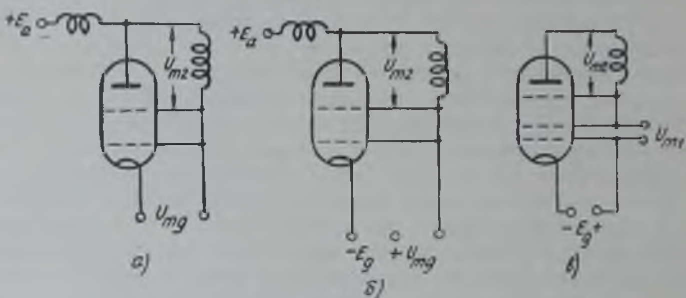


Рис. 7.1.1.

эмитированных катодом электронов возвращается на катод, отбирая энергию от возбудителя и бесполезно расходуя ее на катоде. Для того, чтобы заметно уменьшить это явление, необходимо уменьшить фиктивный угол пролета

$$\theta_{gк} = \frac{6330\, d_{gк}}{\lambda \sqrt{E_g + U_{mg}}}.$$

При данной длине волны уменьшение фиктивного угла пролета $\theta_{gк}$ возможно путем увеличения напряжения возбуждения, либо, как показано на рис. 7.1.1, *б*, — подачей на сетку положительного смещения. В обоих случаях при этом будет иметь место увеличение первой гармоники прямого сеточного тока, что опять-таки приводит к увеличению энергии, отбираемой от возбудителя.

Уменьшение энергии, отбираемой от возбудителя, обеспечивается в схеме, изображенной на рис. 7.1.1, *в*. В этой схеме напряжение возбуждения, управляющее скоростью электронов, приложено к двум сеткам, между которыми отсутствует постоянное электрическое поле. Уменьшение фиктивного угла пролета электронов между сетками достигается путем предварительного разгона электронов в пространстве катод — первая сетка за счет постоянного ускоряющего напряжения, приложенного между катодом и обеими сетками, т. е. не связано с увеличением энергии, отбираемой от возбудителя. Следовательно, в таком приборе угол пролета электронов между сетками принципиально может быть сделан сколь угодно малым.

Если изменение скорости электронов в пространстве между сетками по абсолютной величине значительно меньше скорости, с которой они вступают в это пространство, то средняя за период затрата энергии возбудителя на управление скоростями электронов практически равна нулю. Энергия, отбираемая от возбудителя, определяется в основном поверхностными и диэлектрическими потерями в цепи управления. Схема рис. 7.1.1,*в* и является принципиальной схемой клистрона. Для обеспечения настройки колебательной системы на достаточно короткую волну и уменьшения поверхностных потерь она выполняется обычно в виде коаксиального резонатора. Целесообразно также емкость между управляющими сетками, нагружающую возбудитель реактивным током, включить в состав второго коаксиального резонатора, также настроенного на рабочую частоту.

Устройство современного клистрона схематически показано на рис. 7.1.2. Электроны, эмитированные катодом, ускоряются в пространстве катод—первая сетка и вступают в пространство между первой и второй сетками с некоторой, достаточно большой скоростью $v_0 = \sqrt{2\frac{e}{m}E_a}$. Пространство, ограниченное первыми двумя сетками, является частью первого резонатора, называемого группирователем. Группирователь связан с возбудителем, в результате чего между первой и второй сетками действует переменное напряжение $u_1 = U_{m1}\sin\omega t$, ускоряющее или замедляющее электроны, вступающие в это пространство.

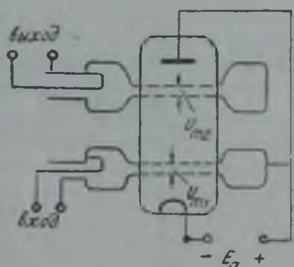


Рис. 7.1.2.

В пространстве между резонаторами отсутствуют электрические поля, электроны движутся по инерции, с постоянными скоростями, различными для электронов, прошедших в разные моменты времени через сетки группирователя, образуя сгустки или уплотнения объемного заряда. Это пространство называется пространством или областью группирования. Уплотненные объемные заряды периодически образуются в пространстве взаимодействия, ограниченном сетками второго резонатора, называемого улавливателем, и отдают его полю часть энергии, поддерживая в нем незатухающие колебания. Электроны, прошедшие сквозь обе сетки второго резонатора, попадают на анод, называемый также коллектором. Основными достоинствами клистрона как генератора с внешним возбуждением являются:

1) Малая потребляемая от возбудителя мощность или большой «коэффициент усиления мощности».

2) Практическое отсутствие связи между входной и выходной цепями, что обеспечивает устойчивую работу при внешнем возбуждении при самых коротких используемых в настоящее время волнах.

Ряд других особенностей клистронного генератора установим при более детальном изучении его работы.

§ 7.2. Взаимодействие поля группирователя с электронным потоком

Анализ работы клистрона имеет целью в конечном счете установить условия получения максимальной мощности во втором резонаторе или в связанной с ним полезной нагрузке. Для получения этих условий в достаточно простой и наглядной форме приходится сделать ряд допущений, а именно:

1) угол пролета электронов между сетками достаточно мал;

2) силы взаимного расталкивания электронов в пучке пренебрежимо малы;

3) скорости электронов значительно меньше скорости света;

4) напряжение на сетках группирователя много меньше ускоряющего напряжения.

Рассмотрим процесс управления скоростью электронов, вступающих в пространство взаимодействия группирователя с постоянной скоростью и плотностью, непрерывным потоком в виде параллельного пучка (рис. 7.2.1). Начальная скорость электронов определяется величиной ускоряющего напряжения

$$v_0 = \sqrt{2\frac{e}{m}E_a} = 0{,}594\sqrt{E_a}\cdot 10^6\frac{м}{сек}. \qquad (7.2.1)$$

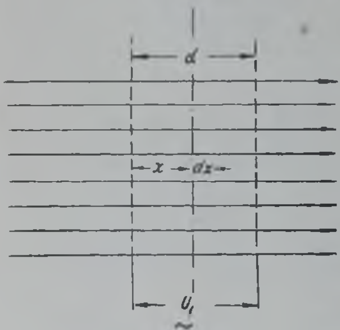


Рис. 7.2.1.

Начальная энергия каждого электрона

$$w_0 = \frac{mv_0^2}{2} = eE_a. \qquad (7.2.2)$$

Между сетками группирователя действует переменное напряжение

$$u_1 = U_{m1}\sin\omega t.$$

Обозначим

$$\frac{U_{m1}}{E_a} = \xi_1.$$

Фиктивный угол пролета

$$\theta_1 \cong 2\pi\frac{500\,d_1}{\lambda\sqrt{E_a(1+\xi_1)}} = \theta_{01}\frac{1}{\sqrt{1+\xi_1}}. \qquad (7.2.3)$$

Здесь θ_{01} — угол пролета, при условии, что $\xi_1 = 0$.

Энергия электрона w_0, вступившего в пространство взаимодействия, по выходе из него изменяется и станет равной

$$w = w_0 + w_{доп}.$$

Определим дополнительную энергию, получаемую электроном в пространстве взаимодействия. Сила, действующая на электрон,

$$F = \frac{eU_{m1}}{d_1}\sin\omega t.$$

Приращение энергии на пути dx:

$$dw_{доп} = \frac{eU_{m1}}{d_1}\sin\omega t\,dx;$$

$$dx = (v_0 + dv)\,dt \cong v_0 dt = \frac{v_0}{\omega}\cdot d\omega t.$$

Следовательно,

$$dw_{доп} = eU_m\cdot\frac{v_0}{d_1\omega}\cdot\sin\omega t\,d\omega t.$$

Но $\frac{d_{m}}{v_0}$ есть фиктивный угол пролета θ_{01}, поэтому полное приращение энергии

$$w_{доп} = \frac{eU_{m_1}}{\theta_{01}} \int\limits_{\omega t - \alpha_1}^{\omega t} \sin \omega t \, d\omega t.$$

Здесь α_1 — реальный угол пролета электрона между сетками.

Интегрируя, получим

$$w_{доп} = -\frac{eU_{m_1}}{\theta_{01}} [\cos \omega t - \cos(\omega t - \alpha_1)] = \frac{eU_{m_1}}{\theta_{01}} \cdot 2 \sin \frac{\alpha_1}{2} \sin\left(\omega t - \frac{\alpha_1}{2}\right).$$

Не зная точного значения реального угла пролета, можем, однако, утверждать, исходя из данного выше определения фиктивного угла пролета, что:

$$\theta_{01} \frac{1}{\sqrt{1+\xi_1}} < \alpha_{1мин}; \quad \alpha_{1макс} < \theta_{01} \frac{1}{\sqrt{1-\xi_1}},$$

т. е. все возможные значения реальных углов пролета находятся в интервале

$$\theta_{01} \frac{1}{\sqrt{1+\xi_1}} < \alpha_1 < \theta_{01} \frac{1}{\sqrt{1-\xi_1}}.$$

Принимая во внимание, что $\xi_1 \ll 1$,

$$\alpha_1 \cong \theta_{01}.$$

Следовательно,

$$w_{доп} \cong eU_{m_1} \frac{\sin \frac{\theta_{01}}{2}}{\frac{\theta_{01}}{2}} \cdot \sin\left(\omega t - \frac{\theta_{01}}{2}\right). \tag{7.2.4}$$

Максимальное изменение энергии

$$w_{доп.\,макс} = eU_{m_1} \frac{\sin \frac{\theta_{01}}{2}}{\frac{\theta_{01}}{2}}.$$

Если бы ширина зазора между сетками d_1 была бесконечно мала, максимальное изменение энергии электрона, прошедшего через зазор, было бы равно:

$$w'_{доп} = eU_{m_1};$$

$$\frac{w_{доп}}{w'_{доп}} = \frac{\sin \frac{\theta_{01}}{2}}{\frac{\theta_{01}}{2}}.$$

Отношение максимального приращения энергии электрона, прошедшего середину зазора конечной ширины, к максимальному приращению энергии электрона, прошедшего бесконечно малый зазор, называется коэффициентом связи резонатора с электронным потоком:

$$\beta_1 = \frac{\sin \frac{\theta_{01}}{2}}{\frac{\theta_{01}}{2}}. \tag{7.2.5}$$

Вводя это понятие, условно заменяем реальный зазор конечных размеров, на котором действует напряжение

$$u_1 = U_{m_1} \sin \omega t,$$

бесконечно малым зазором, расположенным в середине первого, на котором действует напряжение

$$u_1' = \beta U_{m1} \sin \omega t_1.$$

Здесь $t_1 = t - \frac{\theta_{01}}{2\omega}$ — время прохождения электроном середины зазора.

Зависимость коэффициента β_1 от фиктивного угла пролета θ_{01} представлена на рис. 7.2.2.

Итак, полная энергия электрона, прошедшего зазор, равна

$$w = w_0 + w_{доп} = eE_a + \beta_1 U_{m_1} \cdot e \sin \omega t_1 = w_0 (1 + \beta_1 \xi_1 \sin \omega t_1). \quad (7.2.6)$$

Скорость электрона, как функцию времени, найдем из соотношения:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} (1 + \beta_1 \xi_1 \sin \omega t_1),$$

откуда

$$v = v_0 \sqrt{1 + \beta_1 \xi_1 \sin \omega t_1}.$$

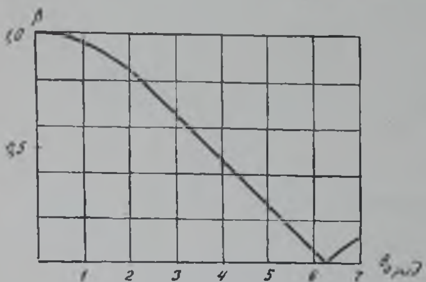


Рис 7.2.2.

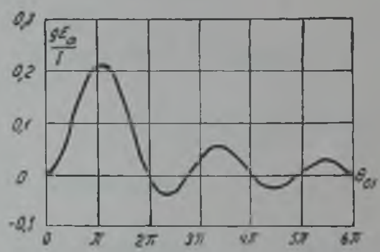


Рис. 7.2.3.

Принимая во внимание, что $\beta_1 < 1$, $\xi_1 \ll 1$, и производя приближенное извлечение корня, получим

$$v = v_0 (1 + 0{,}5\beta_1 \xi_1 \sin \omega t_1). \quad (7.2.7)$$

В пространстве группирования поля отсутствуют, поэтому движение электронов будет совершаться с постоянной скоростью, величина которой определяется равенством (7.2.7).

Энергия, затраченная полем группирователя на изменение скорости электронов, в среднем за период, при сделанных допущениях, равна нулю.

Более строгий анализ дает для величины этой энергии следующее выражение:

$$w_{ср} = \frac{\pi}{\omega} \cdot U_{m_1} I \frac{1 - \frac{\theta_{01}}{2} \sin \theta_{01} - \cos \theta_{01}}{\theta_{01}^2},$$

где I — среднее значение электронного тока в зазоре.

Мощность, затрачиваемая на управление скоростью электронного потока,

$$P_{ср} = \frac{U_{m_1}^2}{2} \cdot \xi_1 I \frac{1 - \frac{\theta_{01}}{2} \sin \theta_{01} - \cos \theta_{01}}{\theta_{01}^2}. \quad (7.2.8)$$

Таким образом, зазор, пронизываемый электронным потоком, обладает некоторой активной проводимостью, называемой проводимостью электронной нагрузки зазора $g_{эл}$:

$$g_{эл} = \frac{2P_{ср}}{U^2_{m_1}} = \frac{I}{E_a} \frac{1 - \frac{\theta_{01}}{2} \sin \theta_{01} - \cos \theta_{01}}{\theta_0^2}. \qquad (7.2.9)$$

На рис. 7.2.3 представлен график функции $\frac{E_a}{I} \cdot g_{эл} = f(\theta_{01})$. Из рисунка видно, что максимального значения проводимость электронной нагрузки достигает при $\theta_{01} \cong \pi$. При этом она равна $g_{эл\ макс} \cong 0{,}2 \frac{I}{E_a}$. Отношение $\frac{I}{E_a}$ в современных клистронах имеет порядок $50 \cdot 10^{-6} \frac{1}{ом}$. Следовательно, $g_{эл\ макс} \cong 10 \cdot 10^{-6} \frac{1}{ом}$. Таким образом, резонатор-группирователь шунтируется сопротивлением порядка сотен тысяч ом.

Интересно отметить, что при углах пролета, лежащих в интервалах $2\pi - 3\pi$, $4\pi - 5\pi$ и т. д., проводимость электронной нагрузки становится отрицательной. Это означает, что непрерывный электронный поток, пронизывающий зазор между сетками резонатора, может поддерживать в нем, при соответствующих значениях угла пролета, незатухающие колебания. Такого рода простейший генератор называется монотроном. Практического значения монотроны пока не имеют из-за весьма низкого к. п. д.

§ 7.3. Электронный ток в пространстве группирования и анализ тока улавливателя

На рис. 7.3.1 изображена пространственно-временная диаграмма движения электронов в пространстве группирования. Из этой диаграммы видно, что число электронов, проходящих через любое сечение пространства группирования, изменяется периодически с частотой напряжения, действующего на сетках группирователя. Иными словами, электронный ток, проходящий через любое сечение пространства группирования, есть периодическая функция времени.

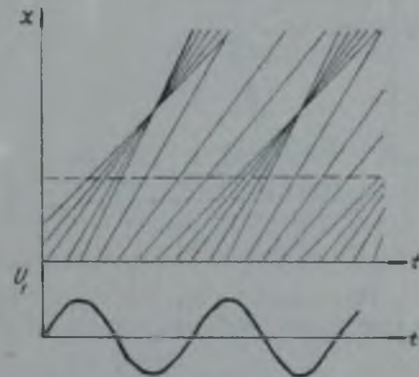


Рис. 7.3.1.

Определим электронный ток в сечении пространства взаимодействия, перпендикулярном направлению движения электронов и находящемся на расстоянии x от группирователя. Пусть эмиссионный ток катода есть $I_к$. Пройдя сквозь две сетки группирователя, этот ток уменьшится до величины $I = k_c I_к$ за счет захвата части электронов положительно заряженными проводами сеток. Величина $k_c = k_{c_1} \cdot k_{c_2}$, где k_{c_1} и k_{c_2} — коэффициенты прозрачности первой и второй сеток. Приближенно коэффициент прозрачности сетки может быть определен как отношение суммарной площади отверстий сетки ко всей площади сетки. Обычно эта величина имеет порядок 0,7—0,9.

Заряд $dq_1 = I dt_1$, покинувший группирователь за время dt_1, начнет проходить сечение x в момент $t_2 = t_1 + t_{пр}$, где $t_{пр}$ — время пролета в пространстве группирования, и полностью пройдет через это сечение за время dt_2.

Следовательно,

$$dq_1 = I\,|dt_1| = i_{(x)} |dt_2|.$$

Отсюда электронный ток в сечении x

$$i_{(x)} = I \left| \frac{dt_1}{dt_2} \right| = \frac{I}{\left| \frac{dt_2}{dt_1} \right|}. \qquad (7.3.1)$$

Значение величины dt_2 в полученной формуле должно браться абсолютным, так как если оно оказывается отрицательным (как показано на рис. 7.3.2), то это означает не изменение направления движения зарядов, а лишь изменение порядка прибытия электронов к данному сечению, вследствие того, что электроны, вылетавшие позже, обгоняют ранее вылетевшие (электрон № 3 на рис. 7.3.2).

Определим время пролета $t_{пр}$ как функцию времени t_1:

$$t_{пр} = \frac{x}{v} = \frac{x}{v_0(1 + 0{,}5\beta_1\xi_1 \sin\omega t_1)}.$$

Величина $\frac{x}{v_0} = t_{пр_0}$ есть время пролета электрона, не подвергшегося в группирователе ни ускорению, ни замедлению:

$$t_{пр} = t_{пр_0}\frac{1}{1 + 0{,}5\beta_1\xi_1\sin\omega t_1} \simeq t_{пр_0}(1 - 0{,}5\beta_1\xi_1 \sin\omega t_1);$$

$$\frac{dt_2}{dt_1} = \frac{d(t_1 + t_{пр})}{dt_1} = \frac{dt_{пр}}{dt_1} + 1. \qquad (7.3.1а)$$

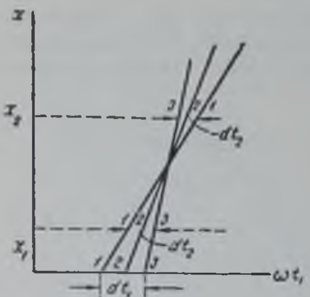


Рис. 7.3.2.

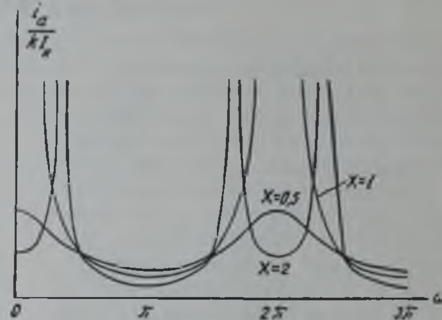


Рис. 7.3.3.

Подставляя в это выражение найденное значение для времени пролета и выполняя дифференцирование, получим

$$\frac{dt_2}{dt_1} = 1 - 0{,}5\beta_1\xi_1\omega t_{пр_0}\cos\omega t_1.$$

Следовательно, электронный ток в сечении x будет равен

$$i_{(x)} = \frac{I}{|1 - 0{,}5\beta_1\xi_1\omega t_{пр_0}\cos\omega t_1|}.$$

Величина $\omega t_{пр_0}$ представляет собой угол пролета невозмущенного электрона от середины зазора группирователя до сечения x.

Введем обозначения:

$$\left.\begin{aligned} \omega t_{пр_0} &= \psi_0; \\ 0{,}5\beta_1\xi_1\psi_0 &= X. \end{aligned}\right\} \qquad (7.3.2)$$

Используя эти обозначения, получим

$$i_{(x)} = \frac{I}{|1 - X\cos\omega t_1|}. \qquad (7.3.3)$$

Величина X называется параметром группирования, так как включает в себя все величины, определяющие степень сгруппированности электронов в любом данном сечении.

На рис. 7.3.3 представлена графически зависимость электронного тока в сечении x от времени при различных значениях параметра группирования. При $X \geqslant 1$ в отдельные моменты электронный ток обращается в бесконечность. Это означает, что в каждую точку сечения x в один момент одновременно прибывают электроны, покинувшие группирователь в разное время. В действительности, разумеется, электронный ток в эти моменты будет сохранять конечное значение, так как одновременное прибытие в данную точку нескольких электронов невозможно вследствие сил взаимного отталкивания, которые не учитывались в проведенном анализе.

Расположим сетки улавливателя по обе стороны сечения x. Движение зарядов между сетками создает наведенный ток, протекающий, как это показано на рис. 7.3.4, противофазно электронному току. Если резонатор-улавливатель настроен на частоту ω наведенного тока, то на его сетках возникает синусоидальное переменное напряжение, совпадающее по фазе с наведенным током, следовательно,—противофазное, тормозящее по отношению к переменной составляющей электронного тока. При этом некоторая часть энергии электронного потока будет отдаваться полю резонатора-улавливателя, поддерживая в нем незатухающие колебания.

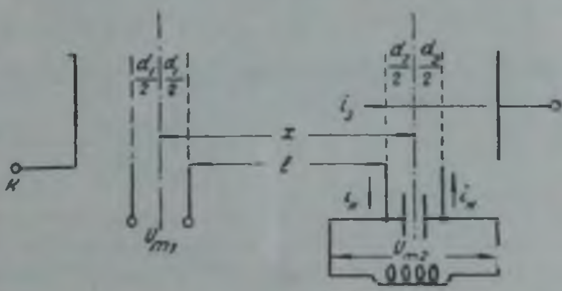


Рис. 7.3.4.

Перейдем к определению энергии, выделяемой сгруппированным электронным потоком в улавливателе. Пусть в момент t в тормозящее поле улавливателя $\frac{U_{m2}}{d_2}\sin(\omega t - \varphi)$ вступает элементарный заряд dq. Тогда на бесконечно малом участке пути dx_2, находящемся между сетками улавливателя, он отдаст энергию

$$dw = dq \cdot \frac{U_m \sin(\omega t - \varphi)}{d_2} \cdot dx_2.$$

Поскольку переменная составляющая скорости электронов относительно мала ($0.5\beta_1\xi_1 \ll 1$), можно принять

$$dx_2 = v_0(1 + 0{,}5\beta_1\xi_1 \sin \omega t_1)\, dt \cong v_0 dt = \frac{v_0}{\omega} \cdot d\omega t.$$

Энергия, отданная элементарным зарядом, прошедшим зазор, будет равна

$$w = dq \int\limits_{\omega t - \alpha_2}^{\omega t} \frac{v_0}{d_2 \omega} \cdot U_{m2} \sin(\omega t - \varphi)\, d\omega t.$$

Здесь α_2 — реальный угол пролета между сетками улавливателя, который, в качестве нулевого приближения, примем равным фиктивному углу пролета $\theta_{02} = \frac{\omega d_2}{v_0}$. В таком случае

$$w = dq \frac{U_{m2}}{\theta_{02}} \int\limits_{\omega t - \theta_{02}}^{\omega t} \sin(\omega t - \varphi)\, d\omega t = dq \cdot U_{m2} \frac{\sin\frac{\theta_{02}}{2}}{\frac{\theta_{02}}{2}} \sin\left(\omega t - \frac{\theta_{02}}{2} - \varphi\right).$$

Заменяя текущее время t временем прохождения элементарным зарядом середины зазора между сетками улавливателя $t_2 = t - \frac{\theta_{02}}{2\omega}$ и вводя обозначение

$$\beta_2 = \frac{\sin \frac{\theta_{02}}{2}}{\frac{\theta_{02}}{2}},$$

получим

$$w = dq\beta_2 U_{m_2} \sin(\omega t_2 - \varphi).$$

Таким образом, вводя коэффициент β_2, сводим реальный зазор в улавливателе к фиктивному зазору бесконечно малой ширины, расположенному в середине реального зазора.

Используя равенство (7. 3. 1), получим

$$w = i_x \cdot \beta_2 U_{m_2} \sin \omega t_2\, dt_2 = p_{э.л} \cdot dt_2,$$

где $p_{э.л}$ — мгновенная мощность, отдаваемая электронным потоком резонатору-улавливателю;

$$p_{э.л} = \frac{\beta_2 I U_{m_2}}{|1 - X \cos \omega t_1|} \sin(\omega t_2 - \varphi).$$

Средняя мощность

$$P_{э.л} = \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} \frac{\beta_2 I U_{m_2} \sin(\omega t_2 - \varphi)}{|1 - X \cos(\omega t_2 - \psi_0)|}\, d\omega t_2 = \frac{U_{m_2} I_{н_1}}{2};$$

$I_{н_1}$ есть амплитуда первой гармоники разложения в тригонометрический ряд наведенного тока, равного, при сделанных допущениях, электронному току в сечении x. Это разложение дает следующий бесконечный ряд:

$$i_{(x)} = \frac{\beta_2 I}{|1 - X \cos(\omega t_2 - \psi_0)|} = \beta_2 I \left[1 + 2 \sum_{k=1}^{k=\infty} J_k(kX) \cos(k\omega t_2 - k\psi_0)\right], \quad (7.3.4)$$

где k — номер гармоники, $J_k(kX)$ — функция Бесселя порядка k от аргумента X.

Первая гармоника наведенного тока обратна по фазе первой гармонике электронного тока

$$i_{н_1} = -\beta_2 I \cdot 2J_1(X) \cos(\omega t_2 - \psi_0) = \beta_2 I \cdot 2J_1(X) \sin\left(\omega t_2 - \frac{\pi}{2} - \psi_0\right).$$

Напряжение на сетках улавливателя совпадает по фазе с первой гармоникой наведенного тока, следовательно,

$$\omega t_2 - \varphi = \omega t_1 + \psi_0 - \varphi = \omega t_1 - \frac{\pi}{2}.$$

Отсюда фазовый сдвиг между напряжениями на сетках группирователя и улавливателя равен

$$\varphi = \psi_0 + \frac{\pi}{2}. \quad (7.3.5)$$

Средняя мощность, отдаваемая электронным потоком улавливателю,

$$P_{э.л} = \frac{U_{m_2} I_{н_1}}{2} = U_{m_2} \cdot I \cdot \beta_2 J_1(X). \quad (7.3.6)$$

Эмиссионный ток катода, прежде чем совершить полезную работу в улавливателе, пройдет две сетки группирователя и одну сетку улавливателя, уменьшившись вследствие оседания электронов на проводах сетки до величины $I = k_c I_k = k_{c_1} k_{c_2} k_{c_3} I_\kappa$.

Вводя обозначение $\xi_2 = \frac{U_{m_2}}{E_a}$, получим окончательно:

$$P_{эл} = k_c \beta_2 \xi_2 J_1(X) E_a \cdot I_\kappa. \tag{7.3.7}$$

Коэффициент полезного действия электронного потока

$$\eta_{эл} = k_c \beta_2 \xi_2 J_1(X). \tag{7.3.8}$$

Эти энергетические показатели зависят от значения функции Бесселя первого порядка, имеющей максимум $J_1(X)_{\text{макс}} = 0{,}58$ при $X_{\text{опт}} = 1{,}84$:

$$\left.\begin{aligned} P_{эл\ \text{макс}} &= 0{,}58\, k_c \beta_2 \xi_2 E_a \cdot I_\kappa; \\ \eta_{эл\ \text{макс}} &= 0{,}58\, k_c \beta_2 \xi_2. \end{aligned}\right\} \tag{7.3.9}$$

Оптимальное значение параметра группирования может быть получено соответствующим выбором напряжения на сетках группирователя. Параметр группирования выражается произведением:

$$X = 0{,}5\, \beta_1 \xi_1 \psi_0.$$

Если расстояние между сетками группирователя есть d_1, между сетками улавливателя — d_2, расстояние же от выходной сетки группирователя до входной сетки улавливателя — l, то угол пролета ψ_0 определяется равенством:

$$\psi_0 = 2\pi \frac{500}{\lambda \sqrt{E_a}} \left(\frac{d_1}{2} + \frac{d_2}{2} + l \right) \tag{7.3.10}$$

и

$$U_{m_1\ \text{опт}} = \frac{3{,}68\, E_a}{\beta_1 \psi_0}. \tag{7.3.11}$$

Прохождение наведенного тока обусловлено движением электронов от входной сетки улавливателя к выходной. Для того, чтобы это движение могло иметь место, необходимо, чтобы энергия, отдаваемая электронами полю улавливателя, была меньше энергии, которой они обладают, т. е. $eU_{m_2} < eE_a$. Отсюда следует, что $\xi_2 < 1$. Угол пролета через улавливатель имеет обычно порядок $\frac{\pi}{2}$, что соответствует $\beta_2 \simeq 0{,}9$, общий коэффициент прозрачности трех сеток $k_c \cong 0{,}5$. Если принять предельное значение коэффициента использования $\xi_2 = 1$, то максимальные мощности и к. п. д. будут иметь порядок:

$$\left.\begin{aligned} P_{эл\ \text{макс}} &\cong 0{,}25\, E_a I_\kappa; \\ \eta_{эл\ \text{макс}} &\cong 0{,}25. \end{aligned}\right\} \tag{7.3.12}$$

Экспериментальные данные подтверждают невозможность получения больших значений мощности и к. п. д. от клистронного генератора. Обычно к. п. д. оказывается еще меньшим, имея порядок 10—15%. Это обстоятельство ограничивает использование клистронных генераторов областью сравнительно небольших мощностей, порядка 20—30 ватт в непрерывном режиме и 15—20 киловатт в импульсном.

Большими преимуществами клистронного генератора перед триодными являются:

1. Малая мощность, требуемая от возбудителя.

2. Полное разделение входной и выходной цепей, обеспечивающее устойчивую работу генератора при внешнем возбуждении и отсутствие реакции на возбудитель.

3. Возможность эффективного использования в качестве умножителя частоты.

Последнее положение рассматривается ниже.

§ 7.4. Работа клистронного генератора в качестве умножителя частоты

В тех случаях, когда от генератора требуется высокая стабильность частоты, часто используется генератор с внешним возбуждением, работающий в режиме умножителя частоты. При этом возбудитель работает на частоте в несколько раз меньшей, чем рабочая, что позволяет существенно повысить стабильность частоты. При работе генератора в режиме умножения частоты его колебательный контур, в данном случае резонатор-улавливатель, настраивается на соответствующую гармонику наведенного тока. Определим величину амплитуды гармоники порядка k:

$$I_{нk} = \beta_{2k} \cdot k_c I_к \cdot 2J_k(kX). \tag{7.4.1}$$

Здесь

$$\beta_{2k} = \frac{\sin\frac{k\,\theta_{02}}{2}}{\frac{k\,\theta_{02}}{2}}. \tag{7.4.2}$$

Выше было показано, что при $X > 1$ электронный и наведенный токи резко несинусоидальны. Вследствие этого максимальные амплитуды гармоник убывают с ростом порядка гармоник весьма медленно.

В таблице 7.4.1 приведены оптимальные значения параметра группирования и максимальные значения амплитуд гармоник наведенного тока.

Таблица 7.4.1

	1	2	3	4	5	10
$X_{опт}$	1,84	1,52	1,40	1,33	1,28	1,20
$\frac{I_{нk}}{\beta_{2к} I_k k_c}$	0,58	0,49	0,43	0,40	0,37	0,30
$\frac{I_{нk}}{I_{н1}}$	1.0	0,84	0,74	0,69	0,64	0,52

Из этой таблицы следует, что даже при десятикратном умножении частоты мощность и к. п. д. уменьшаются только в два раза по сравнению с режимом усиления. Таким образом, используя двух-трехкаскадный клистронный генератор, можно получить сантиметровые волны от автогенератора, стабилизованного кварцем.

РАЗДЕЛ III

ГЕНЕРАТОРЫ С САМОВОЗБУЖДЕНИЕМ

Глава 8

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЛАМПОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С САМОВОЗБУЖДЕНИЕМ

В предыдущих главах были рассмотрены вопросы работы высокочастотных генераторов с внешним возбуждением, т. е. таких генераторов, частота колебаний которых определялась частотой колебаний, подведенных извне к управляющей сетке лампы генератора. В генераторах с самовозбуждением частота колебаний определяется его собственными параметрами.

Устройства, генерирующие длительное время незатухающие колебания без подведения к ним колебаний извне, называются автоколебательными системами. Существует много различных видов автоколебательных систем, обеспечивающих получение как синусоидальных, так и несинусоидальных колебаний. В качестве высокочастотных генераторов с самовозбуждением в радиопередающих устройствах применяются автоколебательные системы, генерирующие синусоидальные колебания при помощи колебательного контура (или системы контуров) с достаточно высоким качеством. Кроме колебательного контура, автоколебательная система обязательно должна содержать нелинейный элемент, поскольку в линейных системах не могут существовать свободные незатухающие синусоидальные колебания. В пассивных линейных системах амплитуда собственных колебаний из-за потерь будет непрерывно убывать с течением времени, в активных — убывать или нарастать. В активных нелинейных системах рост амплитуды колебаний ограничивается нелинейным элементом.

Различные генераторы с самовозбуждением отличаются друг от друга схемой колебательной системы и видом нелинейного элемента. Колебательная система генератора может состоять из одного или нескольких колебательных контуров с сосредоточенными емкостями и индуктивностями либо из систем с распределенными параметрами (отрезки длинных линий или полые резонаторы). Нелинейным элементом в большинстве радиотехнических генераторов с самовозбуждением служит электровакуумный прибор, электрическая проводимость которого обусловлена электронным потоком (триоды, клистроны, магнетроны и др.).

Генератор с самовозбуждением является обязательным элементом любого передатчика. Передатчики длинных, средних и коротких волн, используемые главным образом для радиосвязи, строятся многокаскадными. Они состоят из нескольких последовательно включенных генераторов с внешним возбуждением. Первичным источником колебаний служит генератор с самовозбуждением, называемый возбудителем. Последний, как правило, является маломощным генератором, определяющим частоту генерируемых передатчиком колебаний. Основное требование, которое предъявляется к возбудителю колебаний, как к генератору с самовозбуждением, состоит в обеспечении высокой стабильности частоты развиваемых им колебаний. Вопрос о мощности и к. п. д. возбудителя большого значения не имеет, поскольку мощность и к. п. д. многокаскадного передатчика определяются в основном выходным каскадом.

В диапазоне СВЧ проблема конструирования мощных генераторов с внешним возбуждением представляет значительные трудности. Поэтому на сверхвысоких частотах основное распространение получили однокаскадные передатчики, состоящие из одного генератора с самовозбуждением. Такой генератор решает обе задачи, стоящие перед передатчиком: создание колебаний достаточно большой мощности при высоком к. п. д. и обеспечение достаточно высокой стабильности частоты. В дальнейшем основное внимание будет уделено вопросам работы именно мощных генераторов с самовозбуждением. Попутно будут затронуты также и вопросы работы возбудителей колебаний.

§ 8. 1. Квазилинейный метод рассмотрения автоколебательных систем

Рассмотрим сначала вопрос о самовозбуждении автоколебательной системы с одной степенью свободы. В этом случае колебательная система будет представлять собой обычный колебательный контур, состоящий из конденсатора и катушки самоиндукции. Эквивалентная схема такой автоколебательной системы может быть представлена в виде, изображенном на рис. 8.1.1, где $R_э$ — эквивалентное сопротивление контура и $\bar{z}$ — нелинейный элемент.

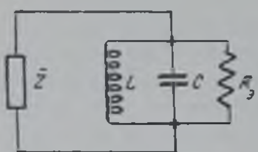


Рис. 8.1.1.

Наличие нелинейного элемента в автоколебательной системе приводит к значительному усложнению при рассмотрении процессов, протекающих в этой системе. Последнее объясняется тем обстоятельством, что дифференциальное уравнение, описывающее поведение такой системы, оказывается нелинейным.

Действительно, если обозначить через u мгновенное значение напряжения на контуре, через $i = f(u)$ — ток в нелинейном элементе (если этот элемент безинерционный) и через i_L — ток в индуктивной ветви, то для рассматриваемой схемы будем иметь следующее дифференциальное уравнение:

$$i = \frac{u}{R_э} + C\frac{du}{dt} + i_L. \qquad (8.1.1)$$

Так как

$$u = L\frac{di_L}{dt},$$

после дифференцирования и несложных преобразований уравнение (8. 1. 1) принимает вид:

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{1}{R_эC}\frac{du}{dt} + \frac{1}{LC}u = \frac{1}{C}f'(u)\frac{du}{dt}. \qquad (8.1.2)$$

Полученное уравнение является основным уравнением, описывающим поведение самовозбуждающегося генератора с одной степенью свободы; его правая часть содержит нелинейную функцию $S(u) = f'(u)$, характеризующую свойства нелинейного элемента.

Точное решение уравнения (8. 1. 2) в общем виде не найдено, поэтому широкое распространение получили различные приближенные методы его решения, основанные на предположении, что возникающие в рассматриваемой автоколебательной системе колебания достаточно близки к синусоидальным, т. е. когда нелинейный член $\frac{1}{C} f'(u) \frac{du}{dt}$ и член, учитывающий потери, $\frac{1}{R_э C} \frac{du}{dt}$ — достаточно малы по сравнению с другими членами.

Если в нулевом приближении этими малыми членами пренебречь, то приближенное уравнение

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{1}{LC} u = 0$$

имеет решение в виде

$$u = A \sin(\omega t + \varphi),$$

где $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ — частота колебаний;

A и φ — соответственно амплитуда и начальная фаза колебания, зависящие от начальных условий.

Но только нулевым приближением ограничиться невозможно, поскольку получающееся решение не отвечает существу дела. А именно, амплитуда колебаний, полученная из решения такого уравнения, оказывается зависящей от начальных условий, тогда как в автоколебательных системах амплитуда колебаний от них не зависит, а определяется внутренними свойствами автоколебательной системы. Поэтому необходимо искать решение полного уравнения с учетом малых членов.

Основной вклад в дело разработки приближенных методов решения нелинейных дифференциальных уравнений и их обоснование сделан советскими учеными. В начале 30-х годов в трудах академиков А. А. Андронова, Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси был разработан метод нахождения и исследования периодических решений для автоколебательных систем при помощи рядов (так называемый метод малого параметра). Этот метод решения нелинейного уравнения основан на работах знаменитого русского математика А. М. Ляпунова и французского ученого А. Пуанкаре и подробно изложен в книге «Теория колебаний» А. А. Андронова и С. Э. Хайкина. Метод малого параметра сложен для практического использования, однако он имеет весьма большое значение, позволяя найти решение с любой степенью точности, тогда как при других методах находится только первое приближение. Основное достоинство метода малого параметра заключается в том, что он является вполне строгим с математической точки зрения. Другие же способы нахождения решения нелинейного уравнения содержат допущения, которые могут быть обоснованы только более строгими методами.

Тогда же, в 30-х годах академик Н. М. Крылов и профессор Н. Н. Боголюбов предложили символический метод решения нелинейных задач, который получил дальнейшее развитие в послевоенные годы в работах профессора С. И. Евтянова.

Для рассмотрения нестационарных процессов в автоколебательных системах широкое практическое применение находит метод медленно меняющихся амплитуд, строгое обоснование которого дано в работе Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, опубликованной в 1934 году.

В инженерной практике наиболее широкое применение нашел квазилинейный метод рассмотрения автоколебательных систем. Разработке этого метода посвятил большое количество работ профессор Ю. Б. Кобзарев. Обоснование квазилинейного метода дано в работах учеников академиков Л. И. Мандельштама, Н. Д. Папалекси и А. А. Андронова, в частности в работе А. Е. Безменова.

Здесь не будем рассматривать всех методов приближенного решения уравнения (8.1.2), а ограничимся только рассмотрением основных положений квазилинейного метода, сущность которого заключается в следующем.

Всякая автоколебательная система может быть представлена в виде, изображенном на рис. 8.1.2. Здесь $\bar{z}_\text{э}$ — линейный двухполюсник, параметры которого не зависят от величины приложенного к нему напряжения, тогда как $\bar{z}$ — нелинейный двухполюсник.

Пусть в такой системе возникли и установились колебания; поскольку они предполагаются близкими к синусоидальным, то напряжение u на двухполюсниках $\bar{z}_\text{э}$ и $\bar{z}$ в первом приближении может быть записано в виде

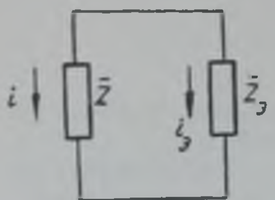


Рис. 8.1.2.

$$u = U_m \sin \omega t,$$

где U_m — амплитуда напряжения;

ω — угловая частота генерируемых колебаний.

Это напряжение обуславливает вполне определенные токи в двухполюсниках $\bar{z}_\text{э}$ и $\bar{z}$. Ток, вызываемый синусоидальным напряжением в нелинейном двухполюснике $\bar{z}$, уже не будет синусоидальным. Однако в установившемся состоянии ток через нелинейное сопротивление является периодической функцией времени, а потому он может быть представлен в виде постоянной составляющей, первой и высших гармоник:

$$i = I_0 + I_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + \sum_{k=2}^{\infty} I_k \sin(k\omega t + \varphi_k).$$

Величины I_0, $I_1, \ldots, I_k$, а также и φ_k будут зависеть в общем случае от амплитуды и частоты приложенного напряжения.

Ток, вызываемый приложенным напряжением в линейном двухполюснике, в первом приближении должен быть чисто синусоидальным:

$$i_\text{э} = I_{\text{э}_0} + I_\text{э} \sin(\omega t + \varphi_\text{э}).$$

Из рассматриваемой же схемы (рис. 8.1.2) следует:

$$i + i_\text{э} = 0. \tag{8.1.3}$$

Однако это равенство не может быть соблюдено точно, потому что $i_\text{э}$ содержит только члены частоты ω, тогда как i содержит и высшие гармоники. При квазилинейном методе высшими гармониками пренебрегают и условие равенства токов в обеих ветвях записывают для постоянных составляющих и первых гармоник:

$$I_0 + I_{\text{э}_0} = 0$$

и

$$I_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + I_\text{э} \sin(\omega t + \varphi_\text{э}) = 0.$$

Для дальнейшего представляет интерес лишь второе из приведенных условий. Если ввести комплексные амплитуды, то второе условие можно переписать в виде

$$\overline{I}_1 + \overline{I}_э = 0. \tag{8.1.4}$$

Это условие выполняется только в установившемся состоянии и потому оно носит название условия стационарности. Условие (8. 1. 4) удобнее записать в другом виде.

Пусть $\overline{y}_э(\omega)$ — комплексная проводимость колебательной системы; тогда будем иметь:

$$\overline{I}_э = \overline{U}_m \cdot \overline{y}_э(\omega),$$

или

$$\frac{\overline{I}_1}{\overline{U}_m} + \overline{y}_э(\omega) = 0 \tag{8.1.5}$$

Величина $\dfrac{\overline{I}_1(U_m, \omega)}{\overline{U}_m} = \overline{y}(U_m, \omega)$ имеет размерность проводимости и называется электронной проводимостью, поскольку в качестве нелинейных элементов в настоящее время используются лампы, в которых проводимость обусловливается электронным потоком.

Уравнение (8. 1. 5) при этом переписывается в виде

$$\overline{y}(U_m, \omega) + \overline{y}_э(\omega) = 0. \tag{8.1.6}$$

Разделяя вещественные и мнимые части, получим два уравнения, которые связывают амплитуду U_m и частоту ω колебаний с параметрами колебательной системы и нелинейного элемента. Если заданы параметры колебательной системы и нелинейного элемента, то из этих уравнений могут быть найдены возможные амплитуды и частоты генерируемых колебаний.

С помощью уравнения (8. 1. 6) можно решить и обратную задачу: найти параметры колебательной системы и нелинейного элемента, обеспечивающие получение колебаний заданной частоты и амплитуды.

Такова идея квазилинейного метода.

Однако одним только решением уравнения (8.1.6) задача рассмотрения поведения автоколебательной системы не ограничивается. Возникают еще следующие проблемы.

Во-первых, всегда ли уравнение (8.1.6) имеет решение? Очевидно, если уравнение решения не имеет, то в схеме не может возникнуть колебаний. Из ответа на первый вопрос находятся условия, налагаемые на параметры двухполюсников, обеспечивающие самовозбуждение системы.

Во-вторых, если уравнение (8. 1. 6) имеет решение, то еще неизвестно, будут ли существовать длительное время колебания, соответствующие этому решению. Ответ на второй вопрос дает рассмотрение устойчивости полученного решения.

В-третьих, уравнение (8. 1. 6) может иметь несколько решений, т. е. в системе возможны различные колебания. При этом возникает вопрос, какие колебания в схеме установятся при ее включении. Ответ на него иногда дает рассмотрение устойчивости решений. Если устойчивых решений оказывается несколько, то вопрос о том, какое из колебаний установится, решается рассмотрением процесса установления стационарного состояния.

Таким образом, процесс установления колебаний является четвертой проблемой, возникающей при рассмотрении автоколебательной системы. Эта проблема важна не только в случае наличия нескольких решений, а также и при единственном решении уравнения (8.1.6), особенно при работе автоколебательной системы короткими импульсами, когда время установления колебаний может оказаться сравнимым с длительностью импульса.

Такие проблемы возникают при изучении любого генератора с самовозбуждением.

Рассмотрим применение квазилинейного метода на примере одноконтурного лампового генератора с самовозбуждением.

§ 8.2. Условие стационарности и условие самовозбуждения одноконтурного лампового генератора

Простейшая схема лампового генератора с самовозбуждением имеет вид, изображенный на рис. 8.2.1.

Чтобы выявить более четко основные черты квазилинейного метода, введем предварительно ряд упрощающих предположений. В дальнейшем некоторые из этих предположений будут отброшены.

Положим прежде всего, что инерцией электронов можно пренебречь, т. е. будем считать анодный ток лампы функцией только мгновенных значений напряжений на ее электродах. Кроме того, допустим, что сеточный ток весьма мал (что имеет место в недонапряженном режиме) и его влиянием также можно пренебречь.

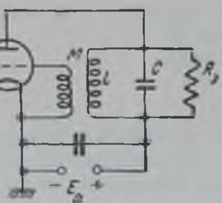


Рис. 8.2.1.

Если в схеме возникнут колебания, то при этих предположениях в установившемся состоянии первая гармоника анодного тока может быть представлена в виде

$$\overline{I}_{a_1} = S_{ср}(\overline{U}_{mg} + D\overline{U}_{ma}). \tag{8.2.1}$$

где: $\overline{U}_{mg}$ — комплексная амплитуда переменного напряжения на сетке;
$\overline{U}_{ma}$ — комплексная амплитуда переменного напряжения на аноде;
$S_{ср} = \frac{S}{\alpha_1}$ — средняя крутизна.

В рассматриваемой схеме напряжения на сетке и на аноде генераторной лампы связаны условием:

$$\overline{U}_{mg} = \frac{M}{L}\overline{U}_{ma}, \tag{8.2.2}$$

поэтому выражение (8. 2. 1) можно переписать в виде

$$\overline{I}_{a_1} = S_{ср}\left(\frac{M}{L} + D\right)\cdot\overline{U}_{ma}.$$

Отсюда электронная проводимость равна

$$\overline{y} = \frac{\overline{I}_{a_1}}{\overline{U}_{ma}} = \left(\frac{M}{L} + D\right)S_{ср} \tag{8.2.3}$$

и условие стационарности может быть написано в виде

$$\frac{\overline{I}_{a_1}}{\overline{U}_{ma}} + \frac{1}{\overline{z}_э} = 0.$$

Подставляя в это выражение значение электронной проводимости из (8. 2. 3) и учитывая, что

$$\frac{1}{\overline{z}_э} = \frac{1}{R_э} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right),$$

получим

$$S_{\text{ср}}\left(\frac{M}{L}+D\right)+\frac{1}{R_э}+j\left(\omega C-\frac{1}{\omega L}\right)=0,$$

откуда после разделения вещественной и мнимой частей получаем следующие два условия:

$$\omega C-\frac{1}{\omega L}=0;$$

$$S_{\text{ср}}\left(\frac{M}{L}+D\right)+\frac{1}{R_э}=0.$$

Из первого условия следует, что частота генерируемых колебаний равна собственной частоте контура в анодной цепи:

$$\omega=\frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Из второго условия вытекает, что колебания в схеме могут возникнуть только при определенной величине взаимоиндукции между катушками в анодной и сеточной цепях. Очевидно, что для выполнения этого условия необходимо иметь

$$\frac{M}{L}=-k<0,$$

т. е. переменные напряжения на аноде и на сетке должны быть в противофазе. Величина

$$k=-\frac{U_{mg}}{U_{ma}}=-\frac{M}{L}$$

называется коэффициентом обратной связи.

Таким образом, второе условие переписывается в виде

$$(k-D)\,S_{\text{ср}}R_э=1,$$

из которого может быть найдена амплитуда колебаний, так как средняя крутизна является функцией этой амплитуды.

В рассматриваемом примере коэффициент обратной связи и средняя крутизна предполагались вещественными. В общем случае эти величины могут быть комплексными. Комплексность коэффициента обратной связи обусловлена наличием потерь в цепи обратной связи и цепи сетки. Средняя же крутизна может быть комплексной вследствие наличия гармоник напряжения на контуре, когда фаза первой гармоники анодного тока не будет совпадать с фазой напряжения $\overline{U}_{mg}+D\overline{U}_{ma}$, а также вследствие влияния инерции электронов. Последнее обстоятельство будет существенно сказываться в случае достаточно высокой частоты генерируемых колебаний. Впервые понятие комплексной средней крутизны ввел профессор Ю. Б. Кобзарев в 1931 году.

При комплексных величинах $\overline{k}$ и $\overline{S}_{\text{ср}}$ условие стационарности может быть записано в виде

$$(\overline{k}-D)\,\overline{S}_{\text{ср}}\overline{z}_э=1.$$

Это условие может быть также разбито на два:

$$|\overline{k}-D|\cdot|\overline{S}_{\text{ср}}|\cdot|\overline{z}_э|=1 \tag{8.2.4}$$

и

$$\varphi_{k'}+\varphi_S+\varphi_z=2n\pi\ (n=0,\,1,\,2,\,\ldots), \tag{8.2.5}$$

где положено:

$$\bar{k} - D = |\bar{k} - D| \cdot e^{j\varphi_{k'}};$$

$$\bar{S}_{\text{ср}} = |\bar{S}_{\text{ср}}| \cdot e^{j\varphi_S};$$

$$\bar{z}_{\text{э}} = |\bar{z}_{\text{э}}| \cdot e^{j\varphi_z},$$

причем

$$\bar{k} = -\frac{\bar{U}_{mg}}{\bar{U}_{ma}}$$

Следует заметить, что обычно величины фазовых сдвигов мало зависят от амплитуды колебаний, а определяются главным образом частотой генерируемых колебаний. Поэтому уравнение (8. 2. 5) определяет частоту генерируемых колебаний. Величина же средней крутизны существенно зависит от амплитуды, следовательно, уравнение (8. 2. 4) определяет амплитуду генерируемых колебаний. Иногда эти уравнения называют соответственно условием баланса фаз и условием баланса амплитуд.

Из условия существования решения уравнений (8. 2. 4) и (8. 2. 5) могут быть получены условия самовозбуждения генератора.

Рассмотрим сначала условие существования решения уравнения (8. 2. 4), т. е. условия самовозбуждения по амплитуде. Как известно, средняя крутизна всегда меньше статической:

$$|\bar{S}_{\text{ср}}| < S,$$

поэтому условие баланса амплитуд может быть переписано в виде

$$|\bar{k} - D| > \frac{1}{S|\bar{z}_{\text{э}}|}. \qquad (8.2.6)$$

Полученное неравенство говорит о том, что в схеме с заданной лампой и колебательным контуром колебания возникают только при достаточно большом по абсолютной величине коэффициенте обратной связи. Условие самовозбуждения по фазе определяется из условия существования решения уравнения баланса фаз.

В условии баланса фаз фаза сопротивления нагрузки лежит в пределах

$$-\frac{\pi}{2} < \varphi_z < \frac{\pi}{2}, \qquad (8.2.7)$$

поскольку сопротивление нагрузки содержит только положительные активные сопротивления. Фаза средней крутизны есть величина при заданной амплитуде и частоте вполне определенная. Фаза же коэффициента обратной связи в принципе может быть получена любой величины.

Однако самовозбуждение будет не при любой фазе коэффициента обратной связи. Действительно, из условия баланса фаз имеем

$$\varphi_{k'} + \varphi_S = 2\pi n - \varphi_z,$$

откуда, используя неравенство (8. 2. 7), получаем следующее условие самовозбуждения по фазе:

$$(4n-1)\frac{\pi}{2} < \varphi_{k'} + \varphi_S < (4n+1)\frac{\pi}{2}, \quad (n = 0, 1, 2 \ldots). \qquad (8.2.8)$$

В частности, если фаза средней крутизны равна нулю и $n = 0$, то имеем

$$-\frac{\pi}{2} < \varphi_{k'} < \frac{\pi}{2},$$

т. е. для самовозбуждения генератора фаза коэффициента обратной связи не должна превышать по абсолютной величине $\frac{\pi}{2}$.

Эти условия самовозбуждения можно получить и из энергетических соотношений.

Мощность, развиваемая лампой, равна

$$P = -\frac{1}{2} I_{a_1} \cdot U_{ma} \cdot \cos \varphi,$$

где φ — сдвиг по фазе между первой гармоникой анодного тока I_{a_1} и переменным напряжением на аноде U_{ma}. Знак минус означает, что лампа не потребляет, а отдает мощность.

Первая гармоника анодного тока связана с переменным напряжением на аноде следующим соотношением:

$$\overline{I}_{a_1} = -(\overline{k} - D)\,\overline{S}_{\text{ср}} \overline{U}_{ma},$$

поэтому сдвиг по фазе между $\overline{I}_{a_1}$ и $\overline{U}_{ma}$ равен

$$\varphi = (2m+1)\pi + \varphi_{k'} + \varphi_{S}, \ (m = 0, 1, 2, \ldots). \qquad (8.2.9)$$

Для того, чтобы колебания в схеме существовали, лампа должна отдавать мощность. Поэтому необходимо иметь $P > 0$ или $\cos \varphi < 0$, т. е.

$$(2p+1)\pi - \frac{\pi}{2} < \varphi < (2p+1)\pi + \frac{\pi}{2}, \ (p = 0, 1, 2, \ldots).$$

Подставляя сюда значение φ из (8. 2. 9), будем иметь неравенство:

$$[4(p-m) - 1]\frac{\pi}{2} < \varphi_{k'} + \varphi_S < [4(p-m) + 1]\frac{\pi}{2},$$

которое после введения обозначения $p - m = n$ превращается в полученное выше выражение (8. 2. 8).

Для того, чтобы в схеме возникали колебания и нарастали до достаточно больших амплитуд, очевидно необходимо, чтобы при достаточно малых амплитудах колебаний мощность, развиваемая лампой, превосходила мощность, рассеиваемую в нагрузке. Тогда избыток мощности будет идти на увеличение энергии, запасаемой в колебательном контуре генератора, т. е. будет вести к увеличению амплитуды колебаний. При малых амплитудах $|\overline{S}_{\text{ср}}| \cong S$, поэтому мощность, развиваемая лампой, равна

$$P = \frac{1}{2} |\overline{k} - D| \cdot S U_{ma}^2 |\cos \varphi|,$$

тогда как мощность, расходуемая в контуре,

$$P_{\text{к}} = \frac{1}{2} \frac{U_{ma}^2}{|\overline{z}_{\text{э}}|} \cos \varphi_z.$$

Согласно условию баланса фаз $\cos \varphi_z = |\cos \varphi|$, поэтому условие самовозбуждения по амплитуде $P > P_{\text{к}}$ можно переписать в виде

$$|\overline{k} - D| > \frac{1}{S|\overline{z}_{\text{э}}|},$$

что совпадает с (8. 2. 6).

Часто условие баланса амплитуд рассматривают графически, что дает наглядную качественную картину. Этот способ рассмотрения явления самовозбуждения называется способом колебательных характеристик. Следует отметить, что он касается только баланса амплитуд, т. е. предполагается, что условие баланса фаз выполнено.

Условие баланса амплитуд гласит

$$I_{a_1} = \frac{U_{ma}}{R_э}.$$

При заданном сопротивлении нагрузки в анодной цепи первая гармоника анодного тока лампы является функцией напряжения возбуждения.

Зависимость амплитуды первой гармоники анодного тока от амплитуды напряжения возбуждения называется колебательной характеристикой; она может быть представлена графически в координатных осях U_{mg}, I_{a_1}, как показано на рис. 8. 2. 2. С другой стороны, протекая по колебательной системе, ток первой гармоники создает через цепь обратной связи определенное напряжение возбуждения на сетке лампы:

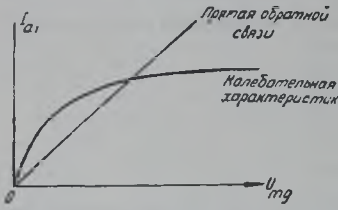


Рис. 8. 2. 2.

$$U_{mg} = kU_{ma} = kR_э I_{a_1}.$$

Величины $R_э$ и k определяются параметрами колебательной системы и цепи обратной связи и от амплитуды колебаний не зависят. Следовательно, напряжение возбуждения есть линейная функция тока первой гармоники и она может быть представлена на графике в виде прямой, проходящей через начало координат. Эта прямая называется прямой обратной связи. Поскольку прямая обратной связи связывает между собой те же величины, что и колебательная характеристика, то она может быть проведена в той же координатной системе, как это показано на рис. 8. 2. 2.

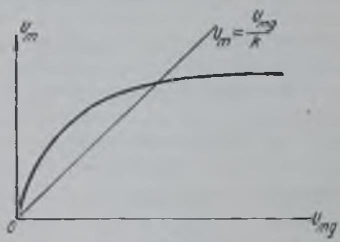


Рис. 8. 2. 3.

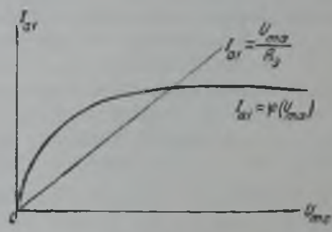


Рис. 8 2. 4.

Стационарные состояния автоколебательной системы будут определяться, очевидно, точками пересечения колебательной характеристики и прямой обратной связи, так как только в этих точках выполняется условие баланса амплитуд. Таким образом, непосредственно из графика легко найти амплитуду стационарных колебаний, если известны режим лампы (т. е. колебательная характеристика) и коэффициент обратной связи (т. е. прямая обратной связи).

Колебательную характеристику и прямую обратной связи иногда удобно строить в других координатных осях. Например по оси ординат можно отложить не первую гармонику анодного тока, а пропорциональную ей величину амплитуды колебательного напряжения на аноде (рис. 8. 2. 3):

$$U_{ma} = I_{a_1} \cdot R_э;$$

тогда прямая обратной связи определится уравнением:

$$U_{mg} = kU_{ma}.$$

Возможно и такое представление, когда по оси абсцисс вместо напряжения возбуждения откладывается колебательное напряжение на аноде (рис. 8. 2. 4). Тогда колебательная характеристика будет выражать зависимость тока первой гармоники от напряжения на аноде:

$$I_{a_1} = f(U_{mg}) = f(kU_{m.a}) = \varphi(U_{m.a}),$$

а прямая обратной связи даст зависимость колебательного напряжения на аноде от тока первой гармоники:

$$U_{ma} = R_э I_{a_1}.$$

При заданных параметрах колебательной системы, цепи обратной связи и лампы все эти графики отличаются лишь масштабом. Однако при рассмотрении случаев, когда какой-либо из параметров меняется, наиболее удобным оказывается, как правило, одно из этих представлений. Так, например, при рассмотрении клистронных генераторов с самовозбуждением удобным является именно последнее представление. Примеры использования этих колебательных характеристик будут даны ниже.

Уравнения баланса амплитуд и баланса фаз являются необходимыми условиями для существования колебаний. Однако выполнения одних только этих условий недостаточно для того, чтобы в схеме установились колебания. Кроме того, должны соблюдаться еще и условия устойчивости режима, т. е. чтобы при малых изменениях каких-либо параметров схемы или амплитуды колебаний, что неизбежно при реальной работе генератора, автоколебательная система не выходила из стационарного состояния.

§ 8. 3. Условие устойчивости по амплитуде

Условие устойчивости по амплитуде наглядно получается из энергетических соотношений.

В стационарном состоянии энергия, отдаваемая лампой, выделяется в активных сопротивлениях колебательной системы. В процессе же установления колебаний изменяется также и энергия, запасаемая в реактивных элементах колебательной системы. Поэтому условие энергетического баланса в течение процесса установления должно быть записано в виде

$$W_л = W_R + \Delta W_x, \qquad (8.3.1)$$

где: $W_л$ — энергия, отдаваемая лампой в течение некоторого интервала времени;

W_R — энергия, выделенная в активных сопротивлениях колебательной системы за тот же интервал времени;

ΔW_x — изменение энергии, запасенной в реактивных элементах колебательной системы.

Мощность, развиваемая лампой, равна

$$P = -\frac{1}{2} I_{a_1} \cdot U_{ma} \cdot \cos\varphi,$$

где: I_{a_1} — амплитуда первой гармоники анодного тока;

U_{ma} — амплитуда переменного напряжения на аноде;

φ — угол сдвига по фазе между анодным током и анодным напряжением.

Если колебательную систему представить в виде параллельного соединения активного $R_э$ и реактивного $x_э$ сопротивлений (рис. 8. 3. 1), то мощность, выделяемая в активном сопротивлении, будет равна

$$P_R = \frac{U_{ma}^2}{2R_э} = \frac{U_{ma}^2}{2z_э} \cos \varphi_z,$$

где $z_э$ — модуль полного комплексного сопротивления контура и

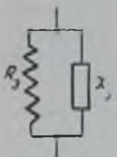
$$\operatorname{tg} \varphi_z = \frac{R_э}{x_э}.$$

Энергия, запасаемая в колебательной системе, равна

$$W_x = \frac{1}{2\omega\rho} U_{ma}^2,$$

где ρ — характеристическое сопротивление контура.

Подставляя эти выражения в условие (8. 3. 1), получим



$$-\frac{1}{2} I_{a_1} \cdot U_{ma} \cdot \cos\varphi \cdot \Delta t = \frac{U_{ma}^2}{2z_э} \cos\varphi_z \cdot \Delta t + \frac{1}{2\omega\rho} \Delta U_{ma}^2.$$

Но, согласно условию баланса фаз, $\varphi + \varphi_z = (2n + 1)\pi$, поэтому $-\cos\varphi = \cos\varphi_z > 0$; заменяя конечные приращения дифференциалами, получим

Рис. 8. 3. 1.

$$\frac{2}{\omega\rho \cos\varphi_z} \frac{dU_{ma}}{dt} = I_{a_1} - \frac{U_{ma}}{z_э}. \tag{8.3.2}$$

В стационарном состоянии

$$\frac{dU_{ma}}{dt} = 0,$$

т. е.

$$I_{a_1} = \frac{U_{ma}}{z_э},$$

что находится в соответствии с предыдущим.

При отклонениях же системы от стационарного состояния амплитуда колебаний будет меняться со временем, причем если

$$I_{a_1} - \frac{U_{ma}}{z_э} > 0,$$

то амплитуда колебаний будет нарастать (мощность, развиваемая лампой, превосходит потери в колебательной системе), если же

$$I_{a_1} - \frac{U_{ma}}{z_э} < 0,$$

то амплитуда колебаний будет уменьшаться.

Отсюда вытекает следующее условие устойчивости по амплитуде. Если при отклонении от стационарного состояния в сторону бо́льших или меньших амплитуд напряжения на аноде имеем соответственно $I_{a_1} - \frac{U_{ma}}{z_э} < 0$ или $I_{a_1} - \frac{U_{ma}}{z_э} > 0$, то такое стационарное состояние будет устойчивым, потому что амплитуда колебаний будет с течением времени приближаться к амплитуде колебаний в стационарном состоянии.

Наоборот, если при отклонениях от стационарного состояния в сторону бо́льших или меньших амплитуд имеем соответственно $I_{a_1} - \frac{U_{ma}}{z_э} > 0$

или $I_{a_1} - \frac{U_{ma}}{z_э} < 0$, то такое стационарное состояние будет неустойчивым, потому что с течением времени отклонения от стационарного состояния будут нарастать.

С точки зрения колебательных характеристик условие устойчивости можно сформулировать на основании вышеизложенного следующим образом. Если в точке пересечения колебательной характеристики и прямой обратной связи наклон колебательной характеристики меньше наклона прямой обратной связи, то стационарное состояние, соответствующее этой точке пересечения, является устойчивым (рис. 8. 3. 2, *а*), и наоборот, если наклон колебательной характеристики больше наклона прямой обратной связи, то стационарное состояние неустойчиво (рис. 8. 3. 2,*б*).

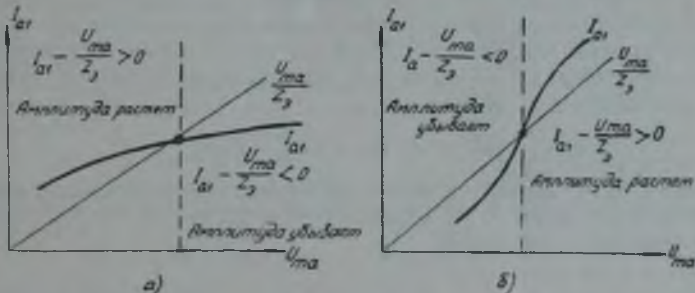


Рис. 8. 3. 2.

Иначе условие устойчивости можно сформулировать в виде

$$\left[\frac{dI_{a_1}}{dU_{ma}}\right] < \frac{1}{z_э}, \qquad (8.3.3)$$

или

$$\left[\frac{dI_{a_1}}{dU_{mg}}\right] < \frac{1}{kz_э},$$

или

$$\left[\frac{dU_{ma}}{dU_{mg}}\right] < \frac{1}{k},$$

где значения производных берутся в точке, соответствующей стационарному состоянию.

Полученное условие устойчивости справедливо для одноконтурного генератора, когда в схеме возможно возбуждение колебаний только одной частоты. В многоконтурных генераторах условие устойчивости имеет несколько иной вид, поскольку условие стационарности может выполняться для нескольких колебаний различных частот, являющихся частотами собственных колебаний колебательной системы. Вследствие этого в многоконтурных генераторах условие устойчивости стационарного состояния колебания одной какой-либо частоты ω_1 зависит от свойств автоколебательной системы на других резонансных частотах. Исследование условия устойчивости для многоконтурного генератора из-за сложности не рассматриваем, приведем только основные выводы из этого исследования.

Пусть колебательная система обладает резонансными частотами ω_1, ω_2, ω_3, . . ., ω_n. Эквивалентные сопротивления колебательной системы на этих частотах обозначим соответственно через $z_{э_1}$, $z_{э_2}$, $z_{э_3}$, ..., $z_{эn}$, а коэффициенты обратной связи — через k_1, k_2, k_3, ..., k_n; тогда условия устойчивости колебаний частоты ω_1 могут быть записаны в виде:

$$\left[\frac{\partial I_{a_1}}{\partial U_{ma_1}}\right] < \frac{1}{z_{э_1}};$$

$$\left[\frac{\partial I_{a_1}}{\partial U_{ma_1}}\right] < \frac{k_1 - D}{k_2 - D}\cdot\frac{2}{z_{эn}} - \frac{1}{z_{э_1}}.$$

Первое из написанных условий совпадает с условием устойчивости одноконтурного генератора. Вторая система условий является дополнительным требованием, которое учитывает наличие множества собственных частот у колебательной системы. Некоторые из неравенств приведенной системы могут быть сильнее первого, поэтому выполнение обычного условия устойчивости, характерного для одноконтурного генератора, будет еще недостаточным для обеспечения устойчивости соответствующего стационарного состояния. Если

$$(k_1 - D)\,z_{э_1} \geqslant (k_n - D)\,z_{эn}$$

для любого n, то вторая система неравенств никаких дополнительных ограничений на условие устойчивости по сравнению с одноконтурным генератором не накладывает.

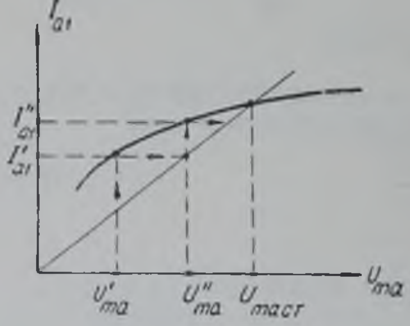


Рис. 8.3.3.

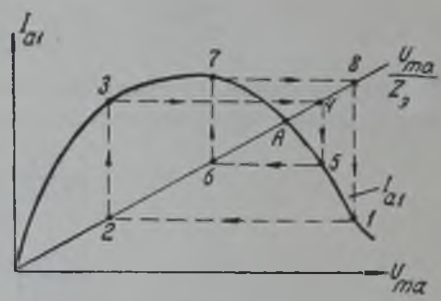


Рис. 8.3.4.

Укажем на ошибочность следующего очень распространенного способа получения условия устойчивости из колебательных характеристик.

Рассуждения проводят таким образом. Из рис. 8.3.3 видно, что любая амплитуда напряжения на аноде, меньшая стационарной (например, U'_{ma}), вызывает ток первой гармоники I'_a, который *создает* напряжение на аноде с амплитудой U''_{ma}, большей, чем начальная U'_{ma}. Благодаря этому амплитуда тока первой гармоники второго состояния окажется больше амплитуды тока начального состояния. Увеличение амплитуд прекратится, как только будет достигнута амплитуда $U_{па\,ст}$, при которой ток определяется ординатой точки пересечения колебательной характеристики и прямой обратной связи. Аналогичные рассуждения проводятся и для начальных амплитуд, бо́льших стационарных.

Ошибочность проведенного рассуждения заключается в том, что при нестационарном процессе, который будет иметь место при этих рассуждениях, ток первой гармоники создает напряжение на аноде, не определяемое прямой обратной связи, т. е. при нестационарном процессе $I_a z_э \neq U_{ma}$.

Указанные рассуждения в некоторых случаях могут привести к затруднениям. Например, в случае колебательной характеристики, изображенной на рис. 8.3.4, если проводить рассуждения описанным выше способом, то будем перемещаться по замкнутой ломаной *1—2—3—4—5—6—7—8—1*, не попадая в точку *А* стационарного состояния. Согласно же условию (8.3.3) рассматриваемое стационарное состояние устойчиво.

§ 8.4. Условие устойчивости по частоте

Частота генерируемых колебаний определяется из условия баланса фаз. При изменении режима генератора баланс фаз нарушается, что приводит к изменению частоты. Поэтому условия устойчивости по частоте могут быть получены из анализа условия баланса фаз. Прежде чем переходить к рассмотрению условий устойчивости, необходимо условиться в выборе знаков при вычислении разностей фаз.

Во-первых, за положительное направление при обходе цепи самовозбуждения выберем следующее направление: сетка — анод — колебательный контур — сетка (рис. 8.4.1).

Во-вторых, разность фаз между двумя величинами (токов или напряжений) выберем положительной, если последующая величина опережает предыдущую при обходе цепи самовозбуждения в положительном направлении, т. е. если, например, анодный ток отстает по фазе от напряжения на сетке, то сдвиг по фазе между анодным током и сеточным напряжением будет отрицателен.

Пусть φ_S — сдвиг по фазе между анодным током и напряжением на сетке; φ_k — между напряжением на контуре (которое сдвинуто на угол π относительно напряжения на аноде) и напряжением на сетке и φ_z — сдвиг по фазе между напряжением на контуре и первой гармоникой анодного тока. Тогда в стационарном состоянии

$$\Phi = \varphi_S + \varphi_z + \varphi_k = 2n\pi.$$

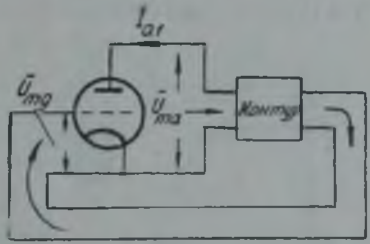


Рис. 8.4.1.

Предположим, что условие баланса фаз нарушилось так, что при ранее существовавшей частоте колебаний стало

$$\Phi(\omega) = 2n\pi + \Delta\Phi, \qquad (8.4.1)$$

где для определенности положим, что малое приращение $\Delta\Phi$ положительно:

$$0 < \Delta\Phi \leqslant 2\pi.$$

При этом время прохождения возмущения по цепи самовозбуждения будет немного меньше, чем было раньше, т. е. импульсы анодного тока будут опережать существующие колебания. Последнее приведет к тому, что частота колебаний начнет возрастать и на некоторой частоте $\omega + \Delta\omega$ условие баланса фаз снова будет выполнено; здесь ω — прежнее значение частоты и $\Delta\omega > 0$. Следовательно, будем иметь

$$\Phi(\omega + \Delta\omega) = 2n\pi. \qquad (8.4.2)$$

Вычитая уравнение (8.4.1) из уравнения (8.4.2), получим

$$\Phi(\omega + \Delta\omega) - \Phi(\omega) = -\Delta\Phi$$

или, с точностью до величин второго порядка малости,

$$\Delta\omega \frac{\partial\Phi}{\partial\omega} = -\Delta\Phi,$$

т. е.

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\omega} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta\omega} < 0.$$

Таким образом, условие возможности восстановления баланса фаз, т. е. условие устойчивости по частоте гласит:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\omega} < 0. \qquad (8.4.3)$$

Наиболее резко меняющимся с частотой является фазовый угол эквивалентного сопротивления колебательной системы, поэтому условие устойчивости по частоте может быть записано приближенно в виде

$$\frac{\partial\varphi_z}{\partial\omega} < 0,$$

если

$$\left|\frac{\partial\varphi_k}{\partial\omega}\right| \ll \left|\frac{\partial\varphi_z}{\partial\omega}\right| \quad \text{и} \quad \left|\frac{\partial\varphi_S}{\partial\omega}\right| \ll \left|\frac{\partial\varphi_z}{\partial\omega}\right|,$$

откуда следует, что возбуждение возможно только на тех частотах, вблизи которых колебательная система ведет себя подобно параллельному контуру, а не последовательному. Действительно, для параллельного контура

$$\operatorname{tg} \varphi_z = -Q\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right),$$

где Q — качество контура и ω_0 — его резонансная частота. Зависимость φ_z от частоты имеет вид, изображенный на рис. 8. 4. 2. Следовательно, для параллельного контура $\frac{\partial \varphi_z}{\partial \omega} < 0$, что соответствует устойчивости режима. Для последовательного контура

$$\operatorname{tg} \varphi_z = Q\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)$$

и зависимость φ_z от частоты представлена на рис. 8. 4. 3. Таким образом, для последовательного контура

$$\frac{\partial \varphi_z}{\partial \omega} > 0,$$

что говорит о неустойчивости режима.

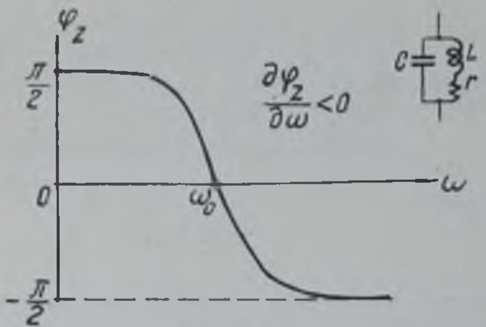


Рис. 8. 4. 2.

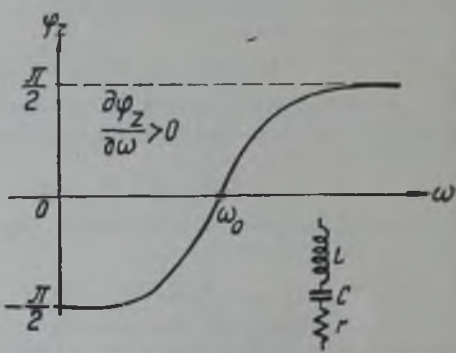


Рис. 8. 4. 3.

Условие устойчивости по частоте можно переписать в другом виде, удобном в некоторых случаях. Допустим, что колебательная система представляется в виде параллельного соединения двух сопротивлений $\bar{z}_1 = r_1 + jx_1$ и $\bar{z}_2 = r_2 + jx_2$ (рис. 8. 4. 4). Резонансные частоты такой системы приблизительно определяются из условия:

$$x = x_1 + x_2 = 0.$$

Зависимость полного реактивного сопротивления от частоты в общем случае имеет вид, изображенный на рис 8. 4. 5. Выясним, на каких частотах возможно самовозбуждение, если такая колебательная система будет включена в анодную цепь лампы генератора, для чего необходимо найти производную от фазы сопротивления по частоте в точках $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \ldots, \omega_n$, где $x = 0$. Имеем:

$$\bar{z} = \frac{\bar{z}\,\bar{z}_2}{\bar{z}_1 + \bar{z}_2} = \frac{(r_1 r_2 - x_1 x_2) + j(x_1 r_2 + x_2 r_1)}{(r_1 + r_2) + j(x_1 + x_2)} =$$

$$= \frac{(r_1 + r_2)(r_1 r_2 - x_1 x_2) + (x_1 + x_2)(x_1 r_2 + x_2 r_1)}{(r_1 + r_2)^2 + (x_1 + x_2)^2} +$$

$$+ j\,\frac{(r_1 + r_2)(x_1 r_2 + x_2 r_1) - (x_1 + x_2)(r_1 r_2 - x_1 x_2)}{(r_1 + r_2)^2 + (x_1 + x_2)^2},$$

откуда

$$\operatorname{tg} \varphi_z = \frac{(r_1 + r_2)(x_1 r_2 + x_2 r_1) - (x_1 + x_2)(r_1 r_2 - x_1 x_2)}{(r_1 + r_2)(r_1 r_2 - x_1 x_2) + (x_1 + x_2)(x_1 r_2 + x_2 r_1)} =$$

$$= \frac{x_1 x_2 (x_1 + x_2) + x_1 r_2^2 + x_2 r_1^2}{r_1 r_2 (r_1 + r_2) + r_1 x_2^2 + r_2 x_1^2}. \qquad (8.4.4)$$

На резонансных частотах числитель не обращается в нуль, поэтому, строго говоря, при резонансе реактивное сопротивление контура отлично от нуля:

$$x = x_1 + x_2 = -\frac{r_1^2}{x_1} - \frac{r_2^2}{x_2}. \tag{8.4.5}$$

Отличие от нуля тем меньше, чем меньше затухание ветвей:

$$d_1 = \frac{r_1}{x_1} \quad \text{и} \quad d_2 = \frac{r_2}{x_2}.$$

Устойчивыми являются те частоты ω_n, для которых:

$$\frac{\partial\varphi_z}{\partial\omega}\Big|_{\omega=\omega_n} < 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial}{\partial\omega}\operatorname{tg}\varphi_z\Big|_{\omega=\omega_n} < 0.$$

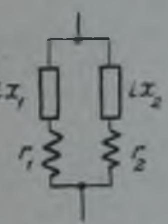


Рис. 8.4.4.

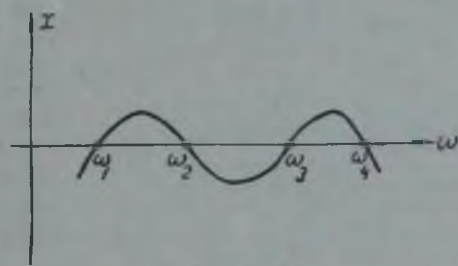


Рис. 8.4.5

Подставляя в последнее неравенство значение $\operatorname{tg}\varphi_z$ из (8. 4. 4) и учитывая (8. 4. 5), будем иметь:

$$x_1x_2\left[1 + \frac{2\left(d_1r_1' + d_2r_2'\right) - d_1^2x_1' - d_2^2x_2'}{x_1' + x_2'}\right]\frac{\partial}{\partial\omega}(x_1 + x_2)\Big|_{\omega=\omega_n} < 0,$$

причем в скобках производная $\frac{\partial}{\partial\omega}$ обозначена штрихом. При малых затуханиях выражение в скобках мало отличается от единицы, т. е. положительно, величины же x_1 и x_2 разных знаков, так как $x_1 + x_2 \cong 0$, поэтому полученное неравенство можно переписать в виде

$$\frac{\partial}{\partial\omega}(x_1 + x_2)\Big|_{\omega=\omega_n} > 0. \tag{8.4.6}$$

Следовательно, устойчивыми являются колебания тех частот, на которых реактивное сопротивление контура при последовательном обходе растет с частотой, т. е. частоты ω_1, ω_3, $\omega_5, \ldots, \omega_n$ на рис. 8. 4. 5. Этот результат будет использован при рассмотрении условий самовозбуждения генератора с двумя колебательными контурами.

§ 8. 5. Мягкое и жесткое возбуждение. Автоматическое смещение

Характер возбуждения колебаний в генераторе с самовозбуждением зависит от вида колебательной характеристики и величины коэффициента обратной связи. Вид колебательной характеристики зависит от величины постоянных напряжений, поданных на электроды генераторной лампы, и величины сопротивления нагрузки в анодной цепи. Наиболее существенно влияет на форму колебательной характеристики напряжение смещения. Зависимость режима генератора с внешним возбуждением от величины напряжения смещения была рассмотрена в § 1. 6. На рис 8. 5. 1 представлено семейство колебательных характеристик, у которых напряжение смещения является параметром, а сопротивление нагрузки в анодной цепи и постоянные напряжения на других электродах лампы заданы.

Из этого рисунка видно, что возможны два, качественно различных вида колебательных характеристик:

1) прямая обратной связи пересекает колебательную характеристику в одной точке, не считая начала координат (рис. 8. 5. 2);

2) прямая обратной связи пересекает колебательную характеристику в двух точках (рис. 8. 5. 3).

В первом случае, при достаточно большой величине коэффициента обратной связи, существуют два стационарных состояния: состояние покоя (точка *1* на рис. 8. 5. 2) и колебательное состояние (точка *2*). Очевидно, в этом случае состояние покоя неустойчиво, тогда как колебательное состояние устойчиво. Колебания в схеме возникают всегда, вне зависимости от каких-либо внешних факторов, в частности независимо от величины амплитуды начальных колебаний. Такой характер возникновения колебаний называется мягким возбуждением.

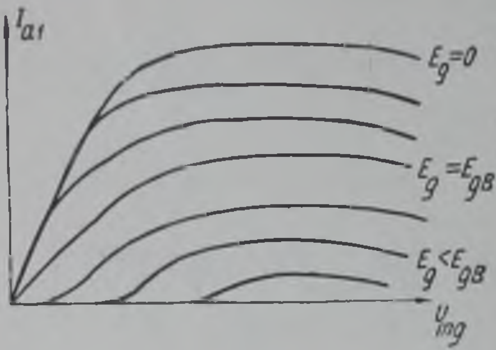


Рис. 8. 5. 1.

Во втором случае существуют два устойчивых состояния: состояние покоя (точка *1* на рис. 8.5.3) и колебательное состояние (точка *3*). Для того, чтобы в этом случае возникли колебания, необходим «начальный толчок» — амплитуда начальных колебаний должна быть не меньше амплитуды неустойчивого стационарного состояния U'_{mg}; возбуждение в данном случае называют жестким.

С точки зрения удобства эксплуатации самовозбуждающегося генератора, очевидно, целесообразнее применять мягкое возбуждение, потому что при нем колебания возникают сразу же после включения генератора,

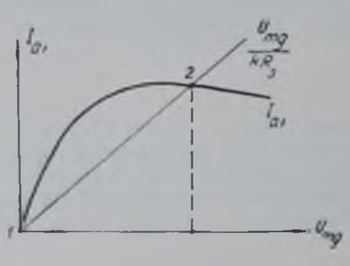


Рис. 8. 5. 2.

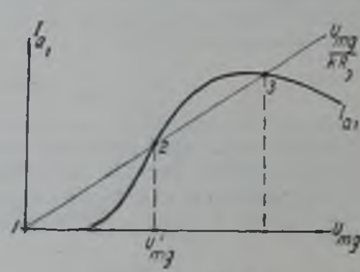


Рис. 8. 5. 3.

без применения каких-либо дополнительных мер, в то время как при жестком режиме необходимо каким-то специальным образом запускать генератор.

Однако при жестком возбуждении угол отсечки анодного тока меньше 90°, тогда как при мягком возбуждении он больше 90°. Следствием этого является более высокий к. п. д. генератора по анодной цепи при жестком режиме возбуждения, почему с данной точки зрения жесткий режим оказывается более выгодным.

Преимущества обоих режимов возбуждения используются в схемах с автоматическим смещением. Для осуществления смещения в цепь сеточного или катодного тока включается сопротивление, блокированное конденсатором достаточно большой емкости, для того, чтобы на сопротивлении не создавалось заметных переменных напряжений за счет переменных составляющих соответствующего тока (рис. 8. 5. 4 и 8. 5. 5).

Рассмотрим работу схемы с автоматическим смещением за счет сеточного тока (рис. 8. 5. 4). При отсутствии колебаний сеточный ток тоже отсутствует и напряжение смещения равно нулю. Напряжение смещения

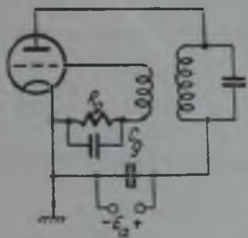


Рис. 8. 5. 4.

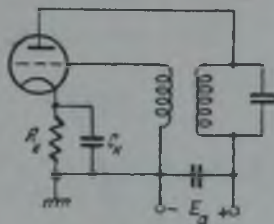


Рис. 8. 5. 5.

(по абсолютной величине) в такой схеме тем больше, чем больше амплитуда колебаний. Поэтому колебательная характеристика будет выглядеть как показано пунктирной линией на рис. 8. 5. 6, представляющем семейство колебательных характеристик при различных напряжениях смещения. Совершенно очевидно, что такая колебательная характеристика соответствует мягкому возбуждению, тогда как в стационарном состоянии подбором величины сопротивления смещения может быть осуществлен режим с углом отсечки меньше 90°.

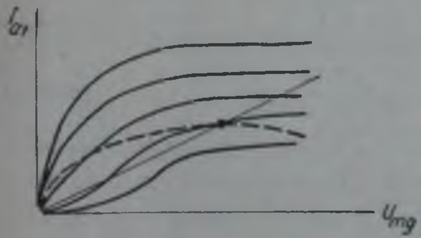


Рис. 8. 5. 6.

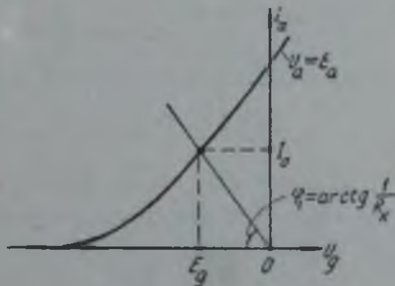


Рис. 8. 5. 7.

Аналогично обстоит дело со смещением за счет катодного тока. При отсутствии колебаний напряжение смещения не равно нулю, как это имело место в предыдущем случае, а определяется величиной сопротивления и током покоя I_0 (рис. 8. 5. 7), потому что сеточный ток отсутствует. При достаточно малой величине сопротивления $R_к$ крутизна характеристики анодного тока в этом состоянии будет достаточно велика и колебательная характеристика в области малых амплитуд будет обеспечивать мягкое возбуждение. При увеличении амплитуды колебаний величина постоянной составляющей анодного тока будет расти, так как при появлении переменного напряжения возрастание анодного тока за положительный полупериод сеточного напряжения будет преобладать над уменьшением анодного тока в отрицательный полупериод, вследствие отсечки анодного тока. Следовательно, с ростом амплитуды колебаний напряжение смещения будет расти по абсолютной величине, а угол отсечки уменьшаться.

Действительно, пусть сеточный ток отсутствует и анодный ток аппроксимируется ломаной прямой; тогда в недонапряженном режиме

$$i_a = S(k - D)\,U_m(\cos\omega t - \cos\psi), \tag{8.5.1}$$

где $k = \dfrac{U_{mg}}{U_m}$ — коэффициент обратной связи.

Напряжение смещения E_g может быть представлено в виде

$$E_g = -I_{a_0} \cdot R_\kappa, \tag{8.5.2}$$

где R_κ — сопротивление в катодной цепи;

I_{a_0} — постоянная составляющая анодного тока.

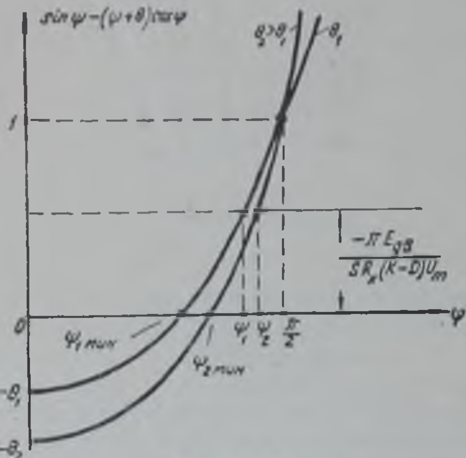


Рис. 8.5.8.

Из (8.5.1) следует, что

$$I_m = S(k - D)\,U_m(1 - \cos\psi),$$

поэтому

$$I_{a_0} = \alpha_0 I_m = \frac{S(k-D)U_m}{\pi}(\sin\psi - \psi\cos\psi). \tag{8.5.3}$$

С другой стороны,

$$\cos\psi = \frac{E_{gB} - E_g}{U_{mg} - DU_m} = \frac{E_{gB} - E_g}{(k-D)\,U_m},$$

откуда

$$I_{a_0} = -\frac{E_g}{R_\kappa} = \frac{(k-D)\,U_m}{R_m}\cdot\cos\psi - \frac{E_{gB}}{R_\kappa}.$$

Сравнивая это выражение с (8.5.3) и несколько преобразуя, будем иметь:

$$\sin\psi - \left(\psi + \frac{\pi}{SR_\kappa}\right)\cos\psi = -\frac{\pi E_{gB}}{SR_\kappa(k-D)\,U_m}. \tag{8.5.4}$$

Левая часть, как функция угла отсечки ψ, имеет вид, изображенный на рис. 8.5.8 для двух значений $\theta = \frac{\pi}{SR_\kappa}$. При данном θ угол отсечки может быть найден из точки пересечения кривой $f(\psi) = \sin\psi - (\psi+\theta)\cos\psi$ с прямой, параллельной оси абсцисс и отстоящей от нее на расстоянии $\frac{-\pi E_{gB}}{SR_\kappa(k-D)\,U_m} > 0$ (рис. 8. 5. 8), откуда видно, что с ростом амплитуды угол отсечки убывает и может достичь значений, меньших 90°.

Схемы с автоматическим смещением по сравнению со схемами с внешним смещением обладают большей стабильностью режима. Действительно, допустим, что в схеме произошло какое-либо изменение, которое привело к изменению амплитуды. Это изменение амплитуды в схеме с автоматическим смещением, очевидно, будет меньше, чем в схеме с внешним смещением, так как в первой схеме увеличение амплитуды колебаний будет сопровождаться уменьшением напряжения смещения, что задерживает рост амплитуды.

В силу этих причин, в самовозбуждающихся генераторах почти исключительное применение имеют схемы с автоматическим смещением.

Глава 9

СХЕМЫ ОДНОКОНТУРНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С САМОВОЗБУЖДЕНИЕМ И ИХ РЕГУЛИРОВКА

§ 9. 1. Практические схемы одноконтурных генераторов с самовозбуждением

Различные схемы генераторов с самовозбуждением отличаются друг от друга видом нелинейного элемента и типом колебательной системы. В диапазоне длинных, средних и коротких волн наиболее широкое применение нашли самовозбуждающиеся генераторы с колебательной системой в виде параллельного контура, состоящего из сосредоточенных емкости и индуктивности. В настоящей главе будут рассмотрены ламповые генераторы с одним колебательным контуром с точки зрения конкретных способов осуществления схем таких генераторов и их регулировки.

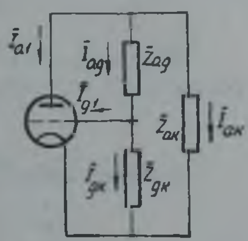


Рис. 9. 1. 1.

Различные схемы одноконтурных генераторов с самовозбуждением отличаются друг от друга только способом осуществления обратной связи.

Выше уже упоминалось, что для возбуждения колебаний в генераторе переменные напряжения на сетке и на аноде лампы должны быть в противофазе (предполагая $\varphi_S = \varphi_z = \varphi_k = 0$). Поэтому цепь обратной связи генератора должна быть собрана таким образом, чтобы данное условие было выполнено.

В простейшей схеме генератора с индуктивной обратной связью (рис. 8. 2. 1) коэффициент обратной связи определяется взаимоиндукцией между контурной и сеточной катушками, поэтому фаза и величина коэффициента обратной связи зависят от взаимного расположения катушек. При повороте одной из катушек относительно другой на 180° фаза коэффициента обратной связи меняется на 180°.

Наиболее широкое распространение получили так называемые трехточечные схемы, в которых напряжение на сетку снимается с части колебательного контура. Такие схемы для токов высокой частоты могут быть представлены в виде, изображенном на рис. 9. 1. 1.

Для этой схемы:

$$\bar{U}_{ma} = \bar{I}_{ak}\bar{z}_{ak};$$

$$\bar{U}_{mg} = \bar{I}_{gk}\bar{z}_{gk};$$

$$\bar{I}_{a} + \bar{I}_{ag} + \bar{I}_{ak} = 0;$$

$$\bar{I}_{ag} = \bar{I}_{gk} + \bar{I}_{g}.$$

Для простоты рассуждений сеточную цепь лампы будем учитывать в сопротивлении $\bar{z}_{gк}$, для чего положим:

$$\frac{1}{z'_{gк}} = \frac{1}{z_{gк}} + \frac{I_g}{U_{mg}}$$

и

$$\bar{I}'_{gк} = \bar{I}_{gк} + \bar{I}_{g}.$$

Сопротивление нагрузки в анодной цепи лампы составит

$$\bar{z}_э = \frac{\bar{z}_{aк}(\bar{z}_{ag} + \bar{z}'_{gк})}{\bar{z}_{aк} + \bar{z}_{ag} + \bar{z}'_{gк}}. \tag{9.1.1}$$

Коэффициент обратной связи

$$\bar{k} = -\frac{\bar{U}_{mg}}{\bar{U}_{ma}} = -\frac{\bar{z}'_{gк}\bar{I}'_{gк}}{\bar{z}_{ag}\bar{I}_{ag} + \bar{z}'_{gк}\bar{I}'_{gк}} = -\frac{\bar{z}'_{gк}}{\bar{z}'_{gк} + \bar{z}_{ag}}, \tag{9.1.2}$$

так как

$$\bar{I}_{ag} = \bar{I}'_{gк}.$$

Если пренебречь проницаемостью лампы (т. е. положить $D = 0$), то условие стационарности может быть записано в виде

$$\bar{k}S_{ср}\bar{z}_э = 1.$$

Подставляя в это выражение значения $\bar{z}_э$ и $\bar{k}$ из (9. 1. 1) и (9. 1. 2) соответственно, после несложных преобразований получим

$$\bar{z}'_{gк} + \bar{z}_{ag} + \bar{z}_{aк} + S_{ср}\bar{z}'_{gк}\cdot\bar{z}_{aк} = 0.$$

Разделяя вещественную и мнимую части, будем иметь:

$$r'_{gк} + r_{ag} + r_{aк} + S_{ср}r_{aк}r'_{gк} - S_{ср}x_{aк}x'_{gк} = 0; \tag{9.1.3}$$

$$x_{ag} + x_{aк} + x'_{gк} + S_{ср}(x_{aк}r'_{gк} + x'_{gк}r_{aк}) = 0, \tag{9.1.4}$$

где

$$r'_{gк} + jx'_{gк} = \bar{z}'_{gк};\ r_{ag} + jx_{ag} = \bar{z}_{ag};\ r_{aк} + jx_{aк} = \bar{z}_{aк}.$$

Величина $S_{ср}r$, где r — любая из активных составляющих сопротивлений контура, достаточно мала.

Если величиной $S_{ср}r \ll 1$ пренебречь, то условия стационарности могут быть записаны в виде:

$$x_{ag} + x_{aк} + x'_{gк} \cong 0; \tag{9.1.5}$$

$$S_{ср}\frac{x'_{gк}x_{aк}}{r_{ag} + r_{aк} + r'_{gк}} \cong 1. \tag{9.1.6}$$

Из первого условия следует, что колебания в схеме возникают на собственной частоте контура, когда сумма его реактивных сопротивлений при последовательном обходе равна нулю.

Второе условие выражает условие баланса амплитуд. Действительно, используя первое условие, можно представить второе условие в виде

$$S_{ср}\left(-\frac{x'_{gк}}{x_{ag} + x'_{gк}}\right)\cdot\frac{x^2_{aк}}{r_{ag} + r'_{gк} + r_{aк}} = 1.$$

Выражение в скобках приблизительно равно вещественной составляющей коэффициента обратной связи:

$$\bar{k} = -\frac{\bar{z}'_{gk}}{z_{ag}+z'_{gk}} = -\frac{x'_{gk}\left(x_{ag}+x'_{gk}\right)+r'_{gk}\left(r'_{gk}+r_{ag}\right)+j\left[x'_{gk}r_{ag}-x_{ag}r'_{gk}\right]}{\left(r_{ag}+r'_{gk}\right)^2+\left(x_{ag}+x'_{gk}\right)^2} \cong$$

$$\cong -\frac{x'_{gk}}{x_{ag}+x'_{gk}}+j\,\frac{x_{ag}r'_{gk}-x'_{gk}r_{ag}}{\left(x_{ag}+x'_{gk}\right)^2},$$

поскольку $r^2 \ll x^2$. Последняя же дробь есть не что иное, как эквивалентное сопротивление контура в анодной цепи при резонансе:

$$R_э = \frac{x^2_{ak}}{r_{ag}+r_{gk}+r_{ak}}.$$

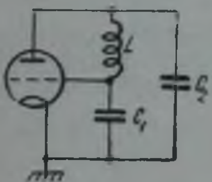


Рис. 9. 1. 2.

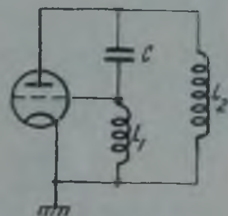


Рис. 9. 1. 3.

Следовательно, условие (9. 1. 6) можно переписать в виде

$$kS_{ср}R_э = 1.$$

Из уравнения (9. 1. 6) следует, что

$$x'_{gk}\cdot x_{ak} > 0,$$

так как $S_{ср} > 0$ и $r_{ag}+r'_{gk}+r_{ak} > 0$. Поэтому для выполнения условия самовозбуждения трехточечная схема генератора с самовозбуждением должна быть собрана таким образом, чтобы реактивные сопротивления x'_{gk} и x_{ak} были одного знака, а реактивное сопротивление x_{ag} — противоположного, потому что из (9. 1. 5)

$$x_{ag} = -\left(x'_{gk}+x_{ak}\right).$$

Отсюда вытекает, что возможны два варианта простейших трехточечных схем: схема с емкостной обратной связью, когда сопротивления x_{ak} и x'_{gk} — емкостного характера, а сопротивление x_{ag} — индуктивного (рис. 9. 1. 2), и схема с автотрансформаторной обратной связью, в которой x_{ak} и x'_{gk} — индуктивные сопротивления, а x_{ag} — емкостное (рис. 9.1.3).

Коэффициент обратной связи в первой схеме приближенно равен

$$k \cong -\frac{x'_{gk}}{x'_{gk}+x_{ag}} \cong \frac{x'_{gk}}{x_{ak}} = \frac{C_2}{C_1},$$

во второй

$$k = \frac{L_1}{L_2}.$$

Частоты генерируемых колебаний в этих схемах соответственно равны:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}$$

и

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{C(L_1 + L_2)}}.$$

Индуктивности L_1 и L_2 в схеме с автотрансформаторной обратной связью обычно составляют части L_1' и L_2' одной катушки (рис. 9. 1. 4). Между обеими частями катушки имеется взаимоиндукция M, изменяющая связь между анодной и сеточной цепями. Эквивалентные величины индуктивностей, получающиеся после пересчета схемы, изображенной на рис. 9. 1. 4, в схему, изображенную на рис. 9. 1. 3, оказываются равными:

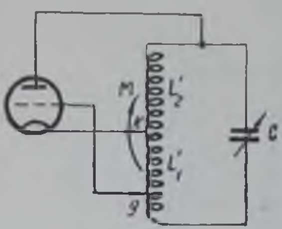


Рис. 9. 1. 4.

$$L_1 \cong L_1' + M; \; L_2 \cong L_2' + M$$

(если пренебречь первой гармоникой анодного тока по сравнению с контурным током). Поэтому коэффициент обратной связи равен

$$k = \frac{L_1}{L_2} = \frac{L_1' + M}{L_2' + M}.$$

Коэффициент обратной сязи может регулироваться путем перемещения щупов g или k вдоль катушки. При этом одновременно будет изменяться и эквивалентное сопротивление контура

$$R_э = \frac{(\omega L_2)^2}{r}.$$

Очевидно, изменение сопротивления будет больше во втором случае, так как в первом случае изменение L_2 происходит только за счет изменения

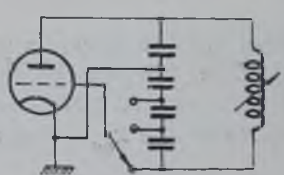


Рис. 9. 1. 5.

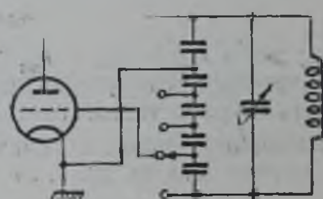


Рис. 9. 1. 6.

взаимоиндукции между катушками, во втором же случае, кроме этого, изменяется и индуктивность L_2'. Частота генерируемых колебаний при регулировке коэффициента обратной связи таким способом изменяется лишь за счет подключения междуэлектродных и паразитных емкостей к различным участкам катушки. Изменение частоты колебаний можно осуществлять изменением емкости C.

В схеме с емкостной обратной связью для регулировки коэффициента обратной связи целесообразно поставить емкостный потенциометр (рис. 9. 1. 5).

Частоту генерируемых колебаний можно менять путем изменения индуктивности контура (рис. 9. 1. 5) или изменением емкости дополнительного конденсатора, включенного параллельно катушке самоиндукции (рис. 9. 1. 6). В обоих вариантах схемы регулировка частоты и коэффициента обратной связи осуществляются практически независимо.

В реальной схеме, кроме высокочастотных напряжений, действуют также и постоянные напряжения и токи. Схема должна быть собрана таким образом, чтобы она удовлетворяла требованиям правильного прохождения как токов высокой частоты, так и постоянного тока. Принципы построения схемы генераторов с самовозбуждением в этом отношении ничем не отличаются от принципов построения схем генераторов с самовозбуждением.

На рис. 9. 1. 7 изображена схема генератора с автотрансформаторной обратной связью, с последовательным питанием. В этой схеме применено автоматическое смещение за счет сеточного тока, протекающего через сопротивление R_g. Емкостью в цепи автоматического смещения является емкость, образованная последовательно соединенными конденсаторами C_g и $C_б$. Конденсатор C_g одновременно играет роль разделительного — предотвращает попадание анодного напряжения E_a на сетку лампы.

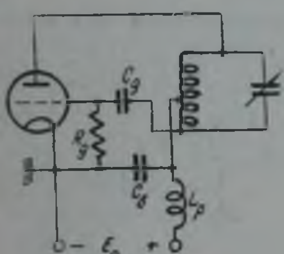


Рис. 9. 1. 7.

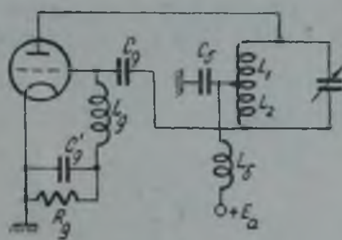


Рис. 9. 1. 8.

В рассматриваемой схеме к сопротивлению R_g приложено сеточное напряжение высокой частоты U_{mg}, поэтому в нем будет выделяться мощность колебаний высокой частоты:

$$P' = \frac{U_{mg}^2}{2R_g}.$$

В тех случаях, когда мощность P' велика, последовательно с сопротивлением включают дроссель L_g и блокируют сопротивление конденсатором C'_g (рис. 9. 1. 8). По высокой частоте дроссель подключен параллельно нижней части контурной катушки L_2, поэтому величина дросселя должна быть выбрана таким образом, чтобы ток в нем был много меньше контурного, т. е.

$$L_g \gg L_2.$$

Обычно выбирают

$$L_g = (10 \div 20)\, L_2.$$

Конденсатор C'_g необходим, потому что без него активное сопротивление, подключаемое параллельно катушке L_2, равно

$$R'_g = R_g + \frac{\omega^2 L_g^2}{R_g},$$

тогда как при наличии C'_g

$$R''_g = R_g(1 - \omega^2 L_g C'_g)^2 + \frac{\omega^2 L_g^2}{R_g},$$

и при достаточно большом C'_g, когда $\omega^2 L_g C'_g \gg 1$,

$$R''_g \cong \omega^4 L_g^2 C_g'^2 \cdot R_g + \frac{\omega^2 L_g^2}{R_g} \gg R'_g,$$

т. е. мощность потерь колебаний высокой частоты при наличии конденсатора C'_g значительно меньше. Следует отметить, что шунтирующее контур реактивное сопрстирление в рассматриваемом случае равно

$$\omega L_g - \frac{1}{\omega C'_g},$$

поэтому L_g и C'_g должны удовлетворять условию

$$\omega L_g - \frac{1}{\omega C'_g} \gg \omega L_2,$$

или при $\omega^2 L_g C'_g \gg 1$

$$L_g \gg L_2.$$

На рис. 9.1.9 изображена схема с параллельным питанием и на рис. 9.1.10 — схема с емкостной обратной связью.

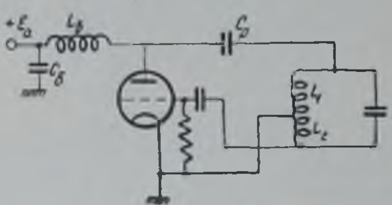


Рис. 9.1.9.

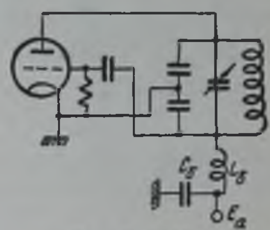


Рис. 9.1.10.

Блокировочные элементы $C_б$ и $L_б$ во всех рассмотренных схемах выбираются из тех же соображений, что и в схемах генераторов с внешним возбуждением (см. § 3.1).

§ 9.2. Регулировка лампового генератора с самовозбуждением

В процессе наладки и настройки генератора приходится менять его параметры, поэтому важно знать, как будет изменяться режим при регулировке генератора. Режим генератора может характеризоваться следующими величинами: постоянной составляющей анодного тока I_{a0}, постоянной составляющей сеточного тока I_{g0}, колебательными напряжениями на аноде U_m и на сетке U_{mg}, мощностью генерируемых колебаний P. Все эти величины могут быть измерены непосредственно.

При регулировке генератора изменяются коэффициент обратной связи k, сопротивление нагрузки в анодной цепи $R_э$, сопротивление и емкость в цепи автоматического смещения R_g, C_g или $R_к$, $C_к$ (при смещении за счет сеточного или анодного тока).

Рассмотрим влияние этих факторов порознь.

А. Изменение коэффициента обратной связи

Положим, что в генераторе выбрано вполне определенное сопротивление нагрузки, потери в цепи сетки отсутствуют и смещение применено автоматическое. Тогда имеет место мягкое возбуждение, и колебательные характеристики приобретают вид, изображенный на рис. 9.2.1 для двух величин сопротивления нагрузки. При малом коэффициенте обратной связи прямая обратной связи пересекает колебательную характеристику только в начале координат (рис. 9. 2. 1, прямая *а*). Согласно условию устойчивости, это единственное стационарное состояние является устойчивым, следовательно, колебания в схеме отсутствуют. При увеличении коэффициента обратной связи наклон прямой обратной связи уменьшается, и при некотором значении $k_{\text{мин}_1}$ (рис. 9. 2. 1, прямая *б*) прямая обратной связи будет касаться колебательной характеристики в начале координат. При бо́льших значениях коэффициента обратной связи в схеме возникают колебания, причем амплитуда колебаний будет тем больше, чем больше коэффициент обратной связи (рис. 9. 2. 1, прямые *в* и *г*). Все эти рассуждения приводят к зависимости амплитуды колебаний от коэффициента обратной связи, изображенной графически на рис. 9. 2. 2, *а* (кривая *1*), где $k_{\text{мин}_1}$ — минимальное значение коэффициента обратной связи, при котором возникают колебания:

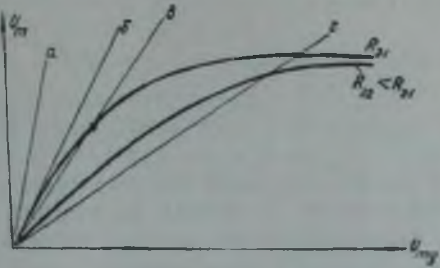


Рис. 9. 2. 1.

$$k_{\text{мин}_1} = D + \frac{1}{SR_{э_1}}.$$

Здесь S — крутизна статической характеристики анодного тока;

$R_{э_1}$ — сопротивление нагрузки в анодной цепи.

При меньшем значении сопротивления нагрузки характер колебательной характеристики не изменяется, но она пойдет ниже (рис. 9. 2.1, кривая $R_{э_2}$). Зависимость колебательного напряжения от коэффициента обратной связи в этом случае представлена на рис. 9. 2. 2, *а* кривой 2.

Мощность генерируемых колебаний равна

$$P = \frac{U_m^2}{2R_э}.$$

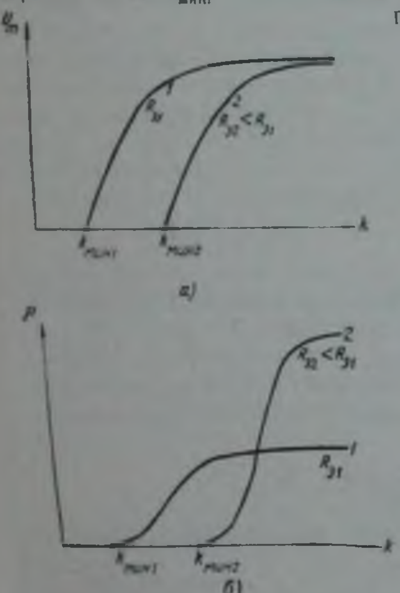


Рис. 9. 2. 2.

Зная зависимость напряжения на контуре от коэффициента обратной связи для выбранного значения сопротивления нагрузки, можно построить кривую изменения мощности (рис. 9. 2. 2, *б*). В области достаточно малых значений коэффициента обратной связи мощность тем больше, чем больше эквивалентное сопротивление, так как в этой области имеет место недонапряженный режим. В недонапряженном же режиме напряжение на контуре, а следовательно, и напряжение на сетке, тем больше, чем больше эквивалентное сопротивление контура. Но чем больше напряжение на сетке, тем больше первая гармоника анодного тока, а также мощность генерируемых колебаний:

$$P = \frac{1}{2} I_{a_1}^2 R_э.$$

При больших же значениях коэффициента обратной связи генератор работает в перенапряженном режиме, где напряжение на контуре мало меняется. Поэтому мощность генерируемых колебаний будет тем больше, чем меньше эквивалентное сопротивление контура:

$$P=\frac{U_m^2}{2R_э}.$$

При постоянном сопротивлении нагрузки в анодной цепи мощность генерируемых колебаний растет с увеличением коэффициента обратной связи. Однако после перехода в перенапряженный режим генерируемая мощность изменяется незначительно, тогда как потери в цепи сетки быстро возрастают вследствие увеличения напряжения возбуждения, что ведет к уменьшению мощности в полезной нагрузке. Поэтому с точки зрения обеспечения необходимой мощности генератор с самовозбуждением целесообразно ставить в критический режим *.

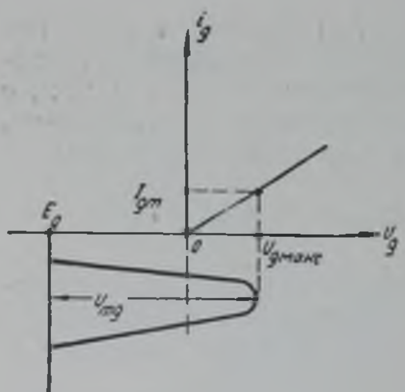


Рис. 9. 2. 3.

Мощность, развиваемая генератором, тем больше, чем меньше сопротивление нагрузки. Однако при уменьшении сопротивления нагрузки для обеспечения критического режима требуются бо́льшие величины анодного тока. При выбранных величинах максимального импульса анодного тока и анодного напряжения мощность генератора с самовозбуждением в критическом режиме, так же, как и в случае генератора с внешним возбуждением, определяется приблизительно соотношением:

$$P\cong\frac{I_m E_a}{5}.$$

Рассмотрим теперь изменение постоянной составляющей анодного тока при изменении коэффициента обратной связи.

В случае автоматического смещения за счет сеточного тока положим, что сеточный ток зависит только от напряжения на сетке (недонапряженный режим) и меняется по линейному закону при положительных напряжениях на сетке (рис. 9. 2. 3):

$$i_g=S_g u_g;\ u_g>0.$$

При отрицательных напряжениях на сетке сеточный ток отсутствует:

$$i_g=0;\ u_g<0.$$

Напряжение смещения определяется постоянной составляющей сеточного тока I_{g0} и сопротивлением смещения R_g:

$$E_g=-I_{g0}R_g. \tag{9.2.1}$$

Постоянная же составляющая сеточного тока зависит от угла отсечки и амплитуды импульса сеточного тока:

$$I_{g0}=\alpha_{g0}I_{gm}, \tag{9.2.2}$$

где α_{g0} — коэффициент постоянной составляющей сеточного тока.

* Более детальный анализ работы генератора с учетом реакции цепи сетки дается ниже, в п. «В» этого параграфа.

Очевидно, что (см. рис. 9.2.3):

$$I_{gm} = S_g (U_{mg} + E_g);$$

$$\cos\psi_g = -\frac{E_g}{U_{mg}}. \qquad (9.2.3)$$

Подставляя эти выражения в (9. 2. 2) и используя соотношение

$$\alpha_{g_0} = \frac{1}{\pi}\,\frac{\sin\psi_g - \psi_g\cos\psi_g}{1 - \cos\psi_g},$$

получим

$$\operatorname{tg}\psi_g - \psi_g = \frac{\pi}{S_g R_g}. \qquad (9.2.4)$$

Из этого условия следует, что угол отсечки сеточного тока определяется лишь крутизной характеристики сеточного тока и величиной сопротивления смещения и не зависит от амплитуды колебаний (напомним, что речь идет о недонапряженном режиме). Из (9. 2. 3) вытекает также, что при автоматическом смещении за счет сеточного тока напряжение смещения прямо пропорционально напряжению возбуждения, потому что $\cos\psi_g = \text{const}$.

Постоянная составляющая анодного тока может быть найдена следующим образом. Величина максимального импульса анодного тока равна

$$I_m = S\,[E_g - E_{gB} + (U_{mg} - DU_m)] = S\,(k - D)\,(1 - \cos\psi)\,U_m,$$

так как

$$\cos\psi = \frac{E_{gB} - E_g}{(k - D)\,U_m},$$

где ψ — угол отсечки анодного тока.

Подставив в последнее выражение значение $E_g = -U_{mg}\cos\psi_g = -kU_m\cos\psi_g$, получим

$$\cos\psi = \frac{k}{k - D}\cos\psi_g - \frac{-E_{gB}}{(k - D)\,U_m}, \qquad (9.2.5)$$

откуда

$$(k - D)\,U_m = \frac{-E_{gB}}{\frac{k}{k - D}\cos\psi_g - \cos\psi} \qquad (9.2.6)$$

и, следовательно,

$$I_m = -SE_{gB}\,\frac{1 - \cos\psi}{a - \cos\psi},$$

где $a = \frac{k}{k - D}\cos\psi_g$ и обычно $a < 1$.

Так как $E_{gB} < 0$, то из (9. 2. 5) следует, что с ростом амплитуды угол отсечки анодного тока уменьшается. Величина максимального импульса анодного тока при этом растет (рис. 9. 2. 4), причем при больших углах отсечек $\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$ импульс анодного тока изменяется весьма незначительно, потому что a не очень сильно отличается от единицы. Лишь при малых углах отсечки импульс анодного тока начинает расти очень сильно с уменьшением угла отсечки из-за быстрого роста амплитуды.

Постоянная составляющая анодного тока находится по известной величине импульса анодного тока:

$$I_{a_0} = \alpha_0 I_m = -\frac{SE_{gB}}{\pi}\,\frac{\sin\psi - \psi\cos\psi}{a - \cos\psi}.$$

Зависимость постоянной составляющей анодного тока от угла отсечки изображена на рис. 9. 2. 5. Постоянная составляющая минимальна при угле отсечки ψ_0, определяемом из уравнения:

$$\frac{\sin\psi_0}{\psi_0} = a,$$

причем, в зависимости от величины a, этот угол может быть как больше, так и меньше $\frac{\pi}{2}$.

Следовательно, с ростом амплитуды колебаний постоянная составляющая вначале падает ($\psi_0 < \psi < \pi$), а затем начинает расти. Такой ход зависимости объясняется тем, что с ростом амплитуды наряду с возра-

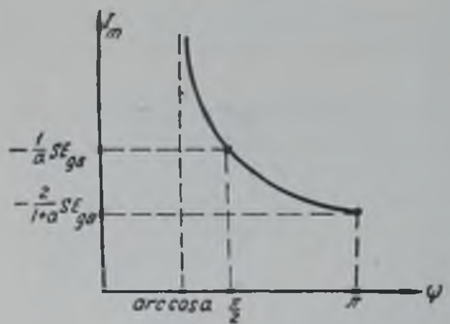


Рис. 9. 2. 4.

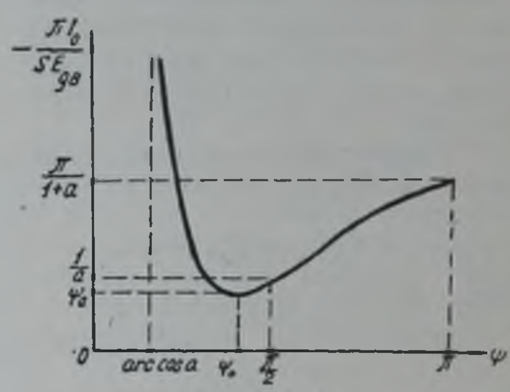


Рис. 9. 2. 5.

станием импульса анодного тока падает угол отсечки и уменьшается коэффициент разложения постоянной составляющей анодного тока α_0, причем в случае больших углов отсечки с ростом амплитуды импульс анодного тока возрастает незначительно, поэтому I_{a0} падает из-за уменьшения α_0. При малых же углах отсечки с ростом амплитуды резко растет импульс анодного тока, что ведет к росту I_{a0} несмотря на уменьшение α_0. Поскольку возбуждение колебаний начинается всегда с малых амплитуд, т. е. когда $\psi \cong \pi$, то у генераторов с автоматическим смещением за счет сеточного тока при возникновении колебаний постоянная составляющая анодного тока падает.

При автоматическом смещении за счет катодного тока картина будет несколько иной. Величина $(k - D)\,U_m$ определяется из (8. 5. 4):

$$(k - D)\,U_m = -\frac{\pi E_{gB}}{SR_\kappa}\,\frac{1}{\sin\psi - \left(\psi + \frac{\pi}{SR_\kappa}\right)\cos\psi}, \qquad (9.2.7)$$

поэтому

$$I_{a0} = \frac{-\frac{E_{gB}}{R_\kappa}}{1 - \frac{\pi}{SR_\kappa(\operatorname{tg}\psi - \psi)}},$$

откуда следует, что

$$\frac{\partial I_{a_0}}{\partial\psi} < 0,$$

т. е. при увеличении угла отсечки постоянная составляющая анодного тока падает. Следовательно, с ростом амплитуды колебаний I_{a_0} растет, и в генераторе с автоматическим смещением за счет катодного тока при возникновении колебаний постоянная составляющая анодного тока возрастает.

Противоположный характер поведения постоянной составляющей анодного тока при возникновении колебаний в схемах с катодным и сеточным смещением объясняется тем, что в состоянии покоя лампы находятся в различных режимах. При автоматическом смещении за счет сеточного тока напряжение на сетке равно нулю и постоянная составляющая анодного тока весьма велика (I'_{a_0} на рис. 9.2.6), тогда как при катодном смещении напряжение на сетке значительно меньше нуля и анодный ток в состоянии покоя невелик (I''_{a_0} на рис. 9. 2. 6).

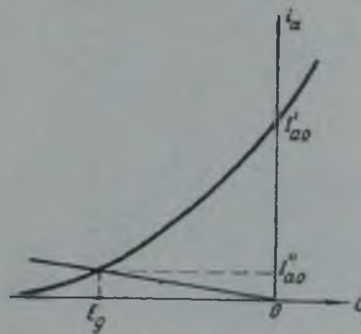


Рис. 9. 2. 6.

Б. Изменение сопротивления нагрузки

Сопротивление нагрузки генератора является одним из важнейших параметров, определяющим энергетический режим генератора.

Изменение эквивалентного сопротивления контура в анодной цепи осуществляется путем изменения связи с нагрузкой. При увеличении связи эквивалентное сопротивление контура уменьшается, а к. п. д. контура растет. Мощность, развиваемая генератором в нагрузке, равна

$$P_н = \eta_к P,$$

где P — генерируемая лампой мощность.

Выясним сначала, как изменяется при изменении сопротивления нагрузки в анодной цепи генерируемая лампой мощность.

При работе в недонапряженном режиме в стационарном состоянии имеем

$$I_{a_1} = \frac{\mu U_{mg}}{\alpha_i R_i + R_э},$$

где $R_э$ — сопротивление нагрузки в анодной цепи. Это соотношение можно переписать в виде

$$U_{mg} = I_{a_1}\left(\frac{\alpha_i}{S} + DR_э\right)$$

или, если учесть, что $U_m = I_{a_1} \cdot R_э$ и $U_{mg} = kU_m$, то

$$\alpha_i = (k - D)\,SR_э.$$

Поскольку

$$\alpha_i \geqslant 1,$$

то колебания в схеме возникают при достаточно большом сопротивлении нагрузки в анодной цепи:

$$R_э > \frac{1}{(k - D)\,S}.$$

При увеличении сопротивления нагрузки растет коэффициент приведения для внутреннего сопротивления α_i, т. е. угол отсечки уменьшается, а амплитуда колебаний растет. Действительно, при автоматическом смещении за счет сеточного тока, согласно (9. 2. 6),

$$U_m = \frac{-E_{gB}}{k\cos\psi_g - (k - D)\cos\psi}.$$

График зависимости амплитуды колебаний от угла отсечки представлен на рис. 9. 2. 7. При автоматическом же смещении за счет анодного тока, согласно (9. 2. 7),

$$U_m = -\frac{\pi E_{gB}}{(k - D)\,SR_\kappa}\,\frac{1}{\sin\psi - \left(\psi + \frac{\pi}{SR_\kappa}\right)\cos\psi},$$

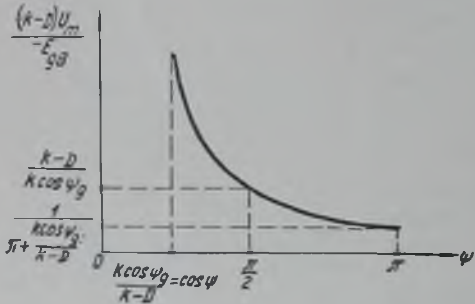


Рис. 9. 2. 7.

и график зависимости амплитуды колебаний от угла отсечки имеет вид, изображенный на рис. 9.2.8.

При достаточно больших сопротивлениях нагрузки генератор будет переходить в перенапряженный режим и рост амплитуды колебаний замедляется. Следовательно, зависимость амплитуды колебаний от сопротивления нагрузки при двух значениях коэффициента обратной связи будет выглядеть качественно так, как изображено на рис. 9. 2. 9.

Мощность генерируемых колебаний может быть найдена из выражения:

$$P = \frac{U_m^2}{2R_э}.$$

Отсюда видно, что при малых амплитудах с ростом сопротивления нагрузки мощность будет расти вследствие быстрого роста амплитуды колебаний. При достаточно больших сопротивлениях нагрузки, когда генератор перей-

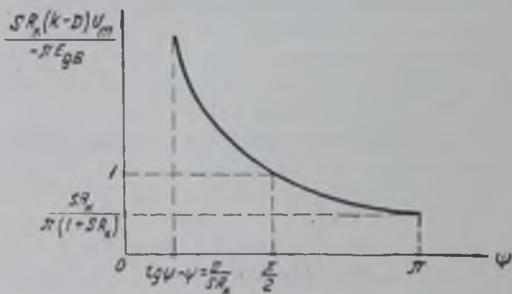


Рис. 9. 2. 8.

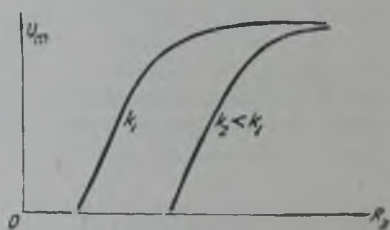


Рис. 9. 2. 9.

дет в перенапряженный режим и рост амплитуды замедлится, мощность генерируемых колебаний будет падать. Общий качественный ход кривых мощности представлен на рис. 9. 2.10.

При выбранном значении коэффициента обратной связи существует такое сопротивление нагрузки, при котором мощность, развиваемая генератором, максимальна. Это сопротивление тем меньше и максимальная мощность колебаний тем больше, чем больше коэффициент обратной связи. Последнее объясняется тем, что как увеличение сопротивления нагрузки, так и увеличение коэффициента обратной связи ведут к переходу генератора в перенапряженный режим. Поэтому при большей величине коэффициента обратной связи критический режим достигается при меньшем сопротивлении нагрузки, т. е. при большем коэффициенте обратной связи. С другой стороны, в критическом режиме амплитуда колебательного напряжения на контуре близка к постоянному анодному напряжению, поэтому мощность колебаний будет тем больше, чем меньше сопротивление нагрузки.

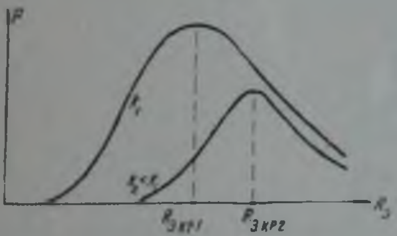


Рис. 9. 2. 10.

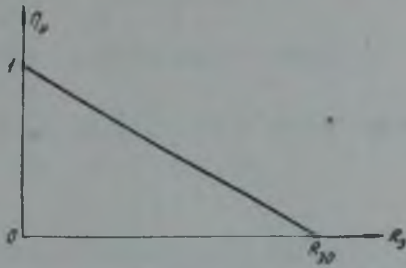


Рис. 9. 2. 11.

Мощность, передаваемая в нагрузку, зависит от к. п. д. контура, который равен

$$\eta_k = 1 - \frac{R_э}{R_{э0}},$$

где $R_{э0}$ — эквивалентное сопротивление ненагруженного контура в анодной цепи.

Изменение к. п. д. контура при изменении сопротивления нагрузки имеет вид, изображенный на рис. 9. 2.11. Поэтому мощность в нагрузке

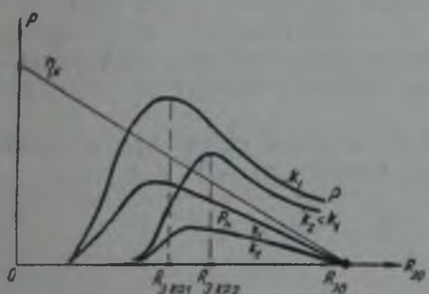


Рис. 9. 2. 12.

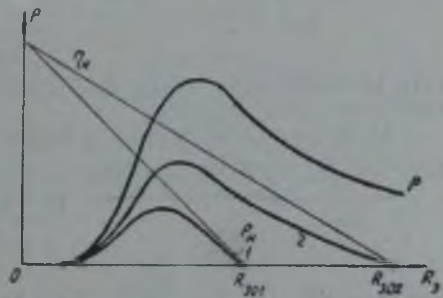


Рис. 9. 2. 13.

будет изменяться как показано на рис. 9. 2.12 для различных значений коэффициента обратной связи и на рис. 9. 2.13 для различных значений эквивалентного сопротивления ненагруженного контура $R_{э0}$.

Из приведенных графиков видно, что, как и в случае генератора с внешним возбуждением, максимум мощности в нагрузке имеет место в слегка недонапряженном режиме. Этот максимум мощности тем больше, чем больше коэффициент обратной связи и чем больше эквивалентное сопротивление ненагруженного контура.

В. Учет реакции цепи сетки

При рассмотрении процесса регулировки коэффициента обратной связи предполагалось, что сопротивление нагрузки генератора неизменно. На самом деле, в реальных генераторах при регулировке коэффициента обратной связи вследствие реакции цепи сетки сопротивление нагрузки изменяется в некоторых пределах, что меняет и характер поведения генератора.

Предположим, что входное сопротивление участка сетка — катод лампы неизменно и равно $R_{g\,вх}$. Если сопротивление контура в анодной цепи обозначить через $R_э$, то полное сопротивление нагрузки в анодной цепи $R'_э$ может быть найдено из выражения:

$$\frac{1}{R'_э} = \frac{1}{R_э} + \left(\frac{U_{mg}}{U_m}\right)^2 \cdot \frac{1}{R_{g\,вх}} = \frac{1}{R_э} + \frac{k^2}{R_{g\,вх}}.$$

Условие стационарности имеет вид:

$$(k - D) S R'_э = \alpha_i;$$

подставляя сюда значение $R'_э$, получим

$$\alpha_i = \frac{(k-D)S}{\frac{1}{R_э} + \frac{k^2}{R_{g\,вх}}}.$$

График зависимости коэффициента приведения внутреннего сопротивления от коэффициента обратной связи имеет вид, изображенный на рис. 9.2.14. Из этого рисунка видно, что при увеличении коэффициента обратной связи сначала имеет место рост амплитуды колебаний $k_{мин} < k < k_{опт}$, так как рост α_i соответствует росту амплитуды колебаний, а затем амплитуда колебаний начинает падать и при некотором значении коэффициента обратной связи $k_{макс}$ колебания срываются. Последнее происходит вследствие того, что с ростом коэффициента обратной связи в результате реакции цепи сетки сопротивление нагрузки генератора падает по квадратичному закону.

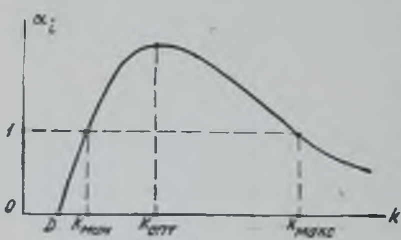


Рис. 9. 2. 14.

Предельные значения коэффициента обратной связи, при которых возникают колебания, определяются из условия $\alpha_i = 1$, т. е.

$$\frac{(k-D)a}{1 + \frac{k^2}{b}} = 1,$$

где $a = SR_э$ и $b = \frac{R_{g\,вх}}{R_э}$. Отсюда

$$k = \frac{ab}{2}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4(1+aD)}{a^2 b}}\right]. \qquad (9.2.8)$$

Если $R_{g\,вх} \gg R_э$, то $b \gg 1$ и приближенно

$$\sqrt{1 - \frac{4(1+aD)}{a^2 b}} \simeq 1 - \frac{2(1+aD)}{a^2 b},$$

т. е.

$$k \simeq \frac{ab}{2}\left[1 \pm \left\{1 - \frac{2(1+aD)}{a^2 b}\right\}\right]$$

или

$$k_{мин} \simeq \frac{1+aD}{a} = D + \frac{1}{SR_э},$$

что соответствует обычному условию самовозбуждения. Максимальное значение коэффициента обратной связи при этом равно

$$k_{\text{макс}} \cong ab\left(1 - \frac{1 + aD}{a^2 b}\right) = SR_{g\,\text{вх}} - \frac{1}{SR_э} - D \cong SR_{g\,\text{вх}}.$$

Из (9. 2. 8) следует также, что при очень малых b, т. е. при больших потерях в цепи сетки, колебания не возникают. Самовозбуждение имеет место только тогда, когда подкоренное выражение положительно, т. е. когда

$$\frac{4(1 + aD)}{a^2 b} < 1,$$

или

$$R_{g\,\text{вх}} \geqslant 4\left(\frac{D}{S} + \frac{1}{S^2 R_э}\right),$$

или, при $D \cong 0$,

$$R_{g\,\text{вх}} \geqslant \frac{4}{S^2 R_э}.$$

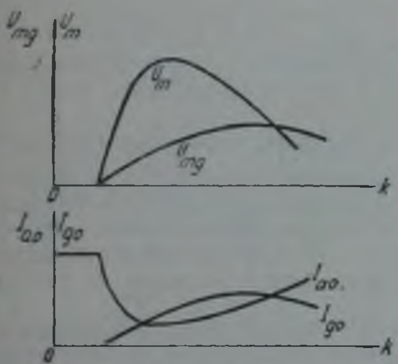


Рис. 9. 2. 15.

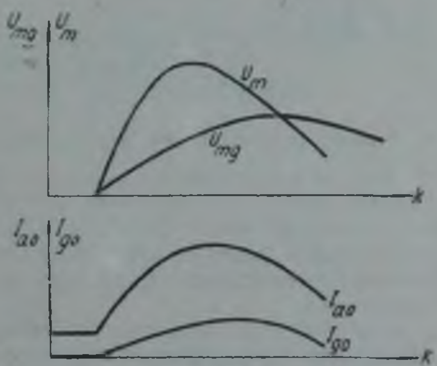


Рис. 9. 2. 16.

Максимальная амплитуда колебаний определяется из условия:

$$\frac{d\alpha_I}{dk} = 0,$$

откуда:

$$k_{\text{опт}} = D + \sqrt{D^2 + b} \cong D + \sqrt{b} = D + \sqrt{\frac{R_{g\,\text{вх}}}{R_э}}$$

и

$$\alpha_{I\,\text{макс}} = \frac{ab}{2k_{\text{опт}}} = \frac{ab}{2\left(D + \sqrt{D^2 + b}\right)} \cong \frac{S}{2}\sqrt{R_э R_{g\,\text{вх}}}.$$

Вследствие этого изменение режима генератора при изменении коэффициента обратной связи происходит так, как показано на рис. 9. 2.15 для схемы со смещением за счет сеточного тока и на рис. 9. 2.16 для схемы с катодным смещением. В обоих случаях при достаточно больших значениях коэффициента обратной связи генератор переходит не в перенапряженный режим, что было бы при отсутствии реакции цепи сетки, а в недонапряженный.

Приведенные рассуждения справедливы для недонапряженного режима. Если при увеличении коэффициента обратной связи генератор переходит в перенапряженный режим, то рост амплитуды колебаний замедляется, поскольку в перенапряженном режиме напряжение на контуре изменяется незначительно. При наличии автоматического смещения за счет сеточного тока генератор вообще не будет переходить в сильно перенапряженный режим, так как переход в перенапряженный режим сопровождается сильным увеличением сеточного тока, т. е. увеличением напряжения смещения, вследствие чего максимум амплитуды колебаний будет сильно размытым (рис. 9. 2.17). В последнем случае не имеет смысла устанавливать в генераторе оптимальную связь ($k_{опт}$), потому что при переходе из критического режима ($k = k_1$) в режим максимума генерируемой мощности амплитуда колебаний, а следовательно, и полная генерируемая мощность растут весьма незначительно, тогда как потери в цепи сетки возрастают примерно пропорционально увеличению квадрата коэффициента обратной связи:

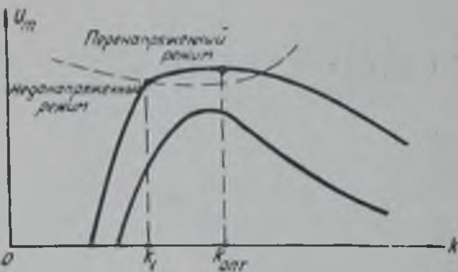


Рис. 9. 2. 17.

$$P_g = \frac{U_{mg}^2}{2R_{g\,вх}} = k^2 \frac{U_m^2}{2R_{g\,вх}}.$$

В таких случаях генератор ставят в критический режим.

Г. Влияние параметров цепи автоматического смещения, прерывистая генерация

Как уже упоминалось выше, для получения высокого к. п. д. и обеспечения мягкого возбуждения в генераторах с самовозбуждением применяют автоматическое смещение. Режим генератора существенно зависит от величины параметров цепи смещения, т. е. от сопротивления и емкости. Рассмотрим качественную картину влияния этих параметров на режим генератора.

Стационарное состояние генератора с автоматическим смещением описывается двумя уравнениями, первое из которых есть обычное условие стационарности режима самовозбуждающегося генератора:

$$I_{a1} = \frac{S}{\alpha_i}(k - D)U_m = \frac{S}{\alpha_i}\left(1 - \frac{D}{k}\right)U_{mg},$$

называемое, как известно, колебательной характеристикой. Следует только отметить здесь, что при автоматическом смещении первая гармоника анодного тока является функцией не только напряжения возбуждения U_{mg}, но и функцией напряжения смещения E_g. Второе же уравнение устанавливает связь между напряжением смещения и напряжением возбуждения:

$$E_g = -I_0 R,$$

где $I_0 = I_0(U_{mg}, E_g)$ — постоянная составляющая тока, обеспечивающего создание смещения на сопротивлении R (при сеточном смещении I_0 — постоянная составляющая сеточного тока, при катодном — постоянная составляющая катодного тока).

Качественная картина процессов, имеющих место в этом случае, наиболее наглядно может быть получена из графического решения двух приведенных уравнений. Первое из них может быть представлено в виде семейства колебательных характеристик, параметром которых является напряжение смещения, и прямой обратной связи (рис. 9. 2.18). Второе уравнение устанавливает связь между смещением E_g (параметром семейства колебательных характеристик) и напряжением возбуждения, поэтому оно может быть изображено в той же координатной системе. Примерный ход такой кривой, которую будем называть кривой смещения, представлен на том же рисунке пунктиром (кривая 1). Стационарный режим определяется точкой пересечения кривой смещения, прямой обратной связи и соответствующей колебательной характеристики (точка А на рис. 9. 2. 18).

При увеличении сопротивления смещения тем же амплитудам напряжения возбуждения будет соответствовать большее по абсолютной величине напряжение смещения, поэтому при большем R кривая смещения пойдет ниже (кривая 2 на рис. 9. 2. 18). При бесконечно большом сопротивлении смещения $E_g = -U_{mg}$ при автоматическом смещении за счет сеточного тока и $E_g = E_{gB} - U_{mg}$ — при катодном смещении (кривая 3 на рис. 9. 2. 18). Следовательно, с увеличением сопротивления смещения при постоянных других параметрах мощность генератора падает (точка Б на рис. 9. 2. 18).

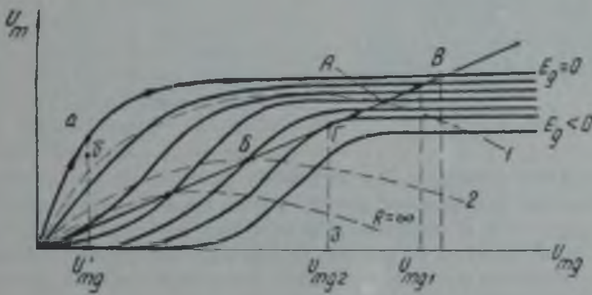


Рис. 9. 2. 18.

Выясним теперь вопрос об устойчивости стационарных режимов при наличии автоматического смещения. Как всегда, при исследовании вопросов устойчивости необходимо рассмотреть нестационарные процессы, возникающие при выходе системы из стационарного состояния. В случае автоматического смещения будут иметь место два нестационарных процесса: процесс установления высокочастотных колебаний в контуре и процесс установления смещения.

Для первого процесса, согласно § 8. 3,

$$\frac{1}{2\omega\rho}\frac{dU_m}{dt} = I_{a_1} - \frac{U_m}{R_э},$$

или

$$\frac{dU_m}{dt} = \frac{2\omega}{Q}\left(I_{a_1}R_э - \frac{U_{mg}}{k}\right),$$

откуда следует, что амплитуда колебаний при нестационарном процессе нарастает в случае

$$I_{a_1} > \frac{U_{mg}}{kR_э},$$

т. е. когда точка, характеризующая режим генератора, лежит выше прямой обратной связи, и наоборот, амплитуда колебаний уменьшается, когда точка лежит ниже прямой обратной связи (рис. 9. 2. 19). Скорость протекания этого процесса определяется параметрами генератора (Q, $R_э$, k) и параметрами лампы (главным образом, крутизной S).

Процесс установления напряжения смещения, согласно эквивалентной схеме цепи смещения (рис. 9. 2. 20), описывается уравнением:

$$-C\frac{dE_g}{dt}=I_0+\frac{E_g}{R},$$

где $I_0=I_0(U_{mg},\ E_g)$ тем больше, чем больше U_{mg}.

Поскольку кривая смещения соответствует условию $\frac{dE_g}{dt}=0$, то очевидно, что выше этой кривой напряжение смещения по абсолютной величине растет, а ниже — уменьшается (рис. 9.2.21). Скорость протекания процесса установления смещения зависит от постоянной времени цепи смещения RC.

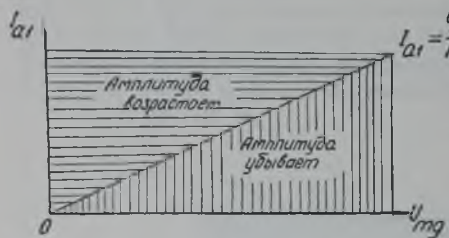


Рис. 9. 2. 19.

Рассмотрим, как протекает процесс установления стационарного состояния. Пусть сопротивление смещения выбрано таким образом, что кривая смещения имеет вид, изображенный на рис. 9.2.18 кривой I, и пусть состояние системы в какой-либо момент времени соответствует точке a. Согласно сказанному выше, в этой точке напряжение смещения должно уменьшаться и напряжение возбуждения расти. При нестационарном процессе точка a будет перемещаться по определенному закону в общем направлении вниз — направо. Если она через некоторое время

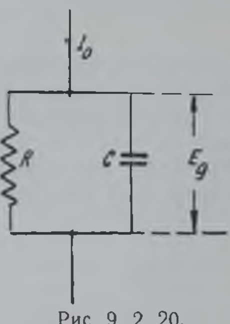


Рис. 9. 2. 20.

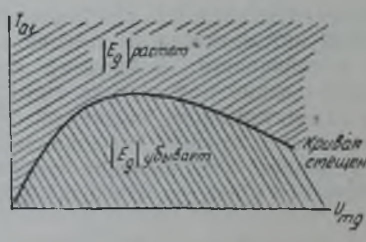


Рис. 9. 2. 21.

попадет на кривую смещения левее точки A, то далее уже будет двигаться вправо по этой кривой до точки A, так как в этой части согласно рис. 9. 2. 19 амплитуда колебаний должна расти. Если же точка a в своем движении вниз — направо попадет на прямую обратной связи правее точки A, то далее она будет перемещаться влево по упомянутой прямой до точки A, так как согласно рис. 9.2.21 в этой области напряжение смещения должно расти по абсолютной величине. Аналогично будет протекать процесс и при любом другом начальном положении точки a.

Следовательно, стационарное состояние, соответствующее точке A, будет устойчивым состоянием. Отметим, что это состояние было бы устойчивым и при отсутствии автоматического смещения.

В случае кривой смещения 2 стационарное состояние, соответствующее точке *Б*, является неустойчивым при внешнем источнике напряжения смещения. Однако при автоматическом смещении, при выполнении некоторых условий это состояние может оказаться устойчивым. Действительно, пусть процесс установления смещения протекает значительно быстрее, чем процесс установления амплитуды (постоянная времени цепи смещения RC достаточно мала); тогда при выходе из стационарного состояния, например в точку *б* рис. 9. 2. 18, система будет вести себя следующим образом. При почти неизменном напряжении возбуждения U'_{mg} быстро установится напряжение смещения, соответствующее кривой смещения 2, и далее амплитуда колебаний будет изменяться таким образом, что рабочая точка (точка *б*) будет передвигаться вдоль кривой смещения в направлении к точке *Б*. Следовательно, стационарное состояние *Б* будет устойчивым состоянием.

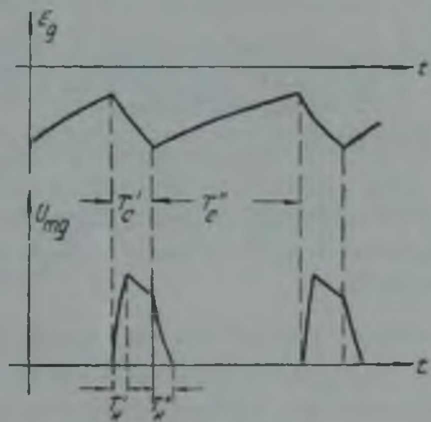


Рис. 9. 2. 22.

Если же, наоборот, постоянная времени цепи смещения очень велика, и процесс установления амплитуды колебаний протекает значительно быстрее, чем процесс установления смещения, то стационарное состояние *Б* будет неустойчивым. Действительно, пусть, например, в исходный момент времени состояние системы характеризуется точкой *a*. Нестационарный процесс будет протекать следующим образом. Поскольку постоянная времени цепи смещения велика, то смещение будет увеличиваться очень медленно, а амплитуда колебаний быстро вырастет и состояние системы будет характеризоваться точкой *В* на прямой обратной связи (на самом деле, вследствие изменения смещения, точка сместится немного вниз). Далее смещение постепенно будет возрастать и рабочая точка будет перемещаться вниз по прямой обратной связи до точки *Г*, где прямая обратной связи касается колебательной характеристики. В точке *Г* смещение попрежнему должно увеличиваться, но теперь увеличение смещения возможно только при условии, что рабочая точка сойдет вниз с прямой обратной связи. А так как ниже прямой обратной связи амплитуда колебаний должна уменьшаться, и этот процесс должен протекать значительно быстрее, чем изменение смещения, то рабочая точка из точки *Г* по колебательной характеристике быстро переместится в начало координат, т. е. колебания сорвутся. После этого смещение будет медленно убывать до тех пор, пока при некоторой его величине не будет выполнено условие самовозбуждения и амплитуда колебаний не начнет вновь возрастать. Процесс будет повторяться, в результате чего будет иметь место так называемая прерывистая генерация. Изменение напряжения смещения и амплитуды колебаний при этом процессе показано на рис. 9. 2. 22, причем время нарастания и затухания колебаний ($T'_к$ и $T''_к$) значительно меньше времени уменьшения или увеличения смещения (T'_c и T''_c). Это явление прерывистой генерации иногда находит применение для обеспечения импульсной работы генератора.

Для того, чтобы прерывистая генерация могла иметь место, сопротивление смещения должно быть достаточно велико: кривая смещения должна пересекать прямую обратной связи ниже точки $Г$, в которой последняя касается колебательной характеристики. Для обеспечения непрерывной устойчивой работы самовозбуждающегося генератора это явление нежелательно и его следует избегать, для чего постоянная времени цепи смещения должна быть взята достаточно малой. Теоретические исследования, проведенные С. И. Евтяновым для схемы с автоматическим смещением за счет сеточного тока и Н. А. Железцовым для схемы с катодным смещением, показали, что точное значение емкости, при которой возникает прерывистая генерация, найти затруднительно. Примерное значение этой емкости определяется из условия:

$$RC \cong \frac{3Q}{(k-D)\,SR_э - 1}\,T,$$

где $R_э$ — эквивалентное сопротивление;
Q — качество контура в анодной цепи генератора;
T — период колебаний.

Обычно $Q \cong 100$, $(k-D)\,SR_э = 5 \div 6$, поэтому

$$RC \cong 50T,$$

т. е. для отсутствия прерывистой генерации постоянная времени цепи смещения должна быть меньше пятидесяти периодов колебаний высокой частоты.

Д. Влияние анодного напряжения

Анодное напряжение является одним из основных параметров, характеризующих режим генератора. Особенно важно знание зависимости режима генератора от анодного напряжения при модуляции (см. гл. 16).

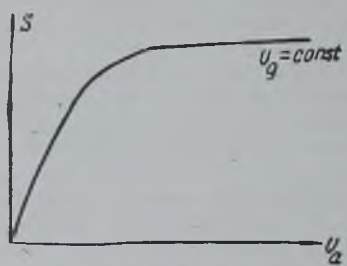


Рис. 9. 2. 23.

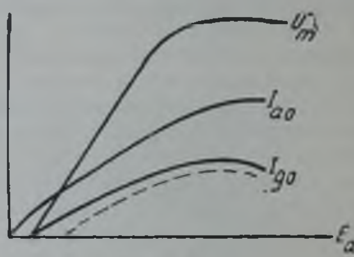


Рис. 9. 2. 24.

Количественное рассмотрение этой зависимости представляет значительные трудности, и потому приведем только качественные соображения.

При малых анодных напряжениях крутизна статических характеристик анодного тока мала, поэтому колебания в схеме возникают только при анодных напряжениях, больших некоторой определенной величины. Это предельное значение анодного напряжения $E_{a\,мин}$ может быть найдено, если известна зависимость крутизны характеристики S от E_a из условия:

$$(k-D)\,S(E_{a\,мин})\,R_э = 1.$$

При увеличении анодного напряжения крутизна статической характеристики растет до некоторого максимального значения (рис. 9. 2. 23). Вследствие роста крутизны при увеличении анодного напряжения растет амплитуда колебаний, рост происходит примерно по линейному закону (рис. 9. 2. 24). При весьма больших анодных напряжениях, когда крутизна характеристик анодного тока практически не меняется, рост амплитуды колебаний прекращается. Таким образом, зависимость амплитуды колебаний (напряжение на аноде или на сетке, потому что коэффициент обратной связи постоянен) от анодного напряжения имеет вид, изображенный на рис. 9. 2. 24.

Подобным же образом меняются и постоянные составляющие анодного и сеточного токов. Сеточный ток появляется сразу при возникновении колебаний в случае автоматического смещения за счет сеточного тока (сплошная кривая на рис. 9. 2. 24) или же после того как амплитуда колебаний вырастет до некоторой определенной величины — в случае катодного смещения (пунктирная кривая на рис. 9. 2. 24). При достаточно больших анодных напряжениях сеточный ток уменьшается, поскольку генератор переходит в сильно недонапряженный режим.

Анодный ток с ростом анодного напряжения вначале растет почти линейно, лишь при возникновении колебаний в кривой анодного тока наблюдается изменение крутизны.

С переходом в недонапряженный режим рост анодного тока замедляется. Таким образом, в области перенапряженного режима сопротивление генератора для источника анодного питания почти постоянно:

$$R_{\text{г}} = \frac{E_a}{I_{a_0}} \simeq \text{const}.$$

Это обстоятельство является благоприятным для осуществления анодной модуляции в генераторе с самовозбуждением (подробнее см. в § 16. 3).

Глава 10

СТАБИЛЬНОСТЬ ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАТОРОВ С САМОВОЗБУЖДЕНИЕМ

§ 10.1. Общие вопросы теории стабильности частоты

Одной из важнейших характеристик радиопередающего устройства является устойчивость частоты развиваемых им колебаний. Особенно высокие требования к стабильности частоты предъявляются к современным передатчикам, предназначенным для осуществления радиосвязи. Это вызвано огромным развитием радиосвязи и наличием большого количества радиостанций, работающих в сравнительно узком диапазоне частот. Частота колебаний передатчика определяется параметрами генератора с самовозбуждением. Поэтому рассмотрение стабильности частоты передатчика сводится к рассмотрению стабильности частоты генератора с самовозбуждением.

Теория стабильности частоты колебаний, генерируемых автоколебательной системой, так же как и общая теория автоколебаний, разработана в Советском Союзе силами большого коллектива советских ученых.

Одной из первых работ, посвященных вопросу стабильности частоты, была статья Ю. Б. Кобзарева, опубликованная в 1931 году. В ней было впервые указано на необходимость учета нелинейности характеристики анодного тока лампы при рассмотрении вопроса зависимости частоты от режима лампового генератора и показано влияние сеточного тока на частоту генерируемых колебаний. В 1934 году академик Н. М. Крылов и доктор Н. Н. Боголюбов в книге «Новые методы нелинейной механики» решили задачу о влиянии гармоник напряжения на частоту генерируемых колебаний в более общем виде.

В статьях, опубликованных в 1932—1934 гг. в «Журнале технической физики», советский ученый Б. К. Шембель впервые отчетливо показал роль колебательного контура с высоким качеством, как стабилизатора частоты колебаний генератора с самовозбуждением.

В книге «Стабилизация частоты в радиотехнике», вышедшей в 1937 году, профессор М. С. Нейман рассмотрел подробно основные факторы, влияющие на стабильность частоты самовозбуждающегося генератора, и дал стройную теорию стабилизации частоты.

Огромные достижения советской радиотехники в деле практического повышения устойчивости частоты радиопередающих устройств, особенно маломощных подвижных передатчиков, обусловлены в значительной степени работами лауреата Сталинских премий Г. Т. Шитикова. В этих работах основное внимание уделено вопросу создания колебательного контура с достаточно стабильными деталями и уменьшению влияния лампы генератора на стабильность частоты его колебаний.

Таким образом, благодаря работам советских ученых советская радиотехника занимает ведущую роль в теории и практике стабилизации частоты радиопередающих устройств.

Как уже говорилось выше, частота генерируемых колебаний в автоколебательной системе определяется из условия баланса фаз:

$$\varphi_{k'} + \varphi_S + \varphi_z = 2n\pi.$$

В этом выражении каждое из слагаемых является функцией частоты и параметров лампы, контура и цепи обратной связи. При изменении любого из параметров под действием какого-либо дестабилизирующего фактора условие баланса фаз становится нарушенным на прежней частоте. Частота генерируемых генератором колебаний изменяется таким образом, что на новой частоте вновь выполняется условие баланса фаз.

Обозначим дестабилизирующий фактор через α; тогда условие баланса фаз можно переписать в виде

$$\varphi_z(\omega, \alpha) + \varphi'(\omega, \alpha) = 2n\pi, \tag{10.1.1}$$

где

$$\varphi' = \varphi_{K'} + \varphi_S.$$

Изменение частоты $\Delta\omega$, вызванное изменением дестабилизирующего фактора на величину $\Delta\alpha$, будет удовлетворять уравнению, которое получается из (10. 1. 1), если продифференцировать это выражение и заменить дифференциалы конечными приращениями:

$$\left(\frac{\partial\varphi_z}{\partial\omega} + \frac{\partial\varphi'}{\partial\omega}\right)\Delta\omega + \left(\frac{\partial\varphi_z}{\partial\alpha} + \frac{\partial\varphi'}{\partial\alpha}\right)\Delta\alpha = 0,$$

откуда

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\dfrac{\partial\varphi_z}{\partial\alpha} + \dfrac{\partial\varphi'}{\partial\alpha}}{-\omega\dfrac{\partial\varphi_z}{\partial\omega} - \omega\dfrac{\partial\varphi'}{\partial\omega}}\Delta\alpha. \tag{10.1.2}$$

Из соотношения (10. 1. 2) следует, что изменение частоты прямо пропорционально изменению дестабилизирующего фактора и это изменение тем меньше, чем больше величина $-\omega\dfrac{\partial\varphi_z}{\partial\omega} - \omega\dfrac{\partial\varphi'}{\partial\omega}$ и чем меньше величина $\dfrac{\partial\varphi_z}{\partial\alpha} + \dfrac{\partial\varphi'}{\partial\alpha}$.

Величина $\dfrac{\partial\varphi_z}{\partial\alpha}$ характеризует, насколько стабильна фаза сопротивления контура при воздействии дестабилизирующего фактора α, т. е. она характеризует эталонность параметров контура. Аналогично, второе слагаемое в числителе характеризует эталонность параметров лампы и цепи обратной связи.

Величина $-\omega\dfrac{\partial\varphi_z}{\partial\omega} - \omega\dfrac{\partial\varphi'}{\partial\omega}$ называется фиксирующей способностью, она зависит не от какого-либо отдельного параметра генератора, а характеризует генератор в целом. Эта величина впервые была введена Б. К. Шембелем. Фиксирующая способность генератора определяется суммой фиксирующих способностей всех элементов цепи самовозбуждения: контура, цепи обратной связи и лампы.

Вычислим для примера фиксирующую способность колебательного контура первого вида. Эквивалентное сопротивление контура можно записать в виде

$$\bar{z}_э = \frac{1}{j\omega C + \dfrac{1}{r + j\omega L}} = \frac{r^2 + \omega^2 L^2}{r - j\left[\omega\left(L - Cr^2\right) - \omega^3 L^2 C\right]},$$

откуда

$$\operatorname{tg}\varphi_z = \frac{\omega\left(L - Cr^2\right) - \omega^3 L^2 C}{r}.$$

Дифференцируя это выражение по ω, получим

$$\frac{1}{\cos^2\varphi_z}\frac{\partial\varphi_z}{\partial\omega} = \frac{L - Cr^2 - 3\omega^2 L^2 C}{r} = \frac{1}{\omega}\operatorname{tg}\varphi_z - \frac{2\omega^2 L^2 C}{r}.$$

Поэтому фиксирующая способность контура равна

$$-\omega\frac{\partial\varphi_z}{\partial\omega} = 2\frac{\omega^3}{\omega_0^3}\frac{\omega_0 L}{r}\cos^2\varphi_z - \sin\varphi_z\cdot\cos\varphi_z. \tag{10.1.3}$$

Поскольку частота генерируемых колебаний мало отличается от собственной частоты контура, то в этом выражении можно положить $\dfrac{\omega^3}{\omega_0^3} \cong 1$. Кроме того, качество контура $\dfrac{\omega_0 L}{r} = Q$ обычно достаточно велико, и вторым членом в (10. 1. 3) можно пренебречь. Поэтому фиксирующая способность контура приближенно равна

$$-\omega\frac{\partial\varphi_z}{\partial\omega} \cong 2Q\cos^2\varphi_z.$$

Следовательно, фиксирующая способность контура тем выше, чем больше качество контура и чем меньше частота генерируемых колебаний отличается от собственной частоты контура (т. е. чем меньше φ_z).

Фиксирующие способности других элементов схемы значительно меньше, поскольку они обычно не обладают резонансными свойствами в области частоты генерируемых колебаний. Так, например, при индуктивной обратной связи коэффициент обратной связи равен

$$\bar{k} = \frac{j\omega M}{r + j\omega L} = \frac{\omega^2 ML}{r^2 + \omega^2 L^2} + j\,\frac{\omega Mr}{r^2 + \omega^2 L^2},$$

поэтому:

$$\bar{k}' = \bar{k} - D = \left(\frac{\omega^2 ML}{r^2 + \omega^2 L^2} - D\right) + j\,\frac{\omega Mr}{r^2 + \omega^2 L^2}$$

и

$$\operatorname{tg}\varphi_{k'} = \frac{\omega Mr}{\omega^2 ML - Dr^2 - D\omega^2 L^2} \cong \frac{M}{M - DL}\,\frac{r}{\omega L}.$$

Так как $\frac{r}{\omega L} \ll 1$, то $\operatorname{tg}\varphi_{k'} \cong \varphi_{k'}$, поэтому

$$-\omega\,\frac{\partial\varphi_{k'}}{\partial\omega} \cong \frac{M}{M - DL}\,\frac{r}{\omega L} \cong \frac{1}{Q}\,\frac{M}{M - DL} \ll 1, \tag{10.1.4}$$

т. е. действительно фиксирующая способность цепи обратной связи ничтожна.

Аналогично можно показать малость фиксирующих способностей и других элементов схемы.

Следовательно, фиксирующая способность генератора в основном определяется фиксирующей способностью колебательного контура:

$$-\omega\,\frac{\partial\varphi_z}{\partial\omega} - \omega\,\frac{\partial\varphi_{k'}}{\partial\omega} - \omega\,\frac{\partial\varphi_S}{\partial\omega} \cong 2Q\cos^2\varphi_z.$$

Преобразуем несколько числитель в выражении (10. 1. 2). Имеем

$$\operatorname{tg}\varphi_z \cong \frac{\omega L - \omega^3 L^2 C}{r} = Q\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega^3}{\omega_0^3}\right) \cong -2Q\,\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0},$$

так как $\left|\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right| \ll 1$. Дифференцируя по α, получим

$$\frac{1}{\cos^2\varphi_z}\cdot\frac{\partial\varphi_z}{\partial\alpha} = -2\,\frac{\omega - \omega_0}{\omega}\,\frac{\Delta Q}{\Delta\alpha} + 2Q\,\frac{\omega}{\omega_0^2}\,\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\alpha} \cong \frac{\operatorname{tg}\varphi_k}{Q}\,\frac{\Delta Q}{\Delta\alpha} + 2Q\,\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0\Delta\alpha}.$$

Подставляя это выражение в (10. 1. 2) и используя (10. 1. 1), будем иметь:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} + \frac{\operatorname{tg}\varphi_k}{2Q^2}\,\Delta Q + \frac{\frac{\partial\varphi'}{\partial\alpha}}{2Q\cdot\cos^2\varphi_z}\,\Delta\alpha. \tag{10.1.5}$$

Следовательно, изменение частоты под действием дестабилизирующего фактора происходит за счет изменения собственной частоты колебательной системы $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ $\left[\text{слагаемое } \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \text{ в (10. 1. 5)}\right]$, а также за счет изменения качества контура и фазовых соотношений в лампе и цепи обратной связи. Как было отмечено выше, числитель последнего слагаемого в (10. 1. 5) обратно пропорционален качеству контура Q, поэтому оба последних слагаемых в выражении, определяющем нестабильность частоты генерируемых колебаний, есть величины порядка $\frac{1}{Q^2}$, т. е. величины второго порядка малости относительно затухания $d = \frac{1}{Q}$. Вывод же соотношения (10. 1. 5) основывался на квазилинейном методе, предпосылкой которого являлось пренебрежение амплитудами гармоник напряжения на колебательном контуре по сравнению с амплитудой колебаний основной частоты, вследствие чего полученное выражение для нестабильности частоты не является точным. На это обстоятельство впервые обратил внимание Ю. Б. Кобзарев, который показал, что наличие высших гармоник приводит к появлению сдвига по фазе между первыми гармониками анодного тока и управляющего напряжения, в результате чего средняя крутизна оказывается величиной комплексной не только на высоких частотах вследствие влияния инерции электронов, но также и на низких частотах, когда с явлением инерции электронов можно не считаться.

Покажем качественно влияние гармоник на фазу средней крутизны, причем для простоты рассуждений учтем только вторую гармонику. Для гармоник нагрузка в анодной цепи может считаться чисто реактивной, так как контур сильно расстроен для этих частот, и напряжение гармоник на контуре сдвинуто почти на 90° относительно гармоник анодного тока. Управляющее напряжение на сетке будет состоять из колебаний основной частоты и второй гармоники. Их взаимное расположение во времени приблизительно будет иметь вид, указанный на рис. 10. 1. 1. Результирующее управляющее напряжение равно сумме этих двух напряжений и показано на том же рисунке пунктирной кривой. Очевидно, что результирующее напряжение будет несимметричным и его максимум будет сдвинут на некоторый угол относительно максимума напряжения основной частоты.

На том же рисунке построены и импульсы анодного тока: изображенный сплошной кривой для случая без учета гармоник и пунктирной — с учетом гармоник. Импульс анодного тока вследствие влияния гармоник становится несимметричным и его составляющая основной частоты будет сдвинута на некоторый угол относительно первой гармоники управляющего напряжения.

Появление этого сдвига по фазе у средней крутизны приводит к изменению частоты на величину

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cong -\frac{1}{2Q^2}\sum_{n=2}^{\infty}\frac{n^2}{n^2-1}\left(\frac{\alpha_n}{\alpha_1}\right)^2$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$ — коэффициенты гармоник анодного тока. Эта формула впервые была получена Н. М. Крыловым и Н. Н. Боголюбовым; из нее видно, что нелинейная поправка на частоту есть величина также второго порядка относительно затухания.

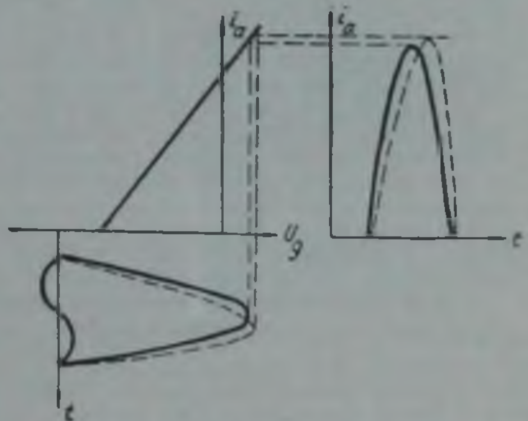


Рис. 10. 1. 1.

Следовательно, изменения частоты, обусловленные изменением фазовых соотношений в цепи обратной связи и в лампе, невелики и тем меньше, чем выше фиксирующая способность, т. е. качество контура. Основным фактором нестабильности частоты генерируемых колебаний является изменение собственной частоты колебательной системы генератора под действием дестабилизирующих факторов.

В случае одноконтурного генератора собственная частота колебательной системы определяется индуктивностью и емкостью контура:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \tag{10.1.6}$$

поэтому изменение собственной частоты возможно только за счет изменения индуктивности и емкости. При малых относительных изменениях индуктивности и емкости $\frac{\Delta L}{L} \ll 1$ и $\frac{\Delta C}{C} \ll 1$ изменение частоты будет мало. Проще всего зависимость $\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}$ от $\frac{\Delta L}{L}$ и $\frac{\Delta C}{C}$ может быть получена следующим образом: прологарифмируем выражение (10. 1. 6) и возьмем от него дифференциал, заменив дифференциал конечным приращением; тогда получим:

$$\ln\omega_0 = -\frac{1}{2}\ln L - \frac{1}{2}\ln C;$$

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = -\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta C}{C}\right). \tag{10.1.7}$$

Для получения высокой стабильности частоты необходимо иметь малыми изменения емкости и индуктивности контура. Выясним теперь основные факторы, вызывающие изменение параметров контура, и укажем пути ослабления их действия.

§ 10.2. Основные дестабилизирующие факторы

Изменение параметров контура, а следовательно, и частоты генерируемых колебаний, обуславливается следующими причинами:

1) механические деформации;
2) изменение температуры;
3) изменение давления и влажности;
4) изменение параметров лампы генератора с самовозбуждением;
5) изменение питающих напряжений;
6) реакция нагрузки.

Рассмотрим влияние всех этих факторов порознь.

Механические деформации вызывают изменение индуктивности и емкости колебательного контура вследствие изменения расстояний проводников, образующих контур, от экрана и относительно друг друга. Для устранения этих влияний необходим жесткий монтаж всех деталей. Соединительные провода, входящие в контур, берутся по возможности короткими и достаточно жесткими. Катушки индуктивности наматываются на каркас таким образом, чтобы их витки не смещались при вибрациях. Пластины конденсаторов делаются достаточно массивными, чтобы при вибрациях не изменялось расстояние между ними. Для ослабления вибраций в подвижных передатчиках применяется амортизация.

Изменение температуры деталей контура приводит к изменению их геометрических размеров и электрических параметров, вследствие чего меняются индуктивность и емкость контура. Изменение температуры деталей возможно по двум причинам: за счет изменения окружающей температуры и за счет прогрева деталей, вследствие выделяемого в них тепла при протекании токов, а также разогрева лампы. Действие этих причин может быть значительно уменьшено путем помещения самовозбуждающегося генератора в термостат. Однако последнее связано с увеличением габаритов передатчика, что не всегда возможно.

Для характеристики изменения емкости и индуктивности с температурой вводятся понятия: температурный коэффициент емкости (ТКЕ)

$$\alpha_C = \frac{\Delta C}{C\Delta t}$$

и температурный коэффициент индуктивности (ТКИ)

$$\alpha_L = \frac{\Delta L}{L\Delta t},$$

которые показывают относительное изменение емкости и индуктивности при изменении температуры на 1° С.

Температурный коэффициент частоты (ТКЧ)

$$\alpha_f = \frac{\Delta f}{f\cdot\Delta t}$$

согласно формуле (10. 1. 7) связан с температурными коэффициентами емкости и индуктивности простым соотношением:

$$\alpha_f = -\frac{\alpha_C + \alpha_L}{2}. \qquad (10.2.1)$$

Температурный коэффициент емкости зависит от конструкции конденсатора и материала, из которого он сделан.

Емкость плоского конденсатора определяется формулой:

$$C = \frac{S(n-1)\varepsilon}{3{,}6\pi\cdot d},$$

где S — площадь пластин;
n — количество пластин;
d — толщина зазора между пластинами;
ε — диэлектрическая проницаемость.

Отсюда получаем

$$\alpha_C = \frac{\Delta C}{C\Delta t} = \frac{\Delta S}{S\Delta t} - \frac{\Delta d}{d\Delta t} + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon\Delta t} = 2\alpha_{пл} - \alpha_з + \alpha_\varepsilon,$$

где $\alpha_{пл}$ — температурный коэффициент линейного расширения пластин;
$\alpha_з$ — температурный коэффициент, обусловленный изменением зазора между пластинами;
α_ε — температурный коэффициент диэлектрической проницаемости.

В воздушных конденсаторах $\alpha_з \cong 0$, и если пластины и шайбы сделаны из одного и того же материала, то ТКЕ равен коэффициенту линейного расширения материала:

$$\alpha_C = 2\alpha_{пл} - \alpha_з = \alpha_{пл},$$

что составит для наиболее распространенных металлов (алюминий, латунь) около $20 \cdot 10^{-6}\ \frac{1}{град}$.

Если соответствующим образом подобрать материал шайб и пластин, то можно обратить ТКЕ в нуль. Такие конденсаторы называются термокомпенсированными. Однако они не находят большого применения из-за невозможности получения хорошей компенсации в широком диапазоне и сложности регулировки.

Для получения малого ТКЕ воздушные конденсаторы могут быть изготовлены из материала с малым температурным коэффициентом линейного расширения, например из инвара $\left(\alpha = 0{,}4 - 1{,}8 \cdot 10^{-6}\ \frac{1}{град}\right)$.

ТКЕ конденсаторов постоянной емкости может быть получен как положительным, так и отрицательным, в зависимости от температурного коэффициента диэлектрической проницаемости используемого диэлектрика. В настоящее время широко используют различного рода неорганические диэлектрики: плавленый кварц, радиофарфор, радиостеатит, пирофилит и др. Для получения отрицательного температурного коэффициента емкости применяются керамические массы, содержащие в своем составе двуокись титана. Такие конденсаторы используются для температурной компенсации контура, которая заключается в том, что подбором величины ТКЕ осуществляется ТКЧ, равный нулю. Для этого необходимо, чтобы

$$\alpha_C = -\alpha_L.$$

Но температурный коэффициент полной емкости контура зависит от величин емкостей, входящих в контур, и их ТКЕ. Вводя в схему конденсатор с отрицательным ТКЕ, подбором величины его емкости можно добиться выполнения условия $\alpha_C = -\alpha_L$, т. е. $\alpha_f = 0$.

При работе на одной частоте решение рассматриваемой задачи не представляет больших затруднений. Однако при работе генератора в более или менее широком диапазоне оказывается, что при использовании простейшего способа термокомпенсации с одним термокомпенсирующим конденсатором ТКЧ обращается в нуль только на одной частоте. Для осуществления хорошей термокомпенсации в диапазоне необходимо включение нескольких термокомпенсирующих конденсаторов с различными ТКЕ. Теория термокомпенсации контура в диапазоне частот разработана советским инженером С. С. Аршиновым и опубликована в 1948 году. Термокомпенсация по С. С. Аршинову получается тем более эффективной, чем меньше коэффициент перекрытия диапазона и чем меньше ТКЧ контура без термокомпенсации. Поэтому, несмотря на применение термокомпенсации, необходимо иметь малыми ТКЕ и ТКИ входящих в контур деталей.

Температурный коэффициент индуктивности зависит от конструкции контурной катушки. Для уменьшения ТКИ катушка должна быть плотно намотана на каркасе, обладающем малым температурным коэффициентом линейного расширения. Для осуществления плотного сцепления провода катушки с каркасом применяют два способа. При первом способе провод наматывают в нагретом состоянии при температуре около 100° С. Такой способ называется горячей намоткой. После остывания длина провода уменьшается и он плотно охватывает катушку. При втором способе металлический слой наносится на керамический каркас методом вжигания. При этом получается очень хорошее сцепление «витков» катушки с каркасом.

Влажность и давление сказываются главным образом на величине емкости контура. От влажности и давления зависит диэлектрическая проницаемость воздуха, а следовательно, и емкость воздушных конденсаторов. Некоторые диэлектрики обладают гигроскопичностью, поэтому у них при изменении влажности меняются диэлектрическая проницаемость и сопротивление изоляции, что приводит к изменению емкости контура и его качества.

Меры борьбы с влиянием влажности и давления сводятся к герметизации деталей контура и к использованию различного рода влагоулавливающих веществ.

Влияние лампы генератора на частоту генерируемых колебаний в основном сводится к влиянию ее междуэлектродных емкостей на собственную частоту контура. Изменение собственной частоты контура за счет изменения междуэлектродных емкостей происходит прежде всего при смене ламп вследствие довольно большого разброса величин междуэлектродных емкостей (около 20%), а также за счет изменения этих емкостей при работе генератора из-за разогрева лампы и изменения питающих напряжений. При изменении питающих напряжений меняются также и фазовые соотношения в генераторе: а) изменяется фаза средней крутизны вследствие изменения соотношений между гармониками анодного тока (на низких частотах), а также инерции электронов (на достаточно высоких частотах); б) изменяется фаза коэффициента обратной связи из-за изменения тока управляющей сетки.

Влияние разогрева лампы на частоту особенно сильно сказывается в первые моменты времени после включения генератора, когда температура лампы и деталей контура быстро возрастает. Это начальное изменение частоты принято называть «выбегом» частоты. Наиболее заметные изменения частоты обычно происходят за первые 15—20 минут после включения. Типичная кривая выбега, показывающая изменение частоты во времени при включении передатчика, показана на рис. 10. 2. 1. Частота генерируемых колебаний со временем уменьшается вследствие увеличения емкостей и индуктивностей контура.

Уменьшение влияния междуэлектродных емкостей лампы на частоту генерируемых колебаний возможно путем уменьшения связи лампы с контуром. Однако при уменьшении связи лампы с контуром уменьшаются как коэффициент обратной связи, так и сопротивление нагрузки генератора, что ведет к уменьшению мощности генератора и, в конце концов, к срыву колебаний.

Задачу о нахождении оптимальной связи лампы с контуром, обеспечивающей наибольшую стабильность частоты, поставил и разрешил Г. Т. Шитиков в 1940 году. Рассмотрим эту задачу при некоторых упрощающих предположениях, а именно, будем считать лампу генератора имеющей достаточно малую проницаемость, т. е. $D \cong 0$, и обладающей двумя малыми изменяющимися емкостями: входной емкостью,

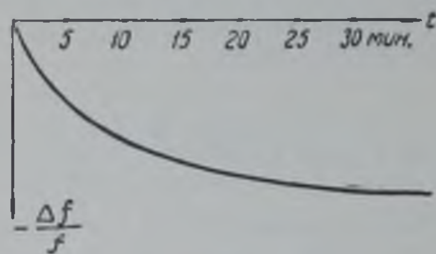


Рис. 10. 2. 1.

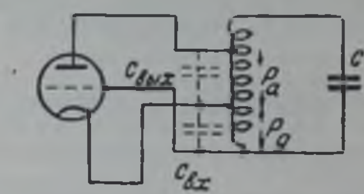


Рис. 10. 2. 2.

действующей между сеткой и катодом, $C_{вх}$ и выходной емкостью $C_{вых}$, действующей между анодом и катодом. Схема генератора при этом будет иметь вид, изображенный на рис. 10. 2. 2. Обозначим коэффициент связи анодной цепи лампы с контуром через p_a и сеточной p_g; тогда будем иметь:

$$R_э = p_a^2 \frac{Q}{\omega C}; \tag{10. 2. 2}$$

$$k = \frac{p_g}{p_a}, \tag{10. 2. 3}$$

где $R_э$ — эквивалентное сопротивление нагрузки в анодной цепи генератора;
Q — качество контура;
C — емкость контура;
k — коэффициент обратной связи.

Емкости лампы могут быть пересчитаны в емкости, параллельные емкости всего контура; тогда для эквивалентной емкости лампы будем иметь следующее выражение:

$$C_л = p_a^2 C_{вых} + p_g^2 C_{вх}.$$

Нестабильность частоты, вызванная изменением емкостей лампы, равна

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2}\frac{\Delta C}{C} = -\frac{1}{2C}\left(p_a^2 \Delta C_{вых} + p_g^2 \Delta C_{вх}\right). \tag{10. 2. 4}$$

Для того, чтобы генератор находился в критическом режиме, необходимо

$$R_э = R_{э\,кр} = p_a^2 \frac{Q}{\omega C}, \tag{10. 2. 5}$$

причем величины k и $R_{э\,кр}$ связаны условием стационарности:

$$kR_{э\,кр} \cdot S_{ср} = 1. \tag{10. 2. 6}$$

Из (10. 2. 5) имеем

$$p_a^2 = \frac{R_{\text{э кр}}\omega C}{Q},$$

а из (10. 2. 3) и (10. 2. 6), используя последнее соотношение, получим

$$p_g^2 = \frac{\omega C}{QR_{\text{э кр}} \cdot S_{\text{ср}}}.$$

Подставляя выражения для p_a^2 и p_g^2 в (10. 2. 4), будем иметь:

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{\omega}{2Q}\left(R_{\text{э кр}}\Delta C_{\text{вых}} + \frac{\Delta C_{\text{вх}}}{S_{\text{ср}}^2 R_{\text{э кр}}}\right). \tag{10. 2. 7}$$

Из последнего выражения видно, что при изменении критического сопротивления нагрузки генератора будет изменяться нестабильность частоты. При большом $R_{\text{э кр}}$ необходимо иметь большое p_a и, следовательно, нестабильность частоты будет велика за счет большого влияния выходной емкости лампы. При малом же $R_{\text{э кр}}$ нестабильность будет велика за счет большого влияния входной емкости лампы, так как согласно (10. 2. 6) при малом $R_{\text{э кр}}$ требуется большой коэффициент обратной связи, т. е. большое p_g. Оптимальное значение сопротивления нагрузки с точки зрения стабильности частоты получается из (10. 2. 7) путем приравнивания нулю производной

$$\frac{\partial}{\partial R_{\text{э кр}}}\left(\frac{\Delta f}{f}\right) = 0.$$

Отсюда имеем

$$R_{\text{э кр опт}} = \frac{1}{S_{\text{ср}}}\sqrt{\frac{\Delta C_{\text{вх}}}{\Delta C_{\text{вых}}}}. \tag{10. 2. 8}$$

Подставляя это значение в формулу для нестабильности частоты, найдем

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{\text{мин}} = -\frac{\omega}{QS_{\text{ср}}}\sqrt{\Delta C_{\text{вх}} \cdot \Delta C_{\text{вых}}} = -\frac{\alpha_i}{QS}\,\omega\sqrt{\Delta C_{\text{вх}} \cdot C_{\text{вых}}}.$$

Смысл полученной формулы достаточно ясен. При большом Q эквивалентное сопротивление контура велико, поэтому критический режим получается при малой связи лампы с контуром, т. е. при высокой стабильности. При большой крутизне характеристик анодного тока из условия стационарности (10. 2. 6) следует, что критический режим может быть получен при достаточно малой величине $kR_{\text{э кр}}$, т. е. при малой связи лампы с контуром. Из этой формулы видно также, что относительная нестабильность частоты прямо пропорциональна частоте. Последнее обусловлено тем, что емкость контура C предполагалась постоянной, в результате чего с уменьшением частоты растет эквивалентное сопротивление контура (10. 2. 2), что дает возможность получить критический режим при малой связи лампы с контуром.

Интересно отметить, что режим генератора, обеспечивающий минимальное влияние лампы на частоту колебаний, получается при весьма большом коэффициенте обратной связи. Действительно, из (10. 2. 6) и (10. 2. 8) следует

$$k_{\text{опт}} = \frac{1}{S_{\text{ср}}R_{\text{э кр опт}}} = \sqrt{\frac{\Delta C_{\text{вых}}}{\Delta C_{\text{вх}}}}.$$

Величины $\Delta C_{\text{вх}}$ и $\Delta C_{\text{вых}}$ примерно одного порядка, поэтому коэффициент обратной связи будет порядка единицы, т. е. переменное напряжение на аноде будет приблизительно равно переменному напряжению на сетке. Следовательно, минимальное влияние лампы на стабильность частоты генерируемых колебаний будет иметь место при весьма малой мощности генератора, поскольку мощность генератора в этом случае равна

$$P = \frac{U_m^2}{2R_э} \cong \frac{1}{2}\,U_{mg}^2 S_{\text{ср}} \cong \frac{1}{2}\,I_{a_1} \cdot U_{mg}$$

и напряжение возбуждения не может быть взято очень большим из-за ограниченности анодного тока лампы. Поэтому работа генератора в оптимальных условиях в отношении стабильности частоты возможна только в случае многокаскадного передатчика, когда задающий генератор может быть построен сравнительно маломощным.

В мощном самовозбуждающемся генераторе, работающем непосредственно на нагрузку, без усилительных каскадов, коэффициент обратной связи всегда будет меньше оптимальной величины. При достаточно же малом коэффициенте обратной связи влиянием входной емкости можно пренебречь. Тогда

$$\frac{\Delta f}{f} \cong -\frac{\omega}{2Q} R_{э\,кр} \cdot \Delta C_{вых},$$

т. е. стабильность частоты тем выше, чем меньше $R_{э\,кр}$ или чем меньше мощность генератора

$$P = \frac{1}{2} I_{a_1}^2 R_{э\,кр}$$

и чем больше качество контура. Но в этом случае качество контура тем меньше, чем больше связь контура с нагрузкой, т. е. чем больше к. п. д. контура

$$Q = Q_0 (1 - \eta_{к}).$$

где Q_0 — качество ненагруженного контура. Следовательно, стабильность частоты будет тем выше, чем меньше связь контура с нагрузкой, т. е. чем меньше мощность в нагрузке. Ниже (в главе 11) будет показано, что в последнем случае стабильность частоты будет также выше из-за меньшей реакции нагрузки на частоту (меньшее затягивание частоты).

Глава II

МНОГОКОНТУРНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ С САМОВОЗБУЖДЕНИЕМ

В предыдущих разделах рассматривались генераторы, у которых колебательная система имела только одну резонансную частоту; такие генераторы были названы одноконтурными. В действительных условиях колебательная система всегда имеет несколько или даже бесконечное множество резонансных частот. Это будут либо частоты, обусловленные резонансными свойствами нагрузки, которая каким-то образом связывается с контуром в анодной цепи генератора, или паразитными индуктивностями и емкостями схемы (например, индуктивности вводов и междуэлектродные емкости лампы), или, наконец, частоты, обусловленные распределенными емкостями и индуктивностями основных элементов колебательной системы.

Поскольку реальная колебательная система всегда имеет бесчисленное множество резонансных частот, то, естественно, возникает вопрос, на какой из частот возникнут колебания, какова их устойчивость и как заставить генератор работать на вполне определенной частоте. Этот круг вопросов и будет составлять содержание настоящей главы.

Теория явлений в многоконтурных генераторах разработана трудами целого ряда советских ученых. Явление затягивания было исследовано методом малого параметра академиком А. А. Андроновым и рядом других ученых. С помощью квазилинейного метода явление затягивания было рассмотрено в трудах А. И. Берга, Ю. Б. Кобзарева и других. Академик Н. М. Крылов и профессор Н. Н. Боголюбов дали общую теорию явления самовозбуждения систем со многими степенями свободы и показали, что в таких системах при мягком режиме возбуждения возможны колебания только одной частоты. Советским ученым Б. К. Шембелем была предложена в 1932 году оригинальная схема двухконтурного генератора с электронной связью, обеспечивающая высокую стабильность частоты генерируемых колебаний при сравнительно большой мощности. Значительное количество работ советских ученых посвящено теории и расчету кварцевых генераторов, обеспечивающих получение колебаний с весьма высокой стабильностью частоты. Одной из первых работ в этом направлении была работа Д. А. Рожанского. В послевоенные годы С. М. Рытов, М. Е. Жаботинский и А. М. Прохоров рассмотрели работу кварцевого генератора, пользуясь методом малого параметра, и тем самым дали обоснование возможности применения квазилинейного метода для построения теории кварцевого генератора. Развивая далее символический метод академика Н. М. Крылова и профессора Н. Н. Боголюбова, С. И. Евтянов разработал способ расчета кварцевого генератора.

§ 11.1. Двухконтурный генератор. Явление затягивания

Для уяснения процессов, имеющих место в многоконтурных генераторах, рассмотрим простейшую схему такого генератора, а именно генератора, анодная цепь которого состоит из двух связанных контуров (рис. 11. 1. 1). Сопротивление нагрузки в анодной цепи может быть подсчитано путем учета вносимого сопротивления в первый контур со стороны второго:

$$\Delta \bar{z} = \Delta r + j\Delta x = \frac{x_{св}^2}{r_2 + jx_2} = \frac{x_{св}^2}{r_2^2 + x_2^2} r_2 - j\,\frac{x_{св}^2}{r_2^2 + x_2^2} x_2 ,$$

где $x_{св} = \omega M$ — сопротивление связи;

r_2 — активная составляющая;

x_2 — реактивная составляющая сопротивления второго контура.

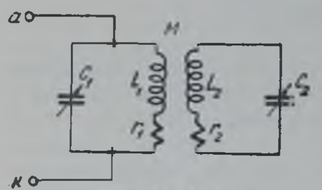


Рис. 11. 1. 1.

Условие резонанса гласит:

$$x_1 + \Delta x = 0, \tag{11.1.1}$$

или

$$x_1 - \frac{x_{св}^2}{r_2^2 + x_2^2} x_2 = 0, \tag{11.1.2}$$

где $x_1 = \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}$ — реактивная составляющая сопротивления первого контура. Частоты, на которых возможны колебания в схеме, определяются условием резонанса (11. 1. 1).

Если выразить входящие в это условие величины x_1, x_2, $x_{св}$ через параметры контура L_1, C_1, L_2, C_2 и M, то уравнение (11. 1. 1) примет вид

$$\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{\omega^2 M^2}{r_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2}\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) = 0.$$

Введем следующие обозначения:

$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ — собственная частота первого контура;

$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ — собственная частота второго контура;

$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$ — коэффициент связи между контурами;

$d_2 = r_2 \omega_2 C_2$ — затухание второго контура.

Тогда, после несложных преобразований, уравнение (11. 1. 1) можно переписать в виде

$$\omega^6 (1 - k^2) - \omega^4 \left[\omega_1^2 + \left(2 - k^2 - d_2^2\right) \omega_2^2\right] + \\ + \omega_2 \left[(2 - d_2)\, \omega_1^2 + \omega_2^2\right] \omega^2 - \omega_1^2 \omega_2^4 = 0. \tag{11.1.3}$$

Это уравнение является уравнением третьей степени относительно ω^2 и в общем случае имеет три корня. Поскольку $k^2 < 1$ и обычно $d_2^2 < 1$, то коэффициенты при нечетных степенях положительны, тогда как при четных отрицательны. Отсюда следует, что уравнение не может иметь отрицательных корней относительно ω^2, поскольку при отрицательных ω^2 левая часть уравнения меньше нуля. Следовательно, уравнение имеет либо положительные корни, если они вещественные, либо комплексные. Так как комплексные корни являются попарно сопряженными, то, очевидно, один из корней всегда будет положителен, т. е. в рассматриваемой системе возможны либо три резонансные частоты, когда все три корня вещественные и положительные, либо одна, когда один корень уравнения веществен и положителен, а два других комплексные.

После проведенных рассуждений естественно возникают такие вопросы: в каких случаях система имеет одну резонансную частоту и в каких несколько; в последнем случае интересно также выяснить, на каких частотах возникнут колебания в схеме. Нагляднее всего можно разрешить эти вопросы, пользуясь графическим представлением решения уравнения (11. 1. 1).

Графическое решение уравнения (11. 1. 1) может быть получено, если построить графики зависимостей:

$$x_1 = x_1(\omega) = \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \quad (11.1.4)$$

и

$$-\Delta x = -\Delta x(\omega) = \frac{\omega^2 M^2}{r_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2}\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) = \frac{M^2}{L_2}\,\frac{\omega^3\left(\omega^2 - \omega_2^2\right)}{\left(\omega^2 - \omega_2^2\right) + d_2^2\omega_2^2\omega^2} \quad \ldots (11.1.5)$$

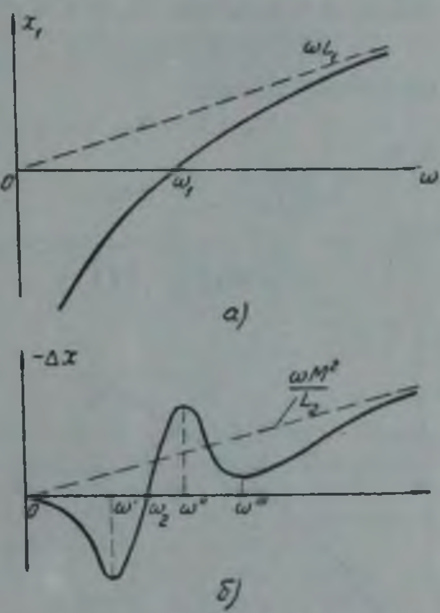


Рис. 11. 1. 2.

Обе эти зависимости представлены на рис. 11. 1. 2, *а* и *б*.

Рассмотрим более детально только вторую зависимость, так как первая достаточно проста. Функция $\Delta x(\omega)$ имеет несколько экстремумов, которые могут быть найдены из условия:

$$\frac{\partial \Delta x}{\partial \omega} = 0.$$

После несложных преобразований получим следующее уравнение для частот, на которых имеют место экстремумы:

$$\left(3\omega_2^2 - \omega^2\right)\left(\omega^2 - \omega_2^2\right)^2 = \left(3\omega^2 - \omega_2^2\right)\omega^2\omega_2^2 d_2^2,$$

откуда

$$\left(\omega^2 - \omega_2^2\right)^2 = \frac{\left(3\omega^2 - \omega_2^2\right)\omega_2^2\omega^2}{3\omega_2^2 - \omega^2}\, d_2^2 .$$

Если $d_2^2 \ll 1$, то ω близко к ω_2 и в правой части без большой погрешности можно заменить ω_2 на ω:

$$\left(\omega^2 - \omega_2^2\right)^2 \simeq \omega_2^4 d_2^2 .$$

Отсюда

$$\omega^2 \simeq \omega_2^2(1 \pm d_2).$$

При такой оценке получилось только два экстремума — при ω' и ω'', третий экстремум при ω''' пропал, но поскольку он большого интереса не представляет, то определять величину ω''' не будем. При $\omega^2 = \omega_2^2(1 \pm d_2)$ вносимое сопротивление равно

$$-\Delta x \cong \pm \frac{\omega_2 M^2}{2d_2 L_2} = \pm \frac{\omega_2 L_1}{2} \frac{k^2}{d_2}.$$

Если $\omega_2 < \omega_1$, то правая ветвь кривой $\Delta x(\omega)$ всегда пересекает кривую $x_1(\omega)$ на частоте $\omega_{II} > \omega_1$ (рис. 11.1.3). Левые же ветви пересекаются только в том случае, если при

$$\omega^2 = \omega_2^2(1 - d_2) \cong \omega_2^2$$

выполнено условие

$$\Delta x_{мин} > -x_1,$$

т. е.

$$\frac{\omega_2 M^2}{2d_2 L_2} > \frac{1}{\omega_2 C_1} - \omega_2 L_1,$$

или

$$k^2 > 2d_2\left(\frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} - 1\right).$$

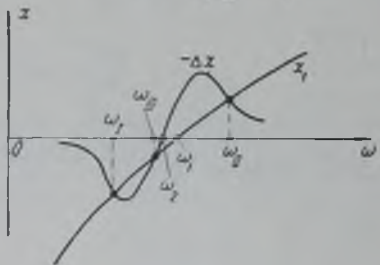


Рис. 11. 1. 3.

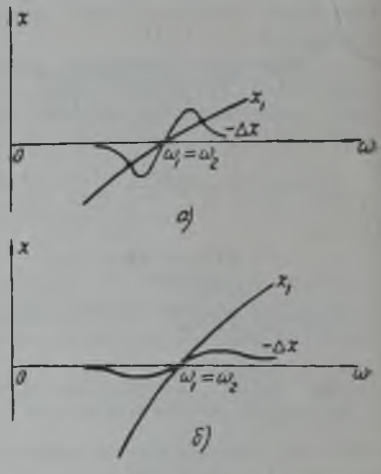


Рис. 11. 1. 4.

Если же $\omega_2 > \omega_1$, то левые ветви пересекаются всегда, тогда как правые только в случае

$$\Delta x_{макс} > x_1,$$

или

$$k^2 > 2d_2\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2}\right).$$

Когда частоты ω_1 и ω_2 близки друг к другу, то полученные критерии неточны и должны быть заменены другими. При $\omega_1 \cong \omega_2$ три корня будут в том случае, если наклон кривой $-\Delta x(\omega)$ в районе $\Delta x = 0$ больше наклона кривой $x_1(\omega)$ (рис. 11.1.4), т. е. условие наличия трех корней имеет вид:

$$\frac{d}{d\omega}(-\Delta x) > \frac{dx_1}{d\omega} \text{ при } \omega = \omega_1 = \omega_2.$$

Согласно (11.1.4) и (11.1.5):

$$\frac{d}{d\omega}(-\Delta x)\Bigg|_{\omega=\omega_2} = \frac{2M^2}{L_2 d_2^2}$$

и

$$\frac{dx_1}{d\omega}\Bigg|_{\omega=\omega_1} = L_1 + \frac{1}{\omega^2 C_1} = 2L_1.$$

Следовательно, три корня имеют место в случае

$$\frac{2M^2}{L_2 d_2^2} > 2L_1,$$

или

$$k > d_2.$$

В случае трех резонансных частот, т. е. при достаточно большой связи между контурами, зависимость реактивного сопротивления от частоты имеет вид, изображенный на рис. 11. 1. 5. Из этого рисунка следует, что для средней резонансной частоты

$$\frac{dx}{d\omega} < 0,$$

т. е. условие устойчивости по частоте не выполнено (см. стр. 189), и колебания на этой частоте невозможны. Для двух других частот $\frac{dx}{d\omega} > 0$ и колебания возможны.

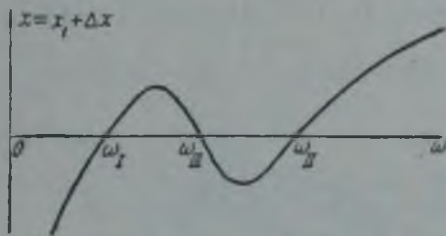


Рис. 11. 1. 5.

Таким образом, в автоколебательной системе с двумя связанными контурами в анодной цепи при достаточно большой связи между контурами возможны колебания на двух частотах, называемых частотами связи, при малой же связи колебания возможны только на одной частоте. Частоты колебаний зависят от параметров обоих контуров и от величины связи между ними. Исследуем эту зависимость более детально.

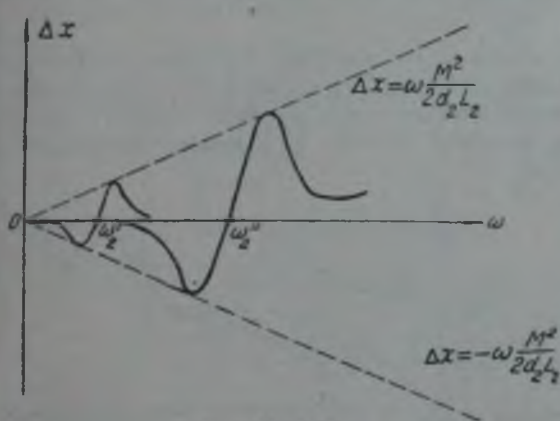


Рис. 11. 1. 6

Пусть собственная частота первого контура и коэффициент связи между контурами заданы, тогда частоты связи будут функциями собственной частоты второго контура. Предположим, кроме того, что затухание второго контура величина постоянная, тогда максимальная величина вносимого реактивного сопротивления будет пропорциональна ω_2:

$$\Delta x_{\text{макс}} = \frac{\omega_2 M^2}{2d_2 L_2}.$$

При увеличении ω_2 (путем изменения C_2) экстремумы функции $\Delta x(\omega)$ будут смещаться вправо, как показано на рис. 11. 1. 6; прямые $\Delta x = \pm\frac{\omega M^2}{2d_2 L_2}$ являются огибающими семейства кривых для Δx при различных значениях ω_2.

Реактивное сопротивление первого контура при изменении частоты изменяется как показано на рис. 11. 1. 2, *а*. При достаточно высоких частотах

$$x_1 \cong \omega L_1,$$

т. е. прямая $x = \omega L_1$ является асимптотой кривой x_1. При большой связи между контурами, когда

$$\frac{M^2}{2d_2 L_2} > L_1,$$

т. е. когда

$$k > \sqrt{2d_2},$$

асимптота кривой x_1 проходит ниже верхней огибающей кривых $\Delta x(\omega)$ (рис. 11. 1. 7). При малой связи

$$k < \sqrt{2d_2}$$

асимптота кривой $x_1(\omega)$ проходит выше верхней огибающей кривых $\Delta x(\omega)$ (рис. 11. 1. 8). Поэтому изменение частот связи при расстройке второго контура будет неодинаковым при большой и малой связи между контурами.

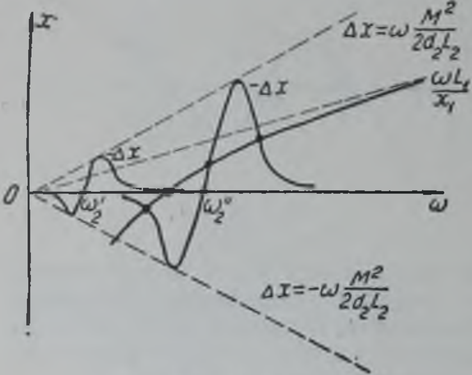


Рис. 11. 1. 7.

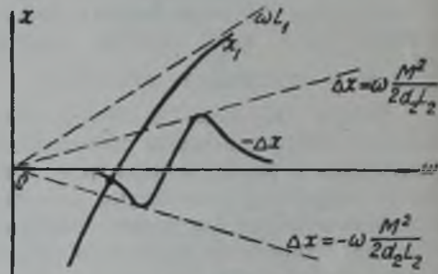


Рис. 11. 1. 8.

При большой связи имеем следующую картину. Когда ω_2 достаточно мало, кривая $\Delta x(\omega)$ пересекается с кривой $x_1(\omega)$ только в одной точке (рис. 11. 1. 7), т. е. имеет место только одна верхняя частота связи, близкая к ω_1. При достаточно большой частоте ω_2 кривые пересекаются

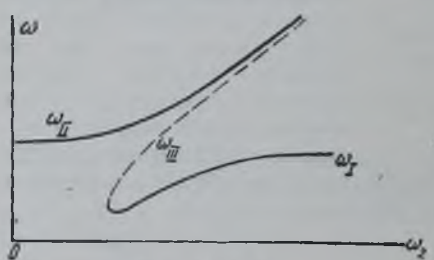


Рис. 11. 1. 9.

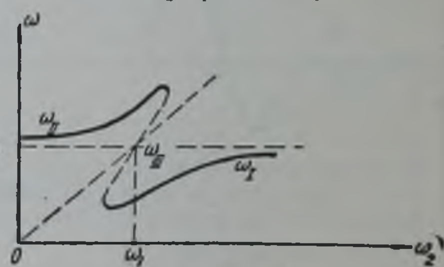


Рис. 11. 1. 10.

в трех точках (рис. 11. 1. 7), т. е. система обладает двумя частотами связи (третья частота соответствует неустойчивым колебаниям), из которых нижняя при увеличении ω_2 будет приближаться асимптотически к ω_1, а верхняя непрерывно расти. Качественная картина изменения частот связи при изменении собственной частоты второго контура представлена на рис. 11. 1. 9, где пунктиром показан график частоты ω_{III} неустойчивых колебаний.

При малой связи в случае малых ω_2 картина будет аналогична предыдущей. В случае же достаточно больших ω_2 пересечение будет иметь место только в одной точке (рис. 11. 1. 8), т. е. будет существовать только одна нижняя частота связи. Зависимость частот связи от ω_2 представлена на рис. 11.1.10.

При весьма малой связи $k < d_2$, согласно сказанному выше, при любых ω_2 имеет место только одна частота связи (рис. 11.1.11), изменяющаяся как показано на рис. 11. 1. 12.

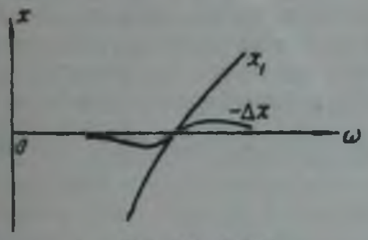


Рис. 11. 1. 11.

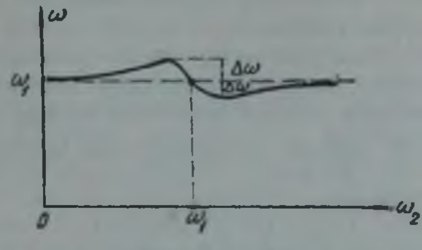


Рис. 11. 1. 12.

После этих качественных рассуждений произведем приближенную количественную оценку. При большой связи в уравнении (11. 1. 3) пренебрежем членами $d_2^2 \ll k^2$; тогда уравнение примет вид:

$$\omega^6(1-k^2)-$$
$$-\omega^4\left[\omega_1^2+(2-k^2)\,\omega_2^2\right]+$$
$$+\omega^2\left(2\omega_1^2+\omega_2^2\right)\omega_2^2-\omega_1^2\omega_2^4=0,$$

или, после несложных преобразований:

$$\left(\omega^2-\omega_2^2\right)\left[\omega^4(1-k^2)-\right.$$
$$\left.-\omega^2\left(\omega_1^2+\omega_2^2\right)+\omega_1^2\omega_2^2\right]=0.$$

Первое решение

$$\omega=\omega_2$$

соответствует неустойчивым колебаниям ω_{III}.

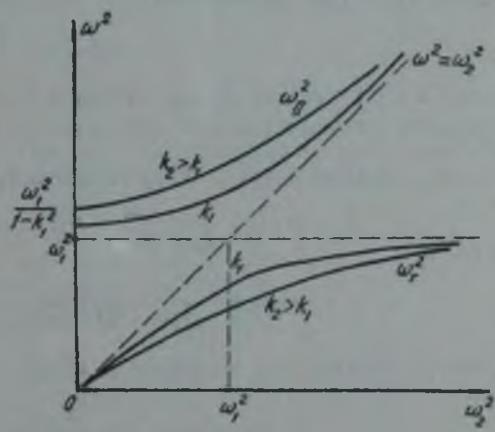


Рис. 11. 1. 13.

Два других решения соответствуют двум частотам связи:

$$\omega_I^2=\frac{\omega_1^2+\omega_2^2-\sqrt{\left(\omega_1^2+\omega_2^2\right)^2-4\omega_1^2\omega_2^2(1-k^2)}}{2(1-k^2)};$$

$$\omega_{II}^2=\frac{\omega_1^2+\omega_2^2+\sqrt{\left(\omega_1^2+\omega_2^2\right)^2-4\omega_1^2\omega_2^2(1-k^2)}}{2(1-k^2)}.$$

Графики ω_I^2 и ω_{II}^2 в зависимости от ω_2^2 представлены на рис. 11. 1. 13. При $\omega_2 \ll \omega_1$, отбрасывая члены порядка ω_2^4, будем иметь:

$$\omega_I^2 \simeq \omega_2^2\left(1-k^2\frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\right);$$

$$\omega_{II}^2 \simeq \frac{\omega_1^2}{1-k^2}\left(1+k^2\frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\right)=\frac{\omega_1^2}{1-k^2}+\frac{k^2}{1-k^2}\,\omega_2^2.$$

При $\omega_2 \gg \omega_1$:

$$\omega_{\rm I}^2 \cong \omega_1^2,$$

$$\omega_{\rm II}^2 \cong \frac{\omega_2^2}{1-k^2} + \frac{k^2}{1-k^2}\,\omega_1^2.$$

Таким образом, нижняя частота связи $\omega_{\rm I}$ меньше, а верхняя $\omega_{\rm II}$ больше собственных частот контуров. При больших взаимных расстройках контуров (когда ω_1 и ω_2 сильно отличаются друг от друга) нижняя частота $\omega_{\rm I}$ почти совпадает с меньшей из собственных частот контуров. Верхняя же частота связи при $\omega_2 \ll \omega_1$ мало зависит от ω_2 и близка к величине $\frac{\omega_1}{\sqrt{1-k^2}}$, тогда как при $\omega_2 \gg \omega_1$ она почти не зависит от ω_1 и близка к величине $\frac{\omega_2}{\sqrt{1-k^2}}$.

Чем больше связь между контурами, тем больше отличаются частоты связи от собственных частот контуров (рис. 11. 1. 13). При очень малой связи частота связи близка к собственной частоте первого контура и лишь незначительно изменяется в области резонанса, когда $\omega_1 \cong \omega_2$ (рис. 11. 1. 12). Действительно, положим

$$\omega^2 = \omega_1^2(1+\alpha),$$

где $|\alpha| \ll 1$; тогда, после отбрасывания членов выше второго порядка малости относительно α, уравнение (11. 1. 3) примет вид:

$$\omega_1^6(1+3\alpha)(1-k^2) - \omega_1^4(1+2\alpha)\left[\omega_1^2 + \left(2-k^2-d_2^2\right)\omega_2^2\right] +$$
$$+\,\omega_1^2(1+\alpha)\left[\left(2-d_2^2\right)\omega_1^2 + \omega_2^2\right]\omega_2^2 - \omega_1^2\omega_2^4 = 0,$$

откуда

$$\alpha = k^2 \frac{\omega_1^2\left(\omega_1^2-\omega_2^2\right)}{\omega_1^4(1-3k^2) - \omega_1^2\omega_2^2\left(2-2k^2-d_2^2\right) + \omega_2^4},$$

или приближенно, поскольку $k^2 \ll 1$,

$$\alpha \cong k^2 \frac{\omega_1^2\left(\omega_1^2-\omega_2^2\right)}{\left(\omega_1^2-\omega_2^2\right)^2 + d_2^2\omega_1^2\omega_2^2}.$$

Наибольшие отклонения величины α составляют

$$\alpha_{\text{макс}} \cong -\alpha_{\text{мин}} \cong \frac{k^2}{2d_2}.$$

Поэтому наибольшее отклонение частоты (рис. 11. 1. 12)

$$\Delta\omega \cong \frac{1}{2}\,\alpha_{\text{макс}}\cdot\omega \cong \frac{k^2}{4d_2}\,\omega_1$$

тем меньше, чем меньше связь между контурами и чем больше затухание второго контура.

Теперь рассмотрим вопрос о сопротивлении нагрузки, которое оказывает генератору система из двух связанных контуров на резонансных частотах колебательной системы.

Согласно схеме, изображенной на рис. 11. 1. 1,

$$R_{\text{э}} = \frac{1}{\omega^2 C_1^2 (r_1 + \Delta r)},$$

где r_1 — активное сопротивление первого контура;

$\Delta r = \frac{x_{св}^2}{x_2^2 + r_2^2} r_2$ — сопротивление, вносимое из второго контура;

ω — одна из резонансных частот колебательной системы.

При изменении ω_2 будет меняться частота генерируемых колебаний и сопротивления r_1 и Δr. Поскольку сопротивление нагрузки довольно сильно зависит от частоты, то, естественно, что изменение $R_э$ при изменении ω_2 будет различно для верхней и нижней частот связи.

Для нижней частоты имеет смысл рассматривать только область достаточно больших значений ω_2, так как при малых ω_2 нижняя частота не существует (см. рис. 11. 1. 9 и 11. 1. 10). При увеличении ω_2 расстройка второго контура увеличивается, потому что разность $\omega_2 - \omega_1$ растет; вследствие этого вносимое сопротивление в первый контур со стороны второго уменьшается и эквивалентное сопротивление нагрузки растет, асимптотически приближаясь по величине к эквивалентному сопротивлению первого контура:

$$R_{эо} = \frac{1}{\omega_1^2 C_1^2 r_1}.$$

На верхней частоте при малых ω_2

$$\omega_{II}^2 \simeq \frac{\omega_1^2}{1 - k^2}$$

и вносимое сопротивление мало, так как расстройка второго контура велика. Поэтому при уменьшении ω_2 эквивалентное сопротивление растет, приближаясь к величине

$$R_{э} = \frac{1}{\omega^2 C_1^2 (r_1 + \Delta r)} \simeq \frac{1 - k^2}{\omega_1^2 C_1^2 \left(r_1 + \frac{\omega_1^2 M^2}{r_2^2 + \omega_1^2 L_2^2} r_2 \right)},$$

которая несколько меньше $R_{эо}$.

При весьма больших ω_2:

$$\omega_{II}^2 \simeq \frac{\omega_2^2}{1 - k^2};$$

$$\Delta r \simeq \frac{\omega_{II}^2 M^2}{r_2^2 + L_2^2 \left(\frac{\omega_{II}^2 - \omega_2^2}{\omega_{II}} \right)^2} r_2 \simeq \frac{\omega_2^2 M^2 r_2}{(1 - k^2) r_2^2 + k^4 \omega_2^2 L_2^2}$$

и сопротивление нагрузки в анодной цепи лампы

$$R_э \simeq \frac{1}{\omega_{II}^2 C_1^2 (r_1 + \Delta r)} \simeq \frac{1 - k^2}{\omega_2^2 C_1^2 \left[r_1 + \frac{\omega_2^2 M^2 r_2}{(1 - k^2) r_2^2 + k^4 \omega_2^2 L_2^2} \right]}$$

уменьшается с частотой. Изменение сопротивления нагрузки при расстройке второго контура представлено на рис. 11. 1. 14.

После этих предварительных рассуждений нетрудно выяснить поведение двухконтурного генератора при изменении параметров второго контура. Пусть генератор собран по схеме, изображенной на рис. 11. 1. 15. Напряжение на сетку генераторной лампы снимается с первого контура. Очевидно, поведение генератора будет зависеть как от связи между контурами (M), так и от обратной связи (M_0). В рассматриваемой схеме коэффициент обратной связи не зависит от частоты

$$k_0 = \frac{M_0}{L_1''}$$

и его знак определяется знаком взаимоиндукции M_0.

При достаточно малой связи между контурами колебательная система обладает одной резонансной частотой, близкой к собственной частоте

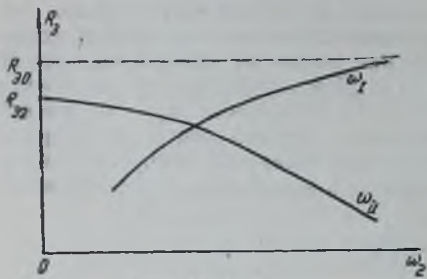


Рис. 11. 1. 14.

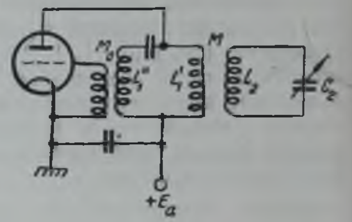


Рис. 11. 1. 15.

первого контура. Колебания в схеме возникают, если коэффициент обратной связи достаточно велик:

$$k_0 > D + \frac{1}{SR_{э0}}.$$

При регулировке второго контура режим генератора будет меняться только в области частот $\omega_2 \cong \omega_1$. Наименьшее сопротивление нагрузки получается при резонансе $\omega_2 = \omega_1$. При этом напряжение на первом контуре и ток в нем будут наименьшими, а ток во втором контуре наибольшим. Изменение режима генератора при расстройке второго контура представлено на рис. 11. 1. 16.

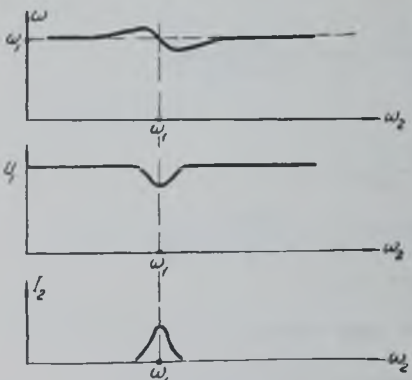


Рис. 11. 1. 16.

При достаточно большой связи между контурами, когда колебательная система обладает двумя резонансными частотами, поведение генератора при расстройке второго контура будет иным.

При малой обратной связи

$$D + \frac{1}{SR_{э0}} < k_0 < D + \frac{1}{SR_{э1}}.$$

Колебания в схеме возникают на нижней частоте связи только при достаточно высоких частотах второго контура $\omega_2 > \omega_2'$ (рис. 11. 1. 17). При малых ω_2 сопротивление нагрузки достаточно мало и условие самовозбуждения не выполняется. Изменение режима генератора представлено на рис. 11. 1. 17.

При большой обратной связи

$$D + \frac{1}{SR_{э1}} < k_0 < D + \frac{1}{SR_{э}'}$$

колебания в схеме возникают на нижней частоте при больших $\omega_2 > \omega_2'$, на верхней — при малых $\omega_2 < \omega_2''$; в области промежуточных значений частот $\omega_2'' < \omega < \omega_2'$ колебания в схеме отсутствуют, так как сопротивление нагрузки при этом мало (рис. 11. 1. 18).

При весьма большой обратной связи

$$k_0 > D + \frac{1}{SR_э'}$$

в области частот $\omega_2' < \omega_2 < \omega_2''$ (рис. 11. 1. 19) условие самовозбуждения выполнено для обеих частот. Более детальный анализ показывает, что в многоконтурном генераторе с мягким возбуждением длительное суще-

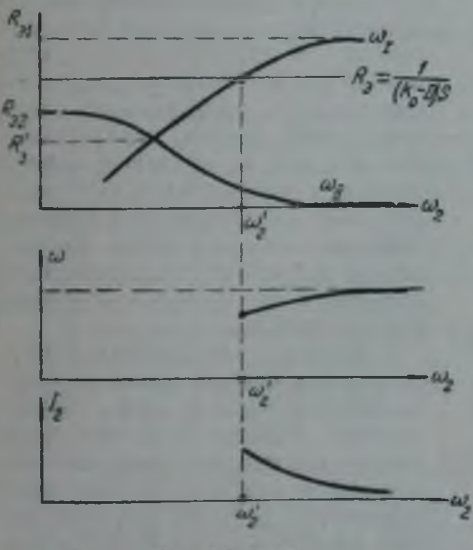


Рис. 11. 1. 17.

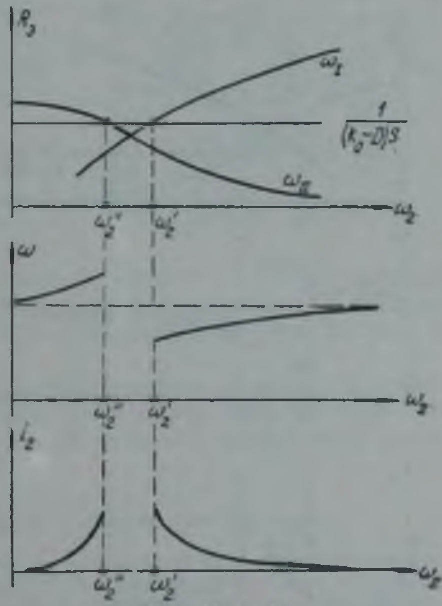


Рис. 11. 1. 18.

ствование колебаний нескольких частот невозможно. Поэтому в нашем случае, несмотря на то, что условие самовозбуждения выполнено для двух частот, колебания в схеме возникнут только на одной частоте.

Если генератор будет включен в таком положении, когда ω_2 достаточно мало, $\omega_2 < \omega_2'$ (рис. 11. 1. 19), то возникнут колебания верхней частоты, так как только для них выполнено условие самовозбуждения. При увеличении ω_2 эти колебания будут существовать вплоть до $\omega_2 = \omega_2''$, после чего они срываются и возникнут колебания нижней частоты. В области $\omega_2' < \omega_2 < \omega_2''$ колебания нижней частоты не возникают, потому что существуют колебания верхней частоты достаточно большой амплитуды, вследствие чего средняя крутизна мала и недостаточна для возбуждения других колебаний. При обратной расстройке второго контура (при уменьшении ω_2) будут существовать колебания нижней частоты вплоть до частоты $\omega_2 = \omega_2'$.

Таким образом, на участке от ω_2' до ω_2'' частота генерируемых колебаний может быть различна, в зависимости от того, с какой стороны производится настройка второго контура. Это явление, когда при некоторой настройке второго контура возможно генерирование колебаний различных частот, называется явлением затягивания, а область, в которой возможно генерирование различных частот, — областью затягивания. Если учесть условие устойчивости стационарного режима для рассматриваемого генератора, то область затягивания окажется несколько меньшей, чем было только что получено.

Если генератор включается в состоянии, в котором возможно генерирование колебаний нескольких частот, нельзя сказать заранее, какие колебания установятся. В процессе установления генератор будет генерировать в общем случае колебания всех частот, в том числе и тех, для которых условие самовозбуждения не выполнено. Какой частоты установятся колебания, будет зависеть от величин начальных амплитуд колебаний, т. е. от вида схемы и от способа ее включения.

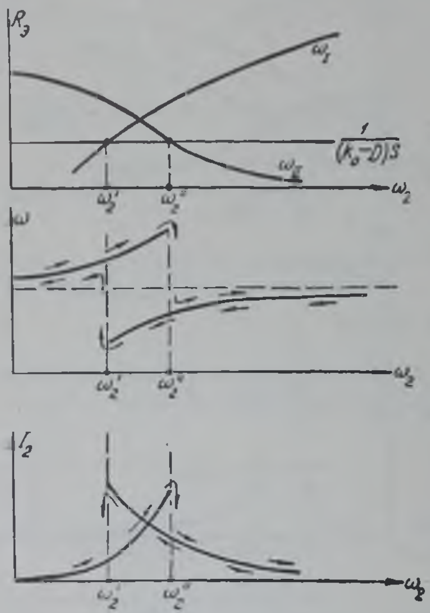


Рис. 11. 1. 19.

Наличие явления затягивания недопустимо в передатчике, поскольку в процессе работы возможны скачки частоты. Особенно недопустимо затягивание при импульсной работе передатчика, так как оно ведет либо к генерированию нежелательных колебаний, либо к удлинению времени установления основного колебания во время импульса вследствие появления на фронте колебаний других частот.

Явление затягивания отсутствует при слабой связи второго контура с первым. Это обстоятельство используется при измерении частоты генерируемых колебаний с помощью резонансного волномера, который для получения правильного результата должен слабо связываться с контуром генератора. Применение в передатчике слабой связи с нагрузкой для уничтожения затягивания нецелесообразно, так как при этом получается малая мощность в нагрузке. Эффективным способом борьбы с затягиванием является построение многокаскадных передатчиков, в которых нагрузка связывается с усилительным каскадом, а не возбудителем. Именно такие передатчики используются для радиосвязи.

В области же весьма высоких частот, где усиление является неэффективным, и в генераторах, используемых для промышленных целей, где постоянство частоты не столь важно (высокочастотная плавка, закалка, сушка и т. п.), широкое применение находят однокаскадные передатчики. Явления затягивания при этом избегают, включая второй контур в цепь обратной связи (например, по схеме, изображенной на рис. 11. 1. 20). Такое решение проблемы основано на том, что на одной из частот связи колебания в обоих контурах синфазны, тогда как на другой находятся в противофазе, т. е. сдвинуты на 180°. Если обратная связь подобрана таким образом, что в схеме возникают колебания, например, на нижней частоте, то напряжение на сетке при этом находится в нужной фазе. На верхней же частоте напряжение на сетке будет в противоположной фазе, поэтому коэффициент обратной связи отрицателен и колебания верхней частоты в схеме не возникают. Для того, чтобы их получить, необходимо изменить знак взаимоиндукции M_0; при этом будет невозможно генерирование на нижней частоте.

В генераторах сверхвысоких частот колебательная система строится, как правило, из двух контуров (не считая нагрузочного контура), один из которых входит в цепь обратной связи, благодаря чему затягивание за счет этих двух контуров отсутствует. Однако наличие третьего контура, содержащего нагрузку, может привести к затягиванию. Если важен высокий к. п. д. генератора, то уменьшение связи с нагрузкой нецелесообразно. поэтому затягивание устраняется тем, что нагрузочный контур делается с низким качеством (см. стр. 228).

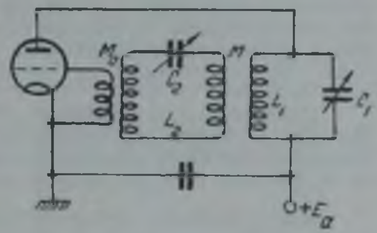


Рис. 11.1.20.

Низкое качество нагрузочного контура обеспечивается применением согласованного фидера, обладающего достаточно большим активным входным сопротивлением. Однако на частотах, отличных от рабочих, фидер оказывается рассогласованным, в результате чего нагрузочный контур может иметь малое затухание на некоторых частотах. Это обстоятельство может привести к нежелательным перескокам частоты генерируемых колебаний в процессе работы.

В диапазоне коротких и средних волн устранение явления затягивания при большой связи с нагрузкой в случае однокаскадного генератора достигается в схеме генератора с электронной связью, предложенной советским ученым Б. К. Шембелем.

§ 11.2. Двухконтурный генератор с электронной связью

Для уменьшения реакции нагрузки на частоту генерируемых колебаний передатчики строятся многокаскадными. Однако увеличение количества каскадов не всегда оказывается возможным, особенно в случае передвижных передатчиков. В 1932 году советский ученый Б. К. Шембель предложил одноламповую схему генератора с самовозбуждением, в которой реакция нагрузки на частоту генерируемых колебаний мала.

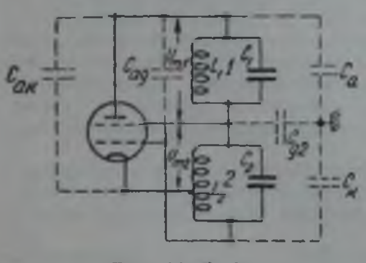


Рис. 11. 2. 1.

Принципиальная схема генератора Б. К. Шембеля изображена на рис. 11. 2. 1. Напряжение на внутреннем контуре (контур *2* на рис. 11. 2. 1) создается первыми гармониками анодного тока и тока экранной сетки:

$$I_2 = I_{a_1} + I_{g_2 1}.$$

Суммарный ток I_2 практически не зависит от напряжения на аноде лампы, т. е. от напряжения на внешнем контуре (контур *1* на рис. 11.2.1), поэтому условия возникновения колебаний в рассматриваемой схеме мало зависят от параметров внешнего контура, а определяются параметрами внутреннего контура. Частота генерируемых колебаний приблизительно равна резонансной частоте внутреннего контура. Условие самовозбуждения по амплитуде зависит от эквивалентного сопротивления внутреннего контура и величины коэффициента обратной связи, равного отношению переменного напряжения на управляющей сетке к переменному напряжению на экранной сетке.

При возбуждении колебаний на управляющей и экранной сетках лампы возникают переменные напряжения, вследствие чего в анодной цепи появляется переменная составляющая анодного тока: При протекании через внешний контур эта переменная составляющая будет выделять в нем некоторую мощность. Мощность колебаний во внешнем контуре будет наибольшей, если он настроен в резонанс на частоту генерируемых колебаний. В области недонапряженного режима первая гармоника анодного тока мало зависит от эквивалентного сопротивления внешнего контура ($R_{э_1}$), поэтому мощность колебаний в нем будет тем больше, чем больше его сопротивление:

$$P_1 = \frac{1}{2} I_{a_1}^2 R_{э_1}.$$

При переходе в перенапряженный режим, как и в случае генератора с внешним возбуждением, первая гармоника анодного тока уменьшается и мощность колебаний во внешнем контуре падает. Максимум мощности получается в критическом режиме, когда переменное напряжение на аноде имеет вполне определенную величину U_m (напряжения на аноде E_a и экранной сетке E_{g_2} предполагаются заданными). В рассматриваемой схеме переменное напряжение на аноде равно сумме переменных напряжений на внешнем и внутреннем контурах:

$$U_m = U_{m_1} + U_{m_2} = I_{a_1} \cdot R_{э_1} + (I_{a_1} + I_{g_{21}}) R_{э_2}.$$

При работе в критическом режиме для получения наибольшей мощности во внешнем контуре необходимо увеличивать его эквивалентное сопротивление и уменьшать эквивалентное сопротивление внутреннего контура. При этом мощность, выделяемая во внутреннем контуре, будет падать.

Таким образом, при достаточно большом отношении $\frac{R_{э_1}}{R_{э_2}}$ почти вся мощность генерируемых колебаний будет выделяться во внешнем контуре, т. е. в контуре, который слабо влияет на частоту генерируемых колебаний. Поэтому в схеме Шембеля возможна работа с достаточно высоким к. п. д. при сравнительно высокой стабильности частоты.

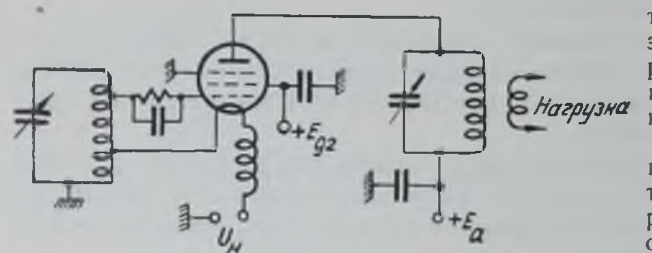


Рис. 11. 2. 2.

Однако параметры внешнего контура все же оказывают некоторое влияние на частоту генерируемых колебаний, главным образом вследствие связи с внутренним контуром через емкости анод—сетка и анод—катод лампы и через паразитные емкости элементов схемы относительно корпуса (рис. 11. 2. 1). Кроме того, внешний контур оказывает влияние на режим лампы, а следовательно, и на частоту генерируемых колебаний, вследствие реакции анодного напряжения, особенно в перенапряженном режиме.

Для уменьшения емкостной связи между контурами необходимо заземлять по высокой частоте экранную сетку генераторной лампы, в результате емкость C_{g_2} (рис. 11. 2. 1) закорачивается, а емкости C_a и $C_к$ включаются соответственно во внешний и внутренний контуры. Поскольку катод лампы при этом будет иметь отличный от нуля потенциал по высокой частоте, то напряжение накала в схеме Шембеля необходимо подавать через дроссели. В качестве одного из дросселей в некоторых случаях может быть использована катушка самоиндукции внутреннего контура (рис. 11. 2. 2).

При использовании в качестве генераторной лампы пентода третья сетка должна быть соединена с корпусом, а не с катодом, так как в последнем случае будет увеличена связь между контурами за счет сравнительно большой внутриламповой емкости анод — третья сетка.

В схеме Шембеля на электродах лампы действуют следующие напряжения:

На управляющей сетке

$$u_g = E_g + U_{mg} \cos \omega t.$$

На экранной

$$u_{g_2} = E_{g_2} - U_{m_2} \cos \omega t,$$

так как переменное напряжение на ней в противофазе с напряжением на управляющей сетке.

На третьей сетке

$$u_{g_3} = - U_{m_2} \cos \omega t,$$

потому что по высокой частоте она соединена с экранной сеткой.

На аноде

$$u_a = E_a - (U_{m_1} + U_{m_2}) \cos \omega t.$$

Максимальный импульс анодного тока имеет место при напряжениях:

$$u_g = E_g + U_{mg} = u_{g\,\text{макс}},$$

$$u_{g_2} = E_{g_2} - U_{m_2} = u_{g_2\,\text{мин}},$$

$$u_{g_3} = -U_{m_2} = u_{g_3\,\text{мин}};$$

$$u_a = E_a - (U_{m_1} + U_{m_2}) = u_{a\,\text{мин}}.$$

Вследствие низких напряжений на второй и третьей сетках импульс анодного тока оказывается малым. Последнее приводит к тому, что мощность, получаемая при помощи схемы Шембеля будет меньшей, чем в случае использования той же лампы в обычных схемах. Иногда для повышения мощности генерируемых колебаний на третью сетку подается положительное напряжение и увеличивается напряжение на экранной сетке. Однако при этом необходимо принимать меры по защите второй и третьей сеток от перегрузки при срыве колебаний, когда переменные напряжения на них отсутствуют, что можно сделать путем питания сеток через гасящие сопротивления, препятствующие чрезмерному увеличению сеточных токов.

При отрицательном напряжении на третьей сетке характеристика анодного тока лампы начинается не из начала координат (рис. 11. 2. 3), а смещена вправо по напряжению на величину

$$-\mu_{ag_3} u_{g_3\text{мин}} = \mu_{ag_3} U_{m_2}.$$

Вследствие этого коэффициент использования анодного напряжения будет определяться из условия

$$U_m + \frac{I_m}{S_{\text{кр}}} + \mu_{ag_3} U_{m_2} = E_a,$$

где

$$U_m = U_{m_1} + U_{m_2} \qquad (11.2.1)$$

переменное напряжение на аноде, откуда

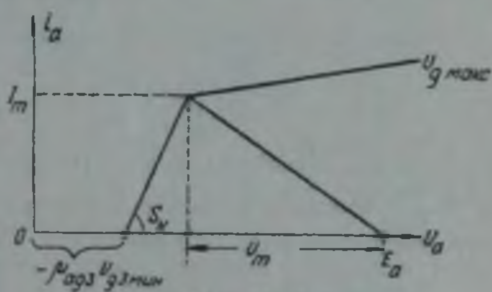


Рис. 11. 2. 3.

$$\xi = \frac{U_m}{E_a} = 1 - \frac{I_m}{S_{\text{кр}} E_a} - \mu_{ag_3} \frac{U_{m_2}}{E_a}. \qquad (11.2.2)$$

Следовательно, в схеме Шембеля, собранной на пентоде, коэффициент использования анодного напряжения, а потому и к. п. д. генератора будут меньше, чем в схеме обычного генератора из-за появления переменного напряжения в третьей сетке.

Установим связь коэффициента использования анодного напряжения с мощностью, выделяемой во внешнем контуре. Имеем следующие соотношения:

$$U_{m_1} = I_{a_1} \cdot R_{э_1};$$

$$U_{m_2} = (I_{a_1} + I_{g_{21}}) R_{э_2}.$$

Отсюда, используя (11. 2. 1), найдем:

$$U_{m_1} = \frac{m}{m+n} U_m \quad \text{и} \quad U_{m_2} = \frac{n}{m+n} U_m, \qquad (11.2.3)$$

где

$$m = \frac{R_{э_1}}{R_{э_2}} \quad \text{и} \quad n = 1 + \frac{I_{g_{21}}}{I_{a_1}} \cong 1 + \frac{S_{g_2}}{S}; \qquad (11.2.4)$$

S_{g_2} — крутизна тока экранной сетки.

Мощность, выделяемая во внешнем контуре, равна

$$P_1 = \frac{I_{a_1} \cdot U_{m_1}}{2} = \frac{\alpha_1 m U_m I_m}{2(m+n)},$$

откуда

$$I_m = P_1 \frac{2(m+n)}{\alpha_1 m U_m}.$$

Подставляя значения I_{m_2} и U_{m_2} в выражение (11. 2. 2), будем иметь следующее уравнение для определения ξ:

$$\xi = 1 - \frac{2(m+n)P_1}{\alpha_1 S_{\text{кр}} E_a^2 m \xi} - \frac{n\mu_{ag_2}}{m+n}\xi,$$

откуда

$$\xi = \frac{1}{2}\,\frac{m+n}{m+n+n\mu_{ag_2}}\left[1+\sqrt{1-\frac{8(m+n+n\mu_{ag_2})}{m\alpha_1 S_{\text{кр}} E_a^2}P_1}\right].$$

Из последнего выражения вытекает, что при увеличении мощности во внешнем контуре коэффициент использования анодного напряжения уменьшается. Максимальная величина мощности во внешнем контуре получается из условия равенства нулю подкоренного выражения:

$$P_{1\,\text{макс}} = \frac{m}{m+n+n\mu_{ag_2}}\cdot\frac{\alpha_1 S_{\text{кр}} E_a^2}{8}; \tag{11.2.5}$$

при этом

$$\xi = \frac{1}{2}\,\frac{m+n}{m+n+n\mu_{ag_2}} < 0{,}5.$$

Мощность колебаний во внутреннем контуре равна

$$P_2 = \left(\frac{U_{m_2}}{U_{m_1}}\right)^2 \frac{R_{э_1}}{R_{э_2}} P_1 = \frac{n^2}{m+n+n\mu_{ag_2}}\cdot\frac{\alpha_1 S_{\text{кр}} E_a^2}{8}. \tag{11.2.6}$$

Из выражений (11. 2. 5) и (11. 2. 6) следует, что при увеличении отношения $m = \frac{R_{э_1}}{R_{э_2}}$ мощность во внешнем контуре растет, а во внутреннем падает. Однако при увеличении этого отношения, т. е. при увеличении мощности во внешнем контуре, растет и влияние внешнего контура на частоту.

Реакцию внешнего контура на частоту генерируемых колебаний можно уяснить из следующих соображений. Пусть схема генератора имеет вид, изображенный на рис. 11. 2. 4. Влияние связей между контурами через емкости C_{ag} и $C_{ак}$ можно учесть введением эквивалентных емкостей, подключенных к внутреннему контуру. На емкости $C_{ак}$ действует напряжение

$$\overline{U}_{ак} = \overline{U}_{m_1} + \overline{U}_{m_2},$$

которое вызывает емкостный ток

$$\overline{I}_{ак} = j\omega C_{ак}(\overline{U}_{m_1} + \overline{U}_{m_2}).$$

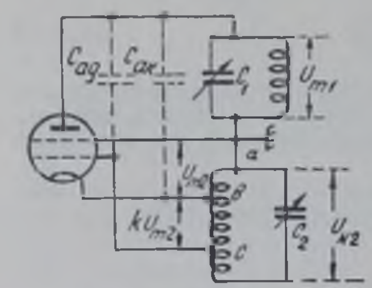


Рис 11. 2. 4.

Наличие этого тока в точке b эквивалентно подключению к участку ab внутреннего контура проводимости

$$\overline{y}_{ab} = \frac{\overline{I}_{ак}}{\overline{U}_{m_2}} = j\omega C_{ак}\left(1+\frac{\overline{U}_{m_1}}{\overline{U}_{m_2}}\right).$$

Аналогично влияние емкости C_{ag} эквивалентно подключению к участку ac проводимости

$$\overline{y}_{ac} = \frac{\overline{I}_{ag}}{(1+k)\overline{U}_{m_2}} = \frac{j\omega C_{ag}}{1+k}\left(1+\frac{\overline{U}_{m_1}}{\overline{U}_{m_2}}\right).$$

Напряжение на внешнем контуре равно

$$\overline{U}_{m_1} = \overline{I}_{a_1}\cdot\overline{z}_{э_1} = \overline{I}_{a_1} r_{э_1} + j\overline{I}_{a_1} x_{э_1} = kS_{\text{ср}}\overline{U}_{m_2}(r_{э_1} + jx_{э_1}),$$

где $\overline{z}_{э_1} = r_{э_1} + jx_{э_1}$ — эквивалентное сопротивление внешнего контура.

Поэтому:

$$\overline{y}_{ab} = j\omega C_{ак}(1 + kS_{\text{ср}} r_{э_1}) - \omega C_{ак} k S_{\text{ср}} x_{э_1}$$

и

$$\overline{y}_{ac} = j\omega C_{ag}\frac{1+kS_{\text{ср}} r_{э_1}}{1+k} - \omega C_{ag}\frac{kS_{\text{ср}} x_{э_1}}{1+k}.$$

Поскольку на частоту генерируемых колебаний влияют в основном реактивные составляющие проводимостей, то реакция внешнего контура сводится к влиянию эквивалентных емкостей:

$$C_{ab} = C_{ak}(1 + kS_{ср}r_{э_1});$$

$$C_{ac} = C_{ag}\frac{1 + kS_{ср}r_{э_1}}{1 + k},$$

подключенных к частям катушки внутреннего контура. Наличие этих емкостей эквивалентно подключению параллельно емкости C_2 внутреннего контура емкости

$$C_э = p_{ab}^2 C_{ab} + p_{ac}^2 C_{ac} = p_{ab}^2 C_{ak}(1 + kS_{ср}r_{э_1}) +$$

$$+ (1 + k)^2 p_{ab}^2 C_{ag}\frac{1 + kS_{ср}r_{э_1}}{1 + k} =$$

$$= p_{ab}^2 (1 + kS_{ср}r_{э_1})[C_{ak} + (1 + k)C_{ag}].$$

При расстройке внешнего контура изменяется его сопротивление $r_{э_1}$, что приводит к изменению эквивалентной емкости $C_э$, т. е. к изменению частоты генерируемых колебаний. Зависимости $r_{э_1}$, $C_э$ и f от расстройки внешнего контура показаны на рис. 11. 2. 5.

Максимальное изменение частоты равно

$$\Delta f_{макс} = \frac{\Delta C_{э\,макс}}{2C_2} f =$$

$$= \frac{p_{ab}^2}{2} \cdot \frac{C_{ak} + (1 + k)C_{ag}}{C_2} k \cdot S_{ср}R_{э_1},$$

где $R_{э_1}$ — эквивалентное сопротивление внешнего контура при резонансе.

Следовательно, изменение частоты колебаний при расстройке внешнего контура тем больше, чем больше его эквивалентное сопротивление. Поэтому для уменьшения реакции внешнего контура на частоту генерируемых колебаний необходимо уменьшать эквивалентное сопротивление внешнего контура, т. е. уменьшать мощность генератора.

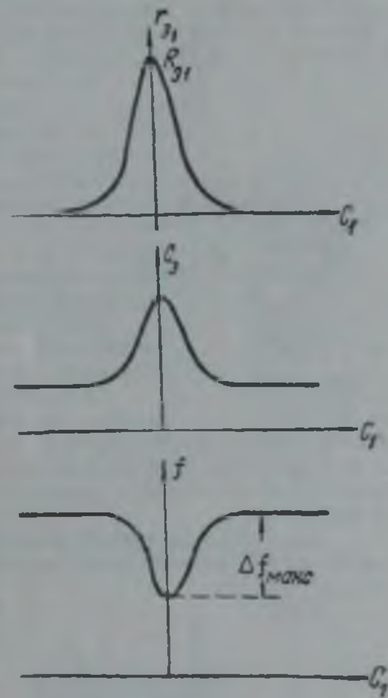


Рис. 11. 2. 5.

Реакция внешнего контура может быть уменьшена применением апериодической нагрузки в анодной цепи, так как при этом изменение $r_{э_1}$ будет значительно меньше, чем у колебательного контура.

Для уменьшения реакции используется также умножение частоты, т. е. внешний контур настраивается не на частоту колебаний внутреннего контура, а на какую-либо из его гармоник.

Оба эти способа уменьшения реакции внешнего контура на частоту колебаний приводят к уменьшению мощности генерируемых колебаний.

Схема Шембеля находит очень широкое применение в маломощных связных передатчиках, а также и в специальных радиотехнических устройствах, когда необходимо получить достаточно мощные колебания при небольшой реакции на частоту генерируемых колебаний и минимальном количестве ламп.

§ 11. 3. Кварцевые генераторы

Одним из важнейших требований, предъявляемых к генераторам с самовозбуждением, является требование высокой устойчивости частоты генерируемых колебаний. В главе 10 было установлено, что для получения высокой стабильности частоты генератора с самовозбуждением, его колебательная система должна обладать эталонными параметрами, мало меняющимися при изменении внешних условий, и высоким качеством. Высокое качество колебательной системы позволяет осуществить слабую связь колебательной системы с лампой и нагрузкой, что и обеспечивает высокую устойчивость частоты (см. стр. 221 и 271).

Одной из самых совершенных электрических колебательных систем является колебательная система с кварцевой пластиной. В этой системе для получения элек трических колебаний используются механические колебания кварца, обладающего пьезоэлектрическими свойствами.

Кварц представляет собою двуокись кремния SiO_2. Пьезоэлектрическими свойствами обладает кристаллический кварц, кристаллы которого имеют вид шестигранных призм с пирамидами на концах (рис. 11. 3. 1). Ось, соединяющая вершины пирамид, называется оптической осью (ZZ). При распространении поляризованного света вдоль этой оси плоскость поляризации поворачивается.

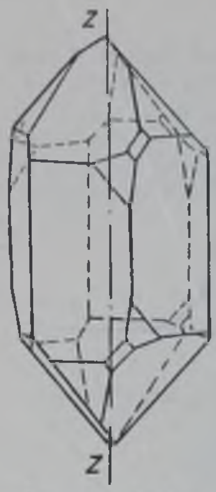


Рис. 11. 3. 1.

Помимо оптической оси, у кварцевых кристаллов различают три электрические оси (XX), которые проходят через ребра шестигранной призмы перпендикулярно оптической оси, и три механические оси (YY), соединяющие середины противоположных граней (рис. 11. 3. 2).

При механических деформациях в направлении электрических или механических осей на гранях, перпендикулярных к этим осям, возникают электрические заряды, величина которых пропорциональна деформации. Это явление называется прямым пьезоэлектрическим эффектом. При воздействии же электрического поля в направлении электрических осей в кристалле кварца возникают механические деформации вдоль электрической и механической осей, величины которых пропорциональны напряженности электрического поля. Это явление называется обратным пьезоэлектрическим эффектом.

При механических деформациях вдоль оптической оси и при воздействии электрического поля в том же направлении прямой и обратный пьезоэффекты не наблюдаются.

Вследствие прямого пьезоэффекта механические колебания кварца сопровождаются электрическими колебаниями напряженности электрического поля в кварце, если механические деформации имеют место в направлении, отличном от оптической оси. Вследствие обратного пьезоэффекта в кварце, помещенном в переменном электрическом поле, возникают механические колебания.

Как распределенная механическая колебательная система, кварц всегда обладает серией резонансных частот, величины которых зависят от формы пластины

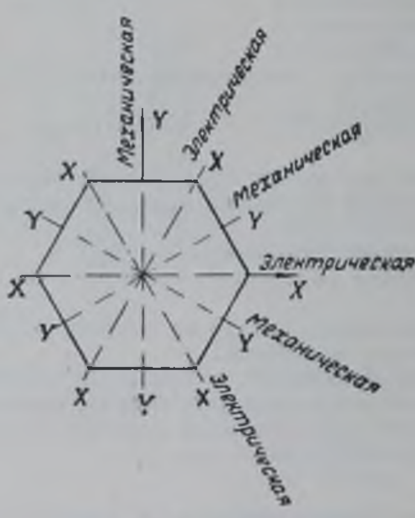


Рис. 11. 3. 2.

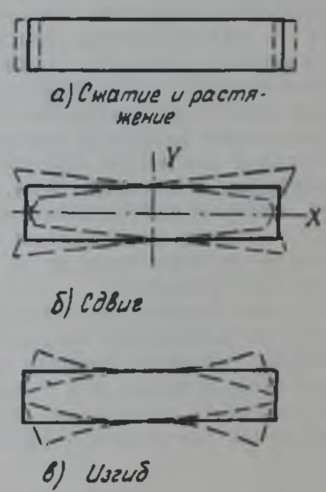


Рис. 11. 3. 3.

кварца, ее геометрических размеров и вида колебаний. Наиболее широкое распространение получили кварцы, вырезанные из кристалла в форме прямоугольного параллелепипеда, основными видами колебаний которого являются колебания сжатия и растяжения перпендикулярно какой-либо паре граней параллелепипеда, колебания сдвига и колебания изгиба (рис. 11. 3. 3, *а*, *б*, *в*).

Резонансные частоты кварцевой пластины соответствуют таким колебаниям, когда вдоль какой-либо грани параллелепипеда укладывается целое число полуволн механических колебаний, т. е. длина волны собственных механических колебаний равна

$$\lambda_{мех} = \frac{2d}{n}, \quad (n = 1, 2, 3, \ldots).$$

Здесь d — длина, ширина или толщина пластины (в зависимости от вида колебаний). Частота колебаний связана с длиной волны соотношением:

$$f = \frac{v}{\lambda_{мех}},$$

где v — скорость распространения механических колебаний, т. е. звука в кварце, зависящая от направления распространения. В частности, при распространении звука вдоль оси X скорость распространения равна $v_x = 5{,}676 \cdot 10^5$ *см/сек*, поэтому при колебаниях сжатия и растяжения вдоль оси X основная собственная частота колебаний кварцевой пластины ($n = 1$) составляет

$$f = \frac{v}{2d} = \frac{5{,}676 \cdot 10^5}{2d \cdot 0{,}1} = \frac{2{,}838}{d} \text{ мггц},$$

где d — в миллиметрах. Следовательно, пластина толщиною в 1 *мм* обладает резонансной частотой около 3 *мггц*. Аналогичные соотношения могут быть получены и для колебаний других видов.

Кварцевая пластина включается в электрическую цепь с помощью кварцедержателей. Наибольшее распространение в настоящее время получили кварцы с металлизированными поверхностями, контакты с которыми осуществляются в точках закрепления (рис. 11. 3. 4).

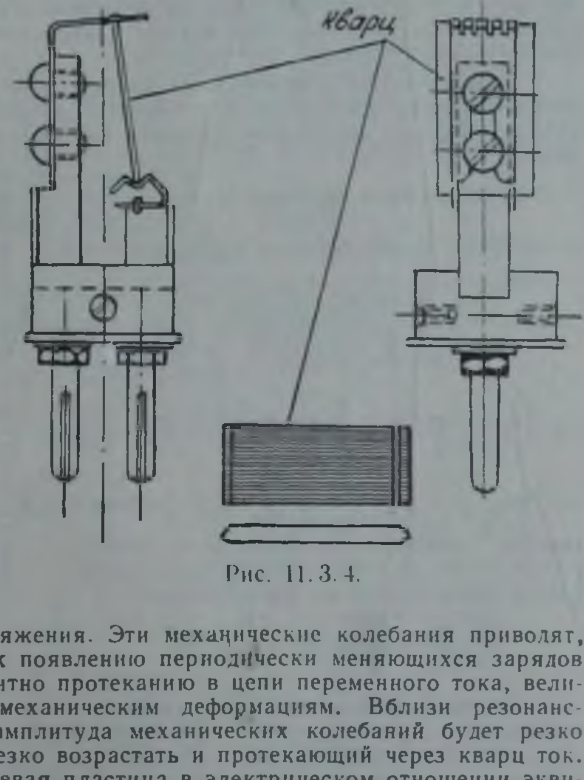


Рис. 11. 3. 4.

В области частот, достаточно удаленных от резонансных, кварцевая пластина в электрическом отношении эквивалентна емкости:

$$C_0 = \frac{\varepsilon \cdot S}{3{,}6\pi \cdot d},$$

где: ε — диэлектрическая проницаемость;

S — площадь пластины;

d — ее толщина.

При подаче на кварц переменного напряжения с частотой, близкой к резонансной частоте, в кварце возникают механические колебания, частота которых равна частоте внешнего переменного напряжения. Эти механические колебания приводят, вследствие прямого пьезоэффекта, к появлению периодически меняющихся зарядов на обкладках кварца, что эквивалентно протеканию в цепи переменного тока, величина которого пропорциональна механическим деформациям. Вблизи резонансной частоты кварцевой пластины амплитуда механических колебаний будет резко возрастать, вследствие чего будет резко возрастать и протекающий через кварц ток. Поэтому в области резонанса кварцевая пластина в электрическом отношении эквивалентна последовательному колебательному контуру. Следовательно, эквивалентная схема кварца будет иметь вид, изображенный на рис. 11. 3. 5. Левая ветвь обусловлена свойствами кварца как диэлектрика, правая учитывает пьезоэлектрические свойства кварца.

Параметры кварца L_q и C_q зависят от вида колебаний и геометрических размеров пластины, тогда как активное сопротивление r_q, кроме того,—от внутреннего трения и качества закрепления кварца в держателе. В частности, для X-среза имеем:

$$C_q = 24{,}4 \cdot 10^{-4} \frac{S}{d} \text{ пф}; \quad L_q = 1300 \frac{d^3}{S} \text{ гн};$$

$$C_0 = 0{,}39 \frac{S}{d} \text{ пф}; \quad r_q = 320 \frac{d}{S} n \text{ ом},$$

где d выражено в *см*, S — в *см*^{2} и $n > 1$ — эмпирический коэффициент.

Таким образом, кварц эквивалентен контуру третьего вида. Параметры эквивалентной схемы резко отличаются от параметров обычных контуров. Приведем в качестве примера параметры кварца с резонансной частотой 4 *мггц*: $C_q = 0{,}0072$ *пф*; $C_0 = 10{,}3$ *пф*; $L_q = 220$ *мгн*; $r_q = 23$ *ом*. Характеристическое сопротивление такого контура

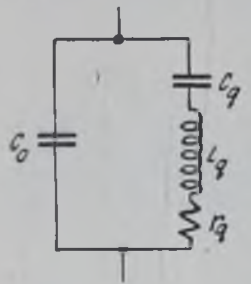


Рис. 11. 3. 5.

$$\rho_q = \frac{C_0 + C_q}{\omega C_0 C_q} \cong \frac{1}{\omega C_q} = 5{,}53 \text{ мгом},$$

качество

$$Q = \frac{\rho_q}{r_q} = 239\,000,$$

коэффициент связи с контуром

$$p = \frac{C_q}{C_0 + C_q} = 0{,}698 \cdot 10^{-3}$$

и эквивалентное сопротивление

$$R_э = p^2 Q \cdot \rho_q = 645 \text{ ком}.$$

Следовательно, эквивалентный контур обладает весьма высоким качеством (порядка десятков и сотен тысяч), а также высоким волновым сопротивлением (порядка нескольких мегом) и, наконец, этот контур слабо связывается с внешней схемой (коэффициент связи порядка $10^{-3} \div 10^{-4}$).

Эквивалентное сопротивление кварца $\bar{z}_э = r_э + jx_э$ в районе резонанса кварцевой пластины изменяется как показано на рис. 11. 3. 6. Эквивалентный контур кварца обладает двумя резонансными частотами: частотой последовательного резонанса

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_q C_q}}$$

и частотой параллельного резонанса

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_q \frac{C_0 C_q}{C_0 + C_q}}} \cong$$

$$\cong \frac{1}{\sqrt{L_q C_q}}\left(1 + \frac{p}{2}\right) = \omega_s\left(1 + \frac{p}{2}\right),$$

так как $p = \frac{C_q}{C_0 + C_q} \cong \frac{C_q}{C_0} \ll 1$. Следовательно, разность резонансных частот весьма мала и относительная расстройка между этими частотами незначительна:

$$\frac{\omega_p - \omega_s}{\omega_s} \cong \frac{p}{2} \cong 10^{-4} \div 10^{-3}.$$

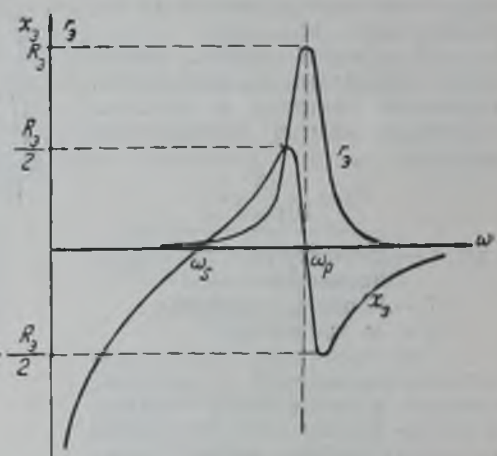


Рис. 11. 3. 6.

Параметры кварцев оказываются весьма стабильными относительно внешних воздействий, причем наибольшим будет влияние изменения температуры, однако оно значительно меньше, чем на обычные контуры. Специальные виды срезов обладают температурным коэффициентом частоты, близким к нулю в достаточно широком диапазоне температур.

Серьезным недостатком кварцев является их старение, т. е. изменение параметров, в том числе и резонансных частот, со временем.

Высокая эталонность параметров кварцев, а также высокое качество эквивалентного контура и малая связь с внешней схемой обусловливают высокую стабильность частоты генераторов с самовозбуждением, использующих кварцы.

Существует большое разнообразие различных схем кварцевых генераторов, однако наибольшее распространение получили схемы, в которых кварц включается в такое место колебательной системы генератора, где для возбуждения генератора сопротивление кварца должно быть индуктивного характера. Примеры этих схем приведены на рис. 11. 3. 7 и 11. 3. 8.

Вопросам анализа и расчета схем кварцевых генераторов посвящено большое количество трудов советских ученых. Впервые расчет кварцевого генератора был дан Д. А. Рожанским в 1933 году. Затем был опубликован ряд статей В. А. Смирнова

Б. К. Шембеля и других, освещающих различные вопросы работы кварцевого генератора. Все эти работы основывались на квазилинейном методе рассмотрения кварцевых генераторов. Однако на основе данного метода нельзя точно определить значение частоты генерируемых колебаний, поэтому выводы, полученные в указанных работах, требовали более строгого теоретического доказательства. Такое доказательство было дано в 1945 году С. М. Рытовым, А. М. Прохоровым и М. Е. Жаботинским, которые рассмотрели вопрос о работе кварцевого генератора с точки зрения метода малого параметра и доказали, что при исследовании автоколебательных систем с использованием кварцев, обладающих весьма высоким качеством, с достаточной для целей практики точностью можно пользоваться квазилинейным методом не только для определения амплитуды колебаний, но также и частоты генерируемых колебаний.

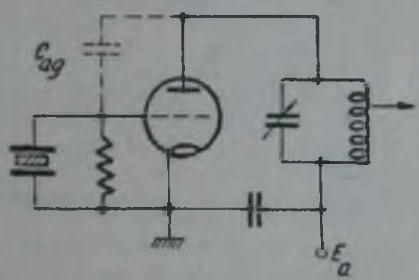


Рис. 11.3.7.

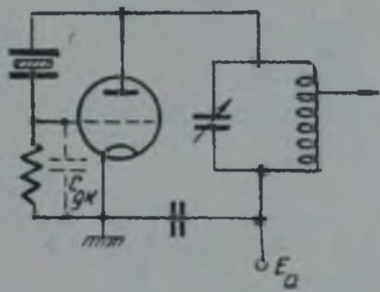


Рис. 11.3.8.

В 1949 году С. И. Евтянов, основываясь на развитом им методе «укороченных» уравнений, разработал расчет кварцевого генератора.

Рассмотрим качественную картину работы двух основных схем кварцевых генераторов, пользуясь квазилинейным методом.

Эквивалентная схема генератора с кварцем между сеткой и катодом может быть представлена в виде, изображенном на рис. 11. 3. 9, где $jx_{ag} = \frac{1}{j\omega C_{ag}}$ — реактивное сопротивление емкости сетка—анод, $r_э + jx_э$ — эквивалентное сопротивление кварца и $r_к + jx_к$ — эквивалентное сопротивление контура. Условия стационарности для такой схемы могут быть записаны в виде:

$$x_{ag} + x_э + x_к \cong 0;$$

$$a_i \cong kSR_э,$$

где

$$k \cong \frac{x_э}{x_к} \gg D$$

коэффициент обратной связи и

$$R_э = \frac{x_к^2}{r_к + r_э}$$

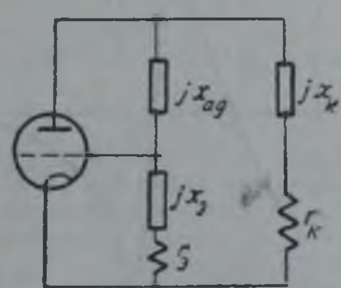


Рис. 11.3.9.

эквивалентное сопротивление нагрузки в анодной цепи. Используя два последних соотношения, второе условие стационарности можно записать в виде

$$a_i = S\frac{x_э \cdot x_к}{r_к + r_э} > 1. \quad (11.3.1)$$

На рис. 11. 3. 10 представлены графики изменения реактивных сопротивлений x_{ag}, $x_к$ и $x_э$ от частоты, а также суммарное реактивное сопротивление контура при последовательном обходе. Как видно из этого рисунка, колебательная система кварцевого генератора обладает четырьмя резонансными частотами, если:

$$\frac{1}{\omega C_{ag}} < x_{э\,макс} \quad и \quad \frac{1}{\omega C_{ag}} < x_{к\,макс}.$$

В области частот, близких к резонансным частотам кварца, первое условие обычно выполняется. Из этих четырех частот колебания могут возникать только на частоте ω_1, так как на частотах ω_3 и ω_4 коэффициент обратной связи отрицателен, а для колебаний частот ω_2 и ω_4 не выполнено условие устойчивости по частоте (см. § 8.4).

Таким образом, колебания в схеме возможны только на тех частотах, на которых $x_э > 0$, $\dfrac{dx_э}{d\omega} > 0$, $x_к > 0$ и $x_э + x_{ag} = -x_к < 0$.

При расстройке контура в анодной цепи будут меняться амплитуда и частота колебаний. Но поскольку частота генерируемых колебаний изменяется очень незначительно

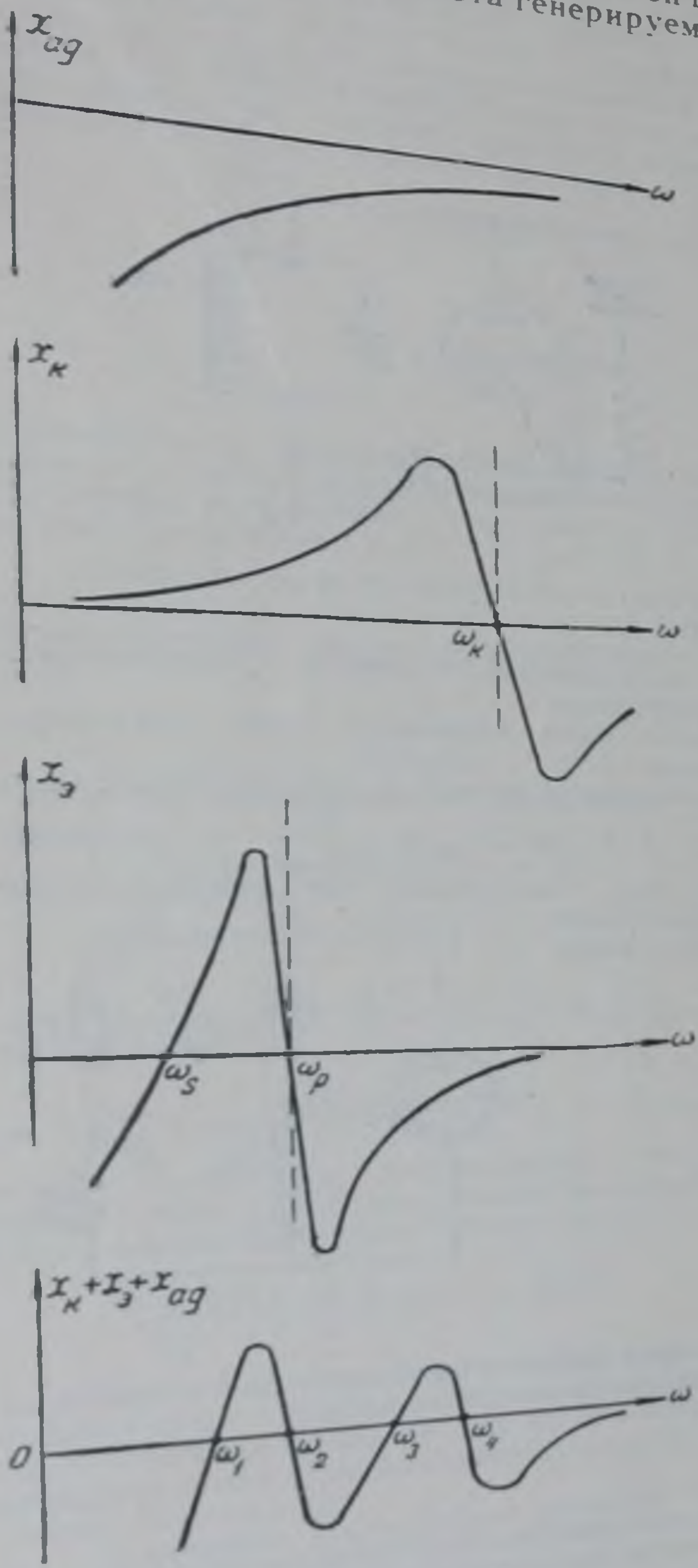


Рис. 11.3.10.

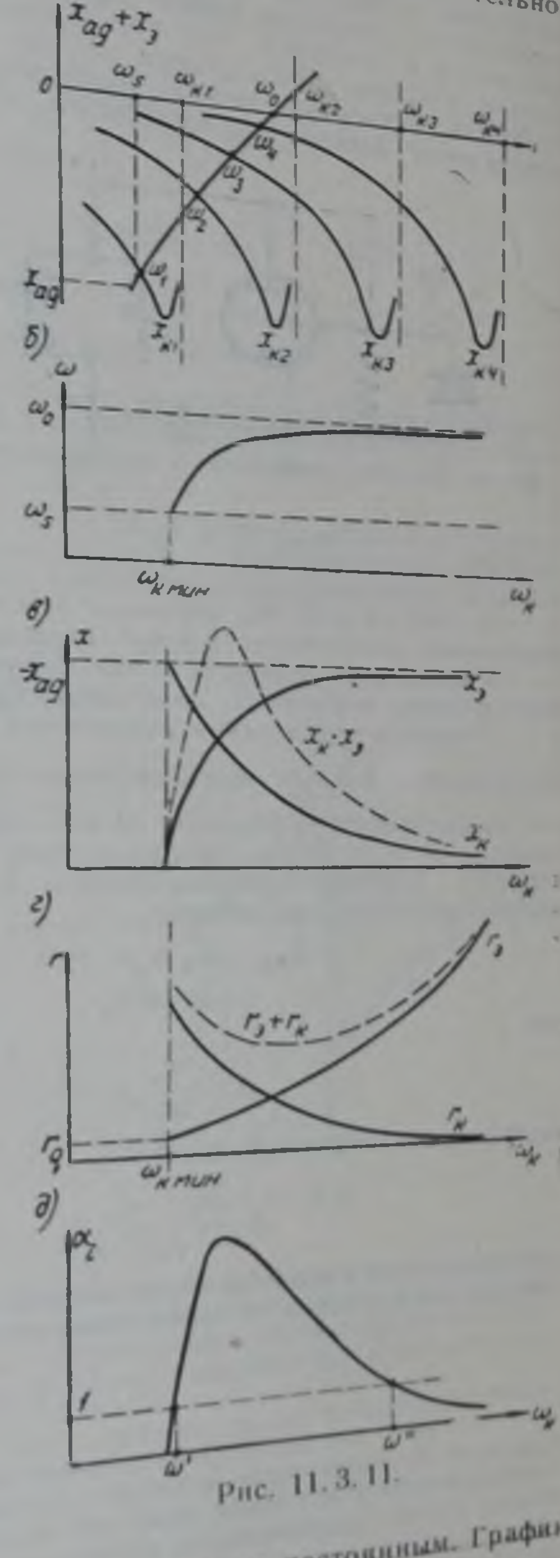


Рис. 11.3.11.

$\left(\dfrac{\Delta\omega}{\omega} < \dfrac{p}{2}\right)$, то реактивное сопротивление x_{ag} может считаться постоянным. График изменения сопротивления $x_{ag} + x_э$ в интересующей нас области частот $\omega_s < \omega < \omega_0$, где ω_0 — частота, при которой $x_{ag} + x_э = 0$, изображен на рис. 11.3.11, *а*. На этом же графике показаны отрицательные ветви кривых реактивного сопротивления $-x_к$ для различных резонансных частот колебательного контура в анодной цепи ($\omega_{к_1}$, $\omega_{к_2}$, $\omega_{к_3}$, $\omega_{к_4}$). Частота генерируемых колебаний (ω_1, ω_2, ω_3, ω_4) при определенном значении собственной частоты контура в анодной цепи определяется абсциссой точки пересечения кривых $x_{ag} + x_э = f_1(\omega)$ и $-x_к = f_2(\omega)$. Как видно из графика на рис. 11. 3. 11, *а*, колебания в схеме могут возникать только при достаточно высоких собственных частотах контура в анодной цепи $\omega_к > \omega_{к\,мин}$, когда сопротивление контура — индуктивного характера. Частота генерируемых колебаний возрастает при увеличении $\omega_к$, причем тем медленнее, чем больше $\omega_к$ (рис. 11. 3. 11, *б*).

Для определения характера изменения амплитуды воспользуемся условием (11. 3. 1). Реактивное сопротивление контура растет при уменьшении $\omega_к$ (рис. 11. 3. 11, *в*), так как при этом $\omega_к$ приближается к частоте генерируемых колебаний, причем при $\omega_к = \omega_{к\,мин}$, $x_к = -x_{ag}$, поскольку $x_э = 0$. Реактивное сопротивление кварца уменьшается при уменьшении $\omega_к$ (рис. 11. 3. 11, *в*), вследствие того, что частота генерируемых колебаний приближается к частоте последовательного резонанса кварца. При $\omega_к = \omega_{к\,мин}$, $x_э = 0$ и при $\omega_к \to \infty$, $x_э \to -x_{ag}$, так как $x_к \to 0$. Изменение произведения $x_к \cdot x_э$ показано на том же рис. 11.3. 11, *в* пунктирной линией.

Графики активных составляющих сопротивлений контура и кварца приведены на рис. 11.3.11, *г*. На основании этих графиков может быть построена зависимость a_i от собственной частоты контура в анодной цепи (рис. 11. 3. 11, *д*), которая качественно отражает ход изменения амплитуды при изменении $\omega_к$. Поскольку $a_i > 1$, то колебания существуют только в определенной полосе расстроек контура в анодной цепи $\omega' < \omega_к < \omega''$. Максимальная амплитуда колебаний достигается при $\omega_к$ близком к ω', причем в этой области имеет место наиболее резкое изменение частоты генерируемых колебаний. Для получения большей устойчивости частоты необходимо выбирать рабочую точку в районе частоты ω', т. е. при малых амплитудах колебаний.

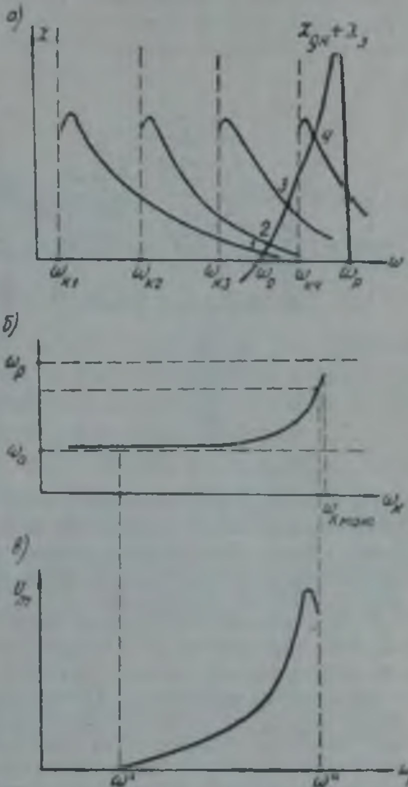


Рис. 11. 3. 12.

Аналогично может быть рассмотрено поведение при расстройке контура и схемы с кварцем между сеткой и анодом (рис. 11. 3. 8). В этой схеме колебания возникают только при емкостном характере сопротивления контура в анодной цепи. Зависимости частоты и амплитуды генерируемых колебаний от $\omega_к$ показаны на рис. 11. 3. 12.

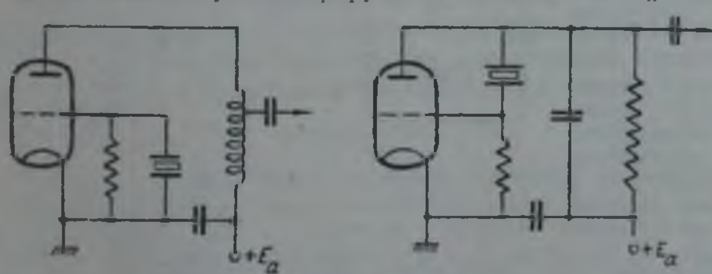


Рис. 11. 3. 13.

Помимо этих двух схем, широкое применение находят и другие схемы кварцевых генераторов. В схеме с кварцем между сеткой и катодом контур в анодной цепи может быть заменен дросселем (рис. 11. 3. 13), а в схеме с кварцем между сеткой и анодом—конденсатором. Для подачи анодного напряжения в анодную цепь такой схемы включается сопротивление. Поскольку в этих схемах нагрузка в анодной цепи сильно расстроена, то напряжение на аноде лампы богато гармониками, вследствие чего рассматриваемые схемы находят широкое применение в тех случаях, когда используются гармоники частоты кварца, например в кварцевых калибраторах.

Для получения более высокой стабильности частоты при достаточно большой амплитуде колебаний кварцевые генераторы строятся по схеме Б. К. Шембеля с электронной связью. В этой схеме во внутренний контур включается кварц, в результате чего стабильность частоты оказывается высокой. Внешний же контур настраивается в резонанс с частотой генерируемых колебаний, что обеспечивает получение колебаний значительно большей мощности, чем в рассмотренных выше схемах. Примеры схем кварцевых генераторов с электронной связью изображены на рис. 11. 3. 14 и 11. 3. 15. В первой схеме для выполнения условия самовозбуждения по фазе между катодом и экранной сеткой должно быть включено индуктивное сопротивление, роль которого выполняет индуктивность L. Во второй схеме между катодом и экранной сеткой должно стоять сопротивление емкостного характера, для чего между катодом и корпусом включен конденсатор C. Для обеспечения проводимости постоянной составляющей катодного тока параллельно этому конденсатору включен дроссель $L_{\partial p}$.

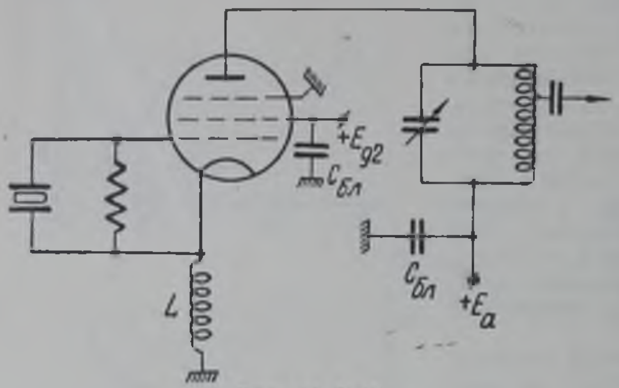


Рис. 11. 3. 14.

Кварцевые генераторы являются наиболее совершенными генераторами в отношении стабильности частоты генерируемых колебаний. Однако они обладают и рядом существенных недостатков. Прежде всего, частота колебаний кварцевого генератора определяется резонансной частотой кварца, поэтому кварцевые генераторы могут быть построены только на фиксированные частоты, изменение которых возможно лишь путем замены кварца. Для получения достаточно большого количества фиксированных частот передатчик должен снабжаться соответственно большим количеством сменных кварцев, что значительно усложняет и удорожает его. Возможно построение передатчика с ограниченным количеством кварцев для обеспечения достаточно большого числа фиксированных частот, однако такие передатчики оказываются весьма сложными.

Кварцевые генераторы могут быть построены только на сравнительно низкие частоты (примерно до 20 *мггц*), так как кварцевые пластины на высокие частоты должны иметь незначительную толщину, что усложняет их изготовление и уменьшает прочность. Поскольку кварцевая пластина может возбуждаться и на гармониках, то возможно построение кварцевого генератора на сравнительно высоких частотах (примерно до двадцатых гармоник). Однако такие генераторы сложны в регулировке и в настоящее время не находят широкого применения. Основное затруднение при возбуждении кварца на гармониках связано с шунтирующим действием емкости C_0 (рис. 11. 3. 5) и уменьшением качества эквивалентного контура. Обычно для получения стабильных колебаний весьма высоких частот используются генераторы с кварцевым генератором, работающим на невысокой частоте, после которого стоит ряд умножителей частоты. Такие генераторы находят широкое применение в измерительной аппаратуре.

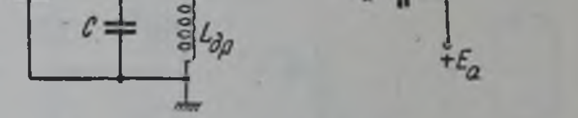


Рис. 11. 3. 15.

Весьма широкое применение находят кварцевые генераторы в синхронизирующих схемах станций, предназначенных для обнаружения объектов, особенно в тех случаях, когда требуется обеспечить весьма высокую степень точности в определении координат. С помощью кварцевого генератора обеспечивается высокая стабильность частоты следования импульсов в импульсных передатчиках таких радиостанций. Поскольку частота следования импульсов обычно не превышает нескольких тысяч герц, а построение кварцев на такие низкие частоты сопряжено со значительными трудностями, то в синхронизирующих устройствах для создания частоты следования импульсов применяются схемы, состоящие из кварцевого генератора с частотой в несколько десятков килогерц и ряда каскадов деления частоты. Получаемые от кварцевого генератора и делителей колебания используются как для формирования импульсов в модуляторном устройстве, так и для создания напряжений разверток в индикаторных устройствах радиостанции.

Глава 12

ТРИОДНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ СВЧ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ СИСТЕМАМИ

§ 12.1. Особенности схем триодных генераторов СВЧ

При освоении диапазона сверхвысоких частот пришлось встретиться с целым рядом трудностей, часть из которых в настоящее время успешно преодолена, главным образом благодаря работам советских ученых. По мере повышения частоты генерируемых колебаний уменьшаются к. п. д. и полезная мощность, и на достаточно высоких частотах триодный генератор вообще перестает работать. Для каждой лампы существует предельная частота, выше которой колебания в схеме генератора, использующего эту лампу, не возникают. Основные причины, затрудняющие получение колебаний СВЧ с помощью обычных ламп, заключаются в следующем.

По мере увеличения частоты генерируемых колебаний все сильнее сказывается инерция электронов. Как уже было рассмотрено в § 6.3 и 6.4, за счет инерции электронов увеличивается мощность, потребляемая в цепи сетки генератора. Эта мощность в генераторе с самовозбуждением доставляется из анодной цепи, вследствие чего мощность, отдаваемая генератором в нагрузку, уменьшается. Далее, за счет инерции электронов в диапазоне СВЧ ухудшается форма импульса анодного тока, что также ведет к уменьшению мощности и к. п. д. Наконец, на сверхвысоких частотах появляется сдвиг по фазе между первой гармоникой анодного тока и управляющим напряжением (фаза средней крутизны), что, согласно условию баланса фаз (8.2.5), приводит к появлению фазы между первой гармоникой анодного тока и напряжением на нагрузке $\varphi_z = -\varphi_к' - \varphi_s$. Поэтому при вещественном коэффициенте обратной связи ($\varphi_к' = 0$) с увеличением частоты генерируемых колебаний вследствие увеличения фазы средней крутизны будет увеличиваться расстройка нагрузки и мощность генератора будет падать, так как $P = \frac{1}{2} I_{a_1} \cdot U_m \cdot \cos \varphi_z$. Расстройка нагрузки может быть несколько уменьшена, если соответственно изменить фазу коэффициента обратной связи. Однако это не всегда оказывается возможным.

В генераторах с внешним возбуждением появление фазы у средней крутизны не вызывает расстройки анодной нагрузки, так как у них напряжение на сетке не зависит от напряжения на аноде и фаза сопротивления нагрузки может быть любой.

Влияние инерции электронов до некоторой степени может быть уменьшено целесообразной конструкцией лампы, по типу ламп с дисковыми выводами Н. Д. Девяткова, примеры которых были рассмотрены в главе 5. Генераторы, построенные на таких лампах, позволяют получить колебания с длиной волны до 6—8 *см*, однако получаемые при этом мощности не превышают единиц ватт. Достаточно большие мощности с помощью триодных генераторов можно получить лишь в диапазоне волн длиннее 20—30 *см*. Поэтому триодные генераторы применяются в диапазоне метровых и дециметровых волн. Более короткие волны получаются с помощью клистронов и магнетронов, в которых механизм возбуждения основан на использовании явления инерции электронов.

Другим фактором, затрудняющим получение колебаний достаточно высоких частот с помощью триодных генераторов, являются междуэлектродные емкости и индуктивности вводов лампы, которые не позволяют получить достаточно большого сопротивления нагрузки в анодной цепи генератора, необходимого для работы в критическом режиме. Этот вопрос был рассмотрен в главе 5 применительно к генераторам с внешним возбуждением, однако все полученные там результаты применимы также и к генераторам с самовозбуждением.

Как уже указывалось в главе 5, в генераторах СВЧ используются как сосредоточенные, так и распределенные колебательные системы. Генераторы с сосредоточенными колебательными системами применяются в диапазоне метровых волн. Генераторы же с распределенными колебательными системами используются для получения колебаний дециметрового диапазона.

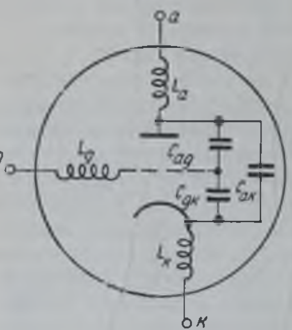


Рис. 12.1.1.

В настоящей главе будут рассмотрены генераторы метрового диапазона. Поскольку в этом диапазоне инерция электронов не играет существенной роли, в настоящей главе будет рассмотрена работа генератора без учета влияния инерции электронов. Основное внимание будет уделено вопросам, связанным с особенностями схем генераторов метрового диапазона.

Теория и способы расчета генераторов СВЧ с самовозбуждением созданы работами советских ученых. Теория схем генераторов СВЧ была разработана А. М. Кугушевым в статье, опубликованной в 1934 году. Основное внимание в этой работе было уделено рассмотрению вопроса о влиянии катодной реактивности на режим генератора. А. М. Кугушев впервые показал, что катодная реактивность является органом регулировки коэффициента обратной связи, и предложил использовать в качестве катодной реактивности отрезок длинной линии вместо индуктивности, что значительно расширяет пределы регулировки коэффициента обратной связи.

Дальнейшие работы по теории схем генераторов СВЧ были опубликованы Г. А. Зейтленком, С. А. Дробовым, Е. П. Корчагиной и др.

Вследствие того, что междуэлектродные емкости и индуктивности вводов лампы являются существенными элементами колебательных систем генераторов СВЧ (рис. 12.1.1), схемы таких генераторов обычно отличаются от схем генераторов диапазона более длинных волн тем, что вместо трех внешних реактивностей (см. рис. 9.1.1) в них обычно имеется только две: одна для регулировки частоты и другая для регулировки обратной связи. Так как генераторная лампа представляет собой трехполюсник (анод — сетка — катод), то эти две реактивности могут быть подключены к электродам лампы тремя способами, в зависимости от чего получаются три различные схемы генераторов (как и в случае генераторов с внешним возбуждением):

1) схема с общим катодом, когда общая точка внешних реактивностей присоединена к катоду (рис. 12.1.2);

2) схема с общей сеткой, когда общая точка реактивностей присоединена к сетке (рис. 12. 1. 3);

3) схема с общим анодом, когда общая точка реактивностей присоединена к аноду (рис. 12. 1. 4).

Часто общий электрод заземляется (соединяется с корпусом), почему иногда эти схемы называют соответственно схемой с заземленным катодом, сеткой или анодом. Заметим, что в генераторах с внешним возбуждением общий электрод обязательно должен заземляться для уменьшения паразитной связи между входной и выходной цепями. В генераторах с самовозбуждением с этой точки зрения может быть заземлен любой из электродов, поскольку для работы такого генератора необходима регулируемая связь между сеточной и анодной цепями.

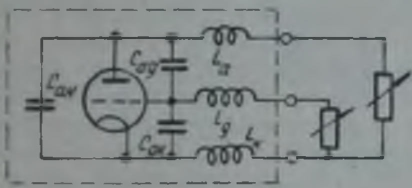


Рис. 12.1.2.

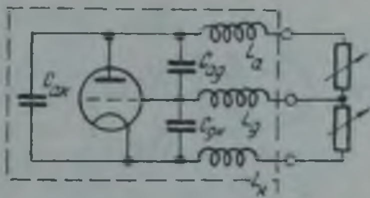


Рис. 12.1.3.

Во всех рассматриваемых схемах индуктивности вводов лампы оказываются включенными последовательно с соответствующей внешней реактивностью (исключение составляет индуктивность общего вывода) и их можно считать учтенными в этих реактивностях. В таком случае все схемы сводятся к одной обобщенной схеме, изображенной на рис. 12. 1. 5.

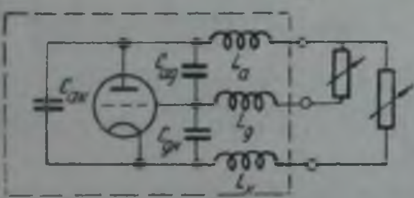


Рис. 12.1.4.

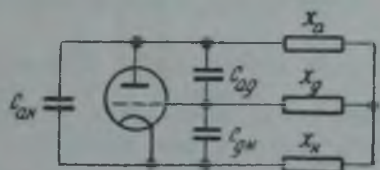


Рис. 12.1.5.

В зависимости от того, какие из этих внешних реактивностей являются регулируемыми, и будут получаться схемы с общим катодом, сеткой или анодом.

Внешние реактивности могут быть выполнены различными способами. В диапазоне метровых и частично дециметровых волн эти реактивности выполняются в виде систем с сосредоточенными параметрами, в диапазоне же дециметровых волн (и частично в диапазоне метровых волн), как правило, используются системы с распределенными параметрами (отрезки длинных линий и полые резонаторы). Принципиально это не сказывается на существе работы генератора СВЧ, хотя в каждом из указанных случаев имеются некоторые особенности. Из методических соображений удобнее рассмотреть оба случая порознь, причем проще начать со случая, когда внешние реактивности выполнены в виде систем с сосредоточенными параметрами.

§ 12.2. Собственные частоты колебательной системы

Как правило, в качестве внешних реактивностей используются индуктивности, поэтому общая схема генератора СВЧ с сосредоточенными параметрами будет иметь вид, изображенный на рис. 12.2.1.

Обычно одна из индуктивностей (индуктивность общего электрода) оказывается значительно меньше остальных, поэтому в первом приближении рассмотрим случай, когда ею можно пренебречь. Если малую индуктивность удалить из схемы, то колебательная система генератора будет иметь вид колебательных контуров, связанных через внешнюю емкостную связь (рис. 12.2.2). В зависимости от того, какой индуктивностью пренебрегают, значения емкостей и индуктивностей в этой схеме будут различны. В частности, в схеме с общей сеткой, когда пренебрегают индуктивностью L_g, емкостью связи будет емкость $C_{ак}$, а контуры будут образовываться соответственно из C_{ag}, L_a и $C_{gк}$, $L_к$. В схеме с общим анодом $C_0 = C_{gк}$ и контуры составлены из $C_{ак}$, $L_к$ и C_{ag}, L_g, а в схеме с общим катодом $C_0 = C_{ag}$ и контуры составлены из L_g, $C_{gк}$ и L_a, $C_{ак}$.

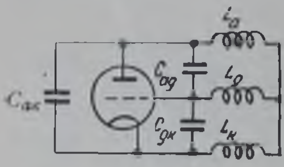


Рис. 12.2.1.

Найдем прежде всего собственные частоты колебательной системы; они определяются приближенно из условия равенства нулю реактивного сопротивления при последовательном обходе контура. Согласно схеме, изображенной на рис. 12.2.2, для определения собственных частот имеем следующее уравнение:

$$\frac{\omega L_1}{1-\omega^2 L_1 C_1} + \frac{\omega L_2}{1-\omega^2 L_2 C_2} - \frac{1}{\omega C_0} = 0. \quad (12.2.1)$$

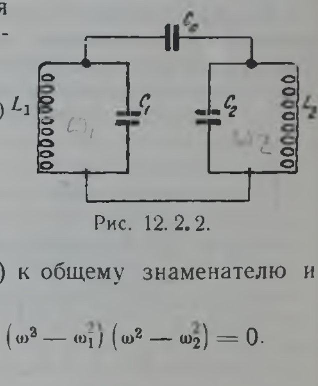


Рис. 12.2.2.

Введем следующие обозначения:

$$\omega_1^2 = \frac{1}{L_1 C_1}; \quad \omega_2^2 = \frac{1}{L_2 C_2};$$

тогда, после приведения уравнения (12.2.1) к общему знаменателю и смены знака, будем иметь:

$$\omega^2 (\omega^2 - \omega_2^2)\omega_1^2 L_1 C_0 + \omega^2 (\omega^2 - \omega_1^2)\omega_2^2 L_2 C_0 + (\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2) = 0.$$

Вводя обозначения:

$$k_1 = \frac{C_0}{C_1}, \quad k_2 = \frac{C_0}{C_2}$$

и учитывая, что:

$$\omega_1^2 L_1 C_0 = \frac{C_0}{C_1} = k_1, \quad \omega_2^2 L_2 C_0 = \frac{C_0}{C_2} = k_2,$$

для частот связи получим следующее биквадратное уравнение:

$$\omega^4 (1 + k_1 + k_2) - \omega^2 \left[(1 + k_2)\omega_1^2 + (1 + k_1)\omega_2^2\right] + \omega_1^2\omega_2^2 = 0.$$

Решая это уравнение, найдем интересующие нас два корня:

$$\omega_{\text{I}}^2 = \frac{(1 + k_2)\omega_1^2 + (1 + k_1)\omega_2^2 - \sqrt{\left[(1 + k_2)\omega_1^2 + (1 + k_1)\omega_2^2\right]^2 - 4(1 + k_1 + k_2)\omega_1^2\omega_2^2}}{2(1 + k_1 + k_2)}; \quad (12.2.2)$$

$$\omega_{II}^2=\frac{(1+k_2)\,\omega_1^2+(1+k_1)\,\omega_2^2+\sqrt{\left[(1+k_2)\,\omega_1^2+(1+k_1)\,\omega_2^2\right]^2-4\,(1+k_1+k_2)\,\omega_1^2\omega_2^2}}{2\,(1+k_1+k_2)}. \tag{12.2.3}$$

Рассмотрим более детально зависимость частот связи от собственных частот контуров; для этого построим графики зависимости ω_I^2 и ω_{II}^2 от ω_2^2, считая ω_1^2 параметром.

При достаточно малых ω_2, пренебрегая членами выше четвертой степени ω_2, будем иметь:

$$\omega_I^2\Bigg|_{\frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\ll 1}\simeq\frac{(1+k_2)\,\omega_1^2+(1+k_1)\,\omega_2^2-\sqrt{(1+k_2)^2\omega_1^4-2\,(1+k_1+k_2-k_1k_2)\,\omega_1^2\omega_2^2}}{2\,(1+k_1+k_2)}=$$

$$=\frac{(1+k_2)\,\omega_1^2+(1+k_1)\,\omega_2^2-(1+k_2)\,\omega_1^2\sqrt{1-2\,\dfrac{1+k_1+k_2-k_1k_2}{(1+k_2)^2}\cdot\dfrac{\omega_2^2}{\omega_1^2}}}{2\,(1+k_1+k_2)}\simeq$$

$$\simeq\frac{(1+k_2)\,\omega_1^2+(1+k_1)\,\omega_2^2-(1+k_2)\,\omega_1^2\left[1-\dfrac{1+k_1+k_2-k_1k_2}{(1+k_2)^2}\cdot\dfrac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\right]}{2\,(1+k_1+k_2)}=$$

$$=\frac{\omega_2^2}{1+k_2}=\frac{1}{L_2\,(C_2+C_0)},$$

т. е. при малых ω_2 низкая собственная частота колебательной системы близка к собственной частоте контура, образующегося при замыкании индуктивности L_1.

При достаточно больших $\omega_2\to\infty$ $\left(\dfrac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\gg 1\right)$ для раскрытия неопределенности освободимся от иррациональности в числителе, помножив числитель и знаменатель выражения (12. 2. 2) на величину

$$(1+k_2)\,\omega_1^2+(1+k_1)\,\omega_2^2+$$
$$+\sqrt{\left[(1+k_2)\,\omega_1^2+(1+k_1)\,\omega_2^2\right]^2-4\,(1+k_1+k_2)\,\omega_1^2\omega_2^2};$$

тогда будем иметь:

$$\omega_I^2=\frac{2\omega_1^2\omega_2^2}{(1+k_2)\,\omega_1^2+(1+k_1)\,\omega_2^2+\sqrt{\left[(1+k_2)\,\omega_1^2+(1+k_1)\,\omega_2^2\right]^2-4\,(1+k_1+k_2)\,\omega_1^2\omega_2^2}}.$$

При $\omega_2\to\infty$ можно пренебречь первым членом в знаменателе, а также членами с $\omega_1^2\omega_2^2$ и ω_1^4 под корнем; в этом случае:

$$\omega_I^2\Bigg|_{\omega_2\to\infty}=\frac{\omega_1^2}{1+k_1}=\frac{1}{L_1\,(C_1+C_0)},$$

т. е. собственная частота колебательной системы равна собственной частоте контура, получающегося при замыкании L_2 (так как при $\omega_2\to\infty$, $L_2C_2\to 0$).

Таким образом, график функции $\omega_I^2=f(\omega_2^2)$ будет иметь вид, изображенный на рис. 12. 2. 3.

Аналогично для ω_{II} будем иметь:

при $\omega_2 = 0$

$$\omega_{II}^2 = \frac{1+k_2}{1+k_1+k_2}\,\omega_1^2 = \frac{1}{L_1\left(C_1 + \dfrac{C_0C_2}{C_0+C_2}\right)}$$

и при $\omega_2 \to \infty$

$$\omega_{II}^2 \simeq \frac{1+k_1}{1+k_1+k_2}\,\omega_2^2 = \frac{1}{L_2\left(C_2 + \dfrac{C_0C_1}{C_0+C_1}\right)}.$$

Как видно из этих выражений, предельные значения для верхней частоты связи равны собственным частотам контуров, получающихся соответственно при $L_2 \to \infty$ и $\omega_{II} L_1 \to \infty$.

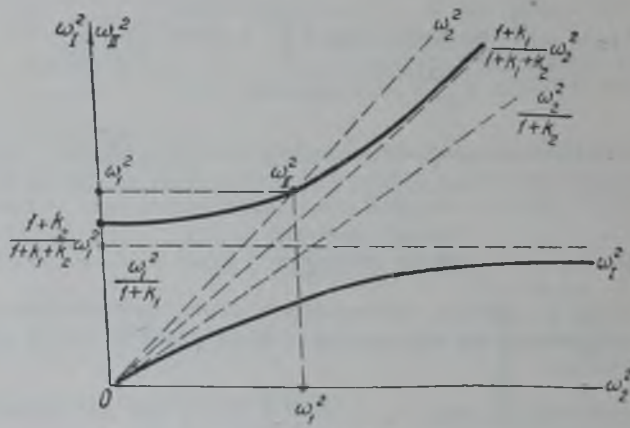


Рис. 12. 2. 3.

Поскольку:

$$1 > \frac{1+k_2}{1+k_1+k_2} > \frac{1}{1+k_1}$$

и

$$\frac{1}{1+k_2} < \frac{1+k_1}{1+k_1+k_2} < 1,$$

то график зависимости ω_{II}^2 от ω_2^2 будет иметь вид, изображенный на рис. 12. 2. 3.

Из рассмотренного следует, что на нижней частоте связи реактивные сопротивления обоих контуров имеют индуктивный характер, так как $\omega_I < \omega_1$ и $\omega_I < \omega_2$. При верхней же частоте, при $\omega_2 < \omega_1$ реактивное сопротивление первого контура имеет индуктивный характер, потому что в этой области $\omega_{II} < \omega_1$, в то время как сопротивление второго контура — емкостного характера ($\omega_{II} > \omega_2$). В области же $\omega_2 > \omega_1$ при верхней частоте сопротивление первого контура—емкостного характера, а второго—индуктивного.

После рассмотрения вопроса о собственных частотах колебательной системы перейдем к конкретному рассмотрению частных схем.

§ 12.3. Схема с общей сеткой

Схема генератора с общей сеткой изображена на рис. 12.3.1, причем сопротивления R_a и $R_к$ учитывают потери в схеме и нагрузку.

Согласно правилу фаз, для выполнения условия самовозбуждения в такой схеме катодно-сеточный контур должен иметь реактивное сопротивление емкостного характера, а анодно-сеточный — индуктивного. Исходя из сказанного выше, это может иметь место только на верхней частоте связи, причем в том случае, когда

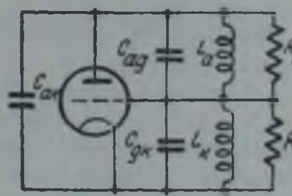


Рис. 12.3.1.

$$\omega_{gк} < \omega_{II} < \omega_{ag}, \qquad (12.3.1)$$

где

$$\omega_{gк} = \frac{1}{\sqrt{L_к C_{gк}}} \quad \text{и} \quad \omega_{ag} = \frac{1}{\sqrt{L_a C_{ag}}}.$$

Легко убедиться в том, что частота генерируемых колебаний в рассматриваемой схеме определяется, в основном, параметрами анодно-сеточного контура и мало зависит от параметров катодно-сеточного контура. Действительно, полагая катодно-сеточный контур первым, а анодно-сеточный — вторым, согласно рис. 12.2.3 и условию (12.3.1) убедимся, что возбуждение возможно только на правой ветви верхней кривой (рис. 12.2.3), где ω_{II} сильно изменяется при изменении $\omega_2 = \omega_{ag}$. Называя же анодно-сеточный контур первым, а катодно-сеточный — вторым, получим, что в осях $\omega_{II}^2 - \omega_{gк}^2$ возбуждение возможно только на левой ветви верхней кривой (рис. 12.2.3), причем при изменении ω_2 от 0 до ω_{ag} частота генерируемых колебаний меняется весьма незначительно:

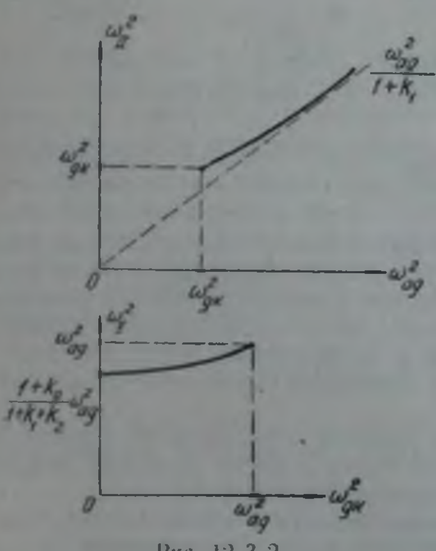


Рис. 12.3.2.

$$\omega_{мин} = \sqrt{\frac{1+k_2}{1+k_1+k_2}}\,\omega_{ag},$$

$$\omega_{макс} = \omega_{ag},$$

где:

$$k_1 = \frac{C_{aк}}{C_{ag}}; \quad k_2 = \frac{C_{aк}}{C_{ag}}.$$

Поскольку емкость $C_{aк}$ является наименьшей в лампе ($C_{aк} \ll C_{ag}$ и $C_{aк} \ll C_{gк}$), то $k_1 \ll 1$, $k_2 \ll 1$ и

$$\frac{\omega_{макс} - \omega_{мин}}{\omega_{ag}} \simeq \frac{\omega_{макс}^2 - \omega_{мин}^2}{2\omega_{ag}^2} =$$

$$= \frac{k_1}{2(1+k_1+k_2)} \cong \frac{C_{aк}}{2C_{ag}} \ll 1.$$

Зависимости частоты генерируемых колебаний от собственных частот контуров показаны на рис. 12.3.2.

Выясним теперь, какими параметрами определяется коэффициент обратной связи. Пренебрегая активными сопротивлениями в схеме, изображенной на рис. 12.3.1, можем написать:

$$k = \frac{\omega C_{aк}}{\omega C_{gк} - \frac{1}{\omega L_к}} = \frac{k_0}{1 - \frac{\omega_{gк}^2}{\omega^2}},$$

где

$$k_0=\frac{C_{a\kappa}}{C_{g\kappa}}.$$

Таким образом, коэффициент обратной связи зависит от параметров лампы $\left(k_0=\frac{C_{a\kappa}}{C_{g\kappa}}\right)$, частоты генерируемых колебаний и величины катодной индуктивности $(\omega_{g\kappa})$. Изменение коэффициента обратной связи с частотой при постоянном L_κ показано на рис. 12. 3. 3. График зависимости коэффициента обратной связи от величины катодной индуктивности представлен на рис. 12. 3. 4.

Отсюда следует, что в схеме с общей сеткой коэффициент обратной связи удобно регулировать путем изменения величины катодной индуктивности, так как при этом частота генерируемых колебаний меняется незначительно. Коэффициент обратной связи меняется в больших пределах также и при изменении анодной индуктивности, что, однако, сопровождается большим изменением частоты генерируемых колебаний.

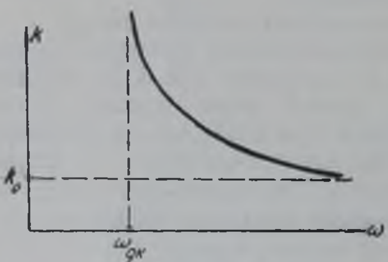


Рис. 12. 3. 3.

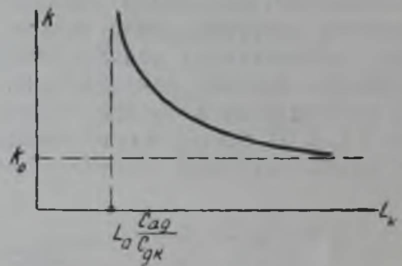


Рис. 12. 3. 4.

Эти соображения приводят к следующему порядку регулировки схемы. Прежде всего с помощью анодной индуктивности устанавливается нужная частота генерируемых колебаний, затем подбирается требуемая величина коэффициента обратной связи путем изменения катодной индуктивности, причем частота генерируемых колебаний будет меняться весьма незначительно, и наконец, если потребуется, уточняется частота генерируемых колебаний. Таким образом, в схеме с общей сеткой осуществляется почти независимая регулировка частоты и коэффициента обратной связи. Это удобство регулировки и привело к широкому использованию данной схемы в генераторах СВЧ.

В рассматриваемом случае, когда внешние реактивности являются индуктивностями, коэффициент обратной связи в схеме с общей сеткой может принимать только достаточно большие значения $k > k_0$.

Учтем теперь наличие активных сопротивлений в схеме. Сопротивление нагрузки в анодной цепи лампы $R_э$ определяется из условия:

$$\frac{1}{R_э}=\frac{k^2}{R_\kappa}+\frac{(1+k)^2}{R_a}=\frac{1}{R_a}\left[(1+k)^2+k^2\frac{R_a}{R_\kappa}\right].$$

Таким образом, условие стационарности

$$(k-D)\,SR_э=\alpha_i$$

будет иметь вид:

$$\alpha_i=\frac{k-D}{(1+k)^2+k^2\frac{R_a}{R_\kappa}}\,SR_a. \qquad (12.3.2)$$

Когда нагрузка генератора связана с анодно-сеточным контуром, то мощность, выделяемая в этом контуре, будет значительно больше мощности, выделяемой в катодно-сеточном контуре, т. е.

$$\frac{(U_m + U_{mg})^2}{2R_a} \gg \frac{U_{mg}^2}{2R_\kappa},$$

или

$$(1+k)^2 \gg k^2 \frac{R_a}{R_\kappa}.$$

Пренебрегая вторым слагаемым в знаменателе выражения (12. 3. 2), будем иметь:

$$\alpha_i = \frac{k-D}{(1+k)^2} S R_a.$$

Правая часть этого выражения обращается в нуль в двух точках: $k = D$ и $k = \infty$ и имеет максимум при

$$k_{\text{опт}} = 1 + 2D,$$

равный

$$\alpha_{i\,\text{макс}} = \frac{SR_a}{4(1+D)}.$$

График зависимости α_i от коэффициента обратной связи изображен на рис. 12. 3. 5. Самовозбуждение имеет место в области значений k, где

$$\alpha_i > 1.$$

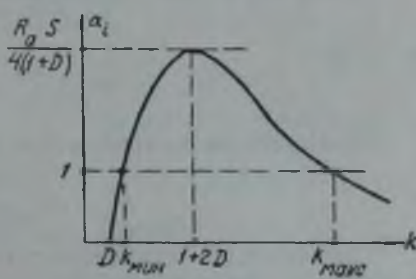


Рис. 12. 3. 5.

При изменении k в этой области амплитуда колебаний достигает наибольшего значения при максимуме α_i. Из графика видно, что самовозбуждение схемы возможно только в случае

$$\frac{SR_a}{4(1+D)} > 1,$$

т. е. только при достаточно больших сопротивлениях нагрузки в анодной цепи или (что одно и то же) при достаточно малых мощностях генерируемых колебаний. Предельное значение сопротивления нагрузки в анодной цепи равно

$$R_{a\,\text{мин}} = \frac{4(1+D)}{S} \cong \frac{4}{S};$$

при этом $k = 1 + 2D \cong 1$, и максимальная мощность, которая может быть развита генератором, составит

$$P_{\text{макс}} = \frac{(U_m + U_{mg})^2}{2R_{a\,\text{мин}}} \cong \frac{4U_m^2}{2\cdot 4} S = \frac{1}{2} S U_m^2.$$

В свою очередь, при критическом режиме $U_m \cong (0{,}8 \div 0{,}9)\, E_a$, поэтому

$$P_{\text{макс}} \cong (0{,}3 \div 0{,}4)\, S E_a^2. \qquad (12.3.3)$$

Это значение мощности достаточно велико и обычно не получается практически из-за ограниченности анодного тока лампы. Действительно, в рассматриваемом случае

$$I_{a_1} \cong \frac{U_m + U_{mg}}{R_a} \cong \frac{2\cdot 0{,}8 E_a}{4} S \cong 0{,}4 S E_a$$

и импульс анодного тока, полагая $\psi = 90^\circ$ ($\alpha_1 = 0{,}5$),

$$I_{am} \cong S E_a.$$

Следовательно, в случае включения нагрузки в анодно-сеточный контур, схема с общей сеткой никаких ограничений на мощность генератора не накладывает.

В случае же включения нагрузки в катодно-сеточный контур будем иметь:

$$(1+k)^2 \ll k^2 \frac{R_к}{R_a}$$

и

$$\alpha_i = \frac{k-D}{k^2} SR_к.$$

Максимум коэффициента приведения будет при $k = 2D$:

$$\alpha_{i\,\text{макс}} = \frac{SR_к}{4D}.$$

Самовозбуждение схемы имеет место при

$$\alpha_{i\,\text{макс}} > 1,$$

т. е. при

$$R_к \geqslant \frac{4D}{S} = 4R_i = R_{к\,\text{мин}}.$$

Максимальная мощность генератора равна

$$P_{\text{макс}} \cong \frac{k^2 U_m^2}{2R_{к\,\text{мин}}} = \frac{1}{2} DSU_m^2.$$

Сравнивая это выражение с (12. 3. 3), видим, что в случае включения нагрузки в катодно-сеточный контур схема с общей сеткой развивает значительно меньшую мощность, чем в случае включения нагрузки в анодно-сеточный контур. Поэтому в схеме с общей сеткой нагрузка всегда связывается с анодно-сеточным контуром.

§ 12. 4. Схема с общим анодом

Схема генератора СВЧ с общим анодом изображена на рис. 12. 4. 1. Согласно правилу фаз, для выполнения условия самовозбуждения анодно-сеточный контур на частоте генерируемых колебаний должен иметь реактивное сопротивление индуктивного характера, а анодно-катодный — емкостного. Это может быть выполнено только на «верхней» частоте связи, причем лишь в том случае, когда

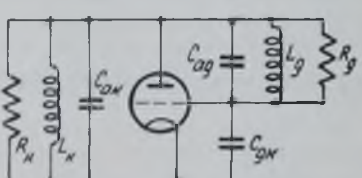


Рис. 12. 4. 1.

$$\omega_{aк} < \omega_{II} < \omega_{ag},$$

где

$$\omega_{aк} = \frac{1}{\sqrt{L_к C_{aк}}}; \quad \omega_{ag} = \frac{1}{\sqrt{L_g C_{ag}}}.$$

Как и в случае схемы с общей сеткой, частота генерируемых колебаний в схеме с общим анодом определяется анодно-сеточным контуром. Графики зависимости частоты генерируемых колебаний от собственных частот контуров представлены на рис. 12. 4. 2 и 12. 4. 3. Для случая схемы с общим анодом $C_0 = C_{gк}$, поэтому, если положить:

$$C_1 = C_{ag}, \quad L_1 = L_g \text{ и } C_2 = C_{aк}, \quad L_2 = L_к,$$

то будем иметь:

$$k_1 = \frac{C_0}{C_1} = \frac{C_{gк}}{C_{ag}}; \quad k_2 = \frac{C_{gк}}{C_{aк}} \gg 1.$$

Следует, однако, заметить, что в случае схемы с общим анодом обычно заземляется анод, поэтому емкость $C_{ак}$ в схеме будет увеличена по сравнению с емкостью анод — катод лампы за счет паразитных емкостей деталей, присоединенных к катоду (рис. 12.4.4, *а*). В схеме же с общей сеткой (в случае заземления сетки) эта емкость не возрастает за счет паразитных емкостей (рис. 12.4.4, *б*). При изменении параметров катодно-анодного контура относительное изменение частоты генерируемых колебаний составит

$$\frac{\omega_{макс} - \omega_{мин}}{\omega_{ag}} \simeq \frac{k_1}{2(1 + k_1 + k_2)} \simeq \frac{C_{ак}}{2C_{ag}}.$$

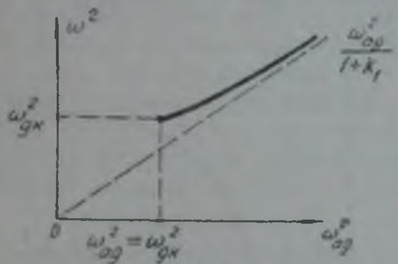


Рис. 12. 4. 2.

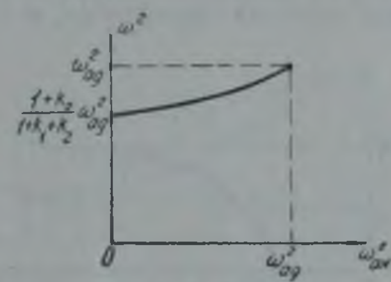


Рис. 12. 4. 3.

Коэффициент обратной связи в этой схеме равен

$$k = \frac{\omega C_{ак} - \frac{1}{\omega L_к}}{\omega C_{gк}} = \frac{C_{ак}}{C_{gк}} - \frac{1}{\omega^2 L_к C_{gк}} = k_0\left(1 - \frac{\omega^2_{ак}}{\omega^2}\right), \qquad (12.4.1)$$

где попрежнему

$$k_0 = \frac{C_{ак}}{C_{gк}}.$$

Таким образом, как и в случае схемы с общей сеткой, в схеме с общим анодом коэффициент обратной связи зависит от параметров лампы (k_0), частоты генерируемых колебаний и величины катодной индуктивности ($\omega_{ак}$). Кроме того, в этой схеме может быть осуществлена и почти независимая регулировка частоты и коэффициента обратной связи. Порядок регулировки генератора по схеме с общим анодом такой же, как и в случае схемы с общей сеткой. Эта схема тоже широко используется в генераторах СВЧ.

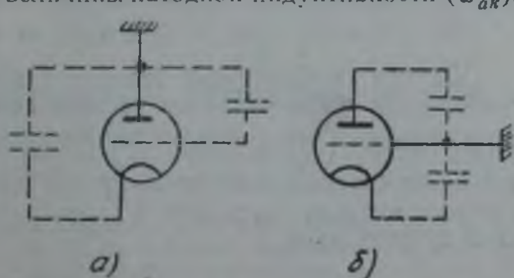


Рис. 12. 4. 4.

Пределы изменения коэффициента обратной связи при изменении параметров схемы в схеме с общим анодом иные, нежели в схеме с общей сеткой. Согласно формуле (12.4.1) следует, что коэффициент обратной связи может принимать только малые значения $k < k_0$. Графики изменения коэффициента обратной связи при изменении катодной индуктивности $L_к$ и частоты генерируемых колебаний представлены на рис. 12.4.5 и 12.4.6. Таким образом, схемы с общей сеткой и с общим анодом являются как бы дополнением одна другой. Первая схема должна применяться в том случае, когда необходимые значения коэффициента обратной связи велики, вторая — когда малы. Заметим, что это имеет место только в том случае, если в качестве внешних реактивностей используются индуктивности. Если же такого ограничения нет, то в обеих схемах могут быть получены и большие и малые значения коэффициентов обратной связи (см. ниже, § 13. 1).

Рассмотрим теперь вопрос о включении нагрузки. Для схемы с общим анодом

$$\frac{1}{R_э} = \frac{1}{R_к} + \frac{(1+k)^2}{R_g}.$$

В случае включения нагрузки в анодно-сеточный контур будем иметь точно такие же соотношения, что и в случае схемы с общей сеткой. При

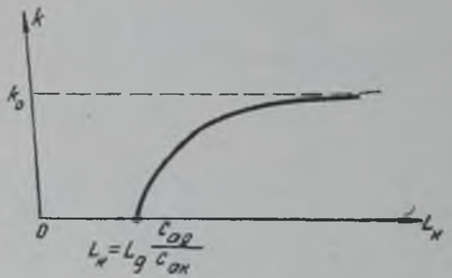


Рис. 12. 4. 5.

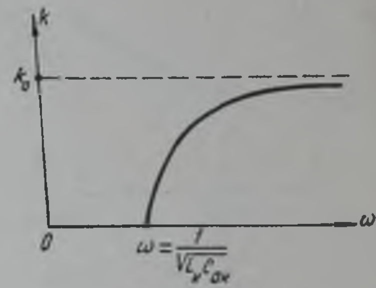


Рис. 12. 4. 6.

включении же нагрузки в катодно-анодный контур имеем (если пренебречь R_g) обычный генератор с постоянным сопротивлением нагрузки. Таким образом, в схеме с общим анодом нагрузка может быть включена в любой контур.

§ 12. 5. Схема с общим катодом

Для возбуждения схемы с общим катодом (рис. 12. 5. 1) оба контура должны обладать индуктивными сопротивлениями, поэтому возбуждение будет иметь место только на нижней частоте связи, где:

$$\omega_\mathrm{I} < \omega_{ак}; \quad \omega_\mathrm{I} < \omega_{gк}.$$

Частота генерируемых колебаний зависит от параметров обоих контуров. Если же собственные частоты контуров отличаются друг от друга очень сильно $\left(\frac{\omega_{ак}}{\omega_{gк}} \ll 1 \text{ или } \frac{\omega_{gк}}{\omega_{ак}} \ll 1\right)$, то частота генерируемых колебаний будет определяться параметрами того контура, собственная частота которого меньше. Так, при $\omega_{ак} \ll \omega_{gк}$ частота генерируемых колебаний мало зависит от $\omega_{gк}$:

$$\omega_\mathrm{I}^2 \simeq \frac{1}{L_a(C_{ак} + C_{ag})},$$

а при $\omega_{ак} \gg \omega_{gк}$ — от $\omega_{ак}$:

$$\omega_\mathrm{I}^2 \simeq \frac{1}{L_g(C_{gк} + C_{ag})}.$$

Коэффициент обратной связи в схеме с общим катодом равен

$$k = \frac{\omega C_{ак} - \frac{1}{\omega L_a}}{\omega C_{gк} - \frac{1}{\omega L_g}} = k_0 \frac{\omega_{ак}^2 - \omega^2}{\omega_{gк}^2 - \omega^2}.$$

Следовательно, коэффициент обратной связи зависит достаточно сильно от параметров обоих контуров и изменяется в пределах от 0 до ∞. Графики зависимостей k от ω_{ak} и ω_{ag} представлены на рис. 12. 5. 2.

Таким образом, в схеме с общим катодом и частота генерируемых колебаний и коэффициент обратной связи зависят от параметров обоих контуров, и независимая регулировка режима генератора практически не может быть осуществлена. Независимая регулировка частоты и коэффициента обратной связи имеет место только при большом различии собственных частот контуров, однако работать в этой области неудобно по следующим соображениям. Во-первых, поскольку частота генерируемых колебаний в данном случае будет определяться контуром с низкой собственной частотой, то второй контур должен иметь собственную частоту значительно выше генерируемой, что не всегда может быть осуществлено на практике. В схемах же с общей сеткой и общим анодом, наоборот, частота

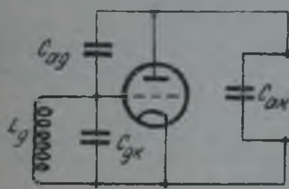


Рис. 12. 5. 1.

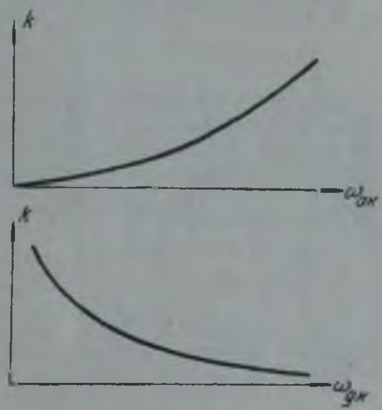


Рис. 12. 5. 2.

второго контура ниже частоты генерируемых колебаний. Во-вторых в этой области коэффициент обратной связи может принимать только или очень большие значения (при $\omega_{ak} \gg \omega_{gk}$) или очень малые (при $\omega_{ak} \ll \omega_{gk}$). Промежуточные же значения, наиболее интересные для практики, в этой области не могут быть получены.

Все приведенные соображения говорят о нецелесообразности применения схемы с общим катодом в диапазоне СВЧ (см. также стр. 281).

§ 12. 6. Влияние третьей индуктивности на работу генератора СВЧ

В предыдущем рассмотрении пренебрегалось влиянием индуктивности ввода общего электрода схемы генератора (L_g в схеме с общей сеткой и L_a в схеме с общим анодом). В настоящем параграфе исследуем работу генератора с учетом этой индуктивности по способу, предложенному С. А. Дробовым.

Как было сказано выше, общая схема генератора СВЧ с сосредоточенными параметрами имеет вид, изображенный на рис. 12. 6. 1. Звезду индуктивностей L_a, L_g, L_k можно пересчитать в треугольник, тогда схема генератора примет вид, указанный на рис. 12. 6. 1, где:

$$L_{ag} = L_a + L_g + \frac{L_a L_g}{L_k} = \frac{\sum LL}{L_k};$$

$$L_{gk} = L_g + L_k + \frac{L_g L_k}{L_a} = \frac{\sum LL}{L_a};$$

$$L_{ak} = L_a + L_k + \frac{L_a L_k}{L_g} = \frac{\sum LL}{L_g}$$

и

$$\sum LL = L_a L_g + L_g L_k + L_k L_a.$$

Собственные частоты колебательной системы определяются из условия равенства нулю суммы реактивных сопротивлений всех контуров:

$$x_{ag} + x_{gк} + x_{aк} = 0,$$

где:

$$x_{ag} = \frac{\omega L_{ag}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ag}^2}}; \quad x_{gк} = \frac{\omega L_{gк}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{gк}^2}}; \quad x_{aк} = \frac{\omega L_{aк}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{aк}^2}};$$

$$\omega_{ag}^2 = \frac{1}{L_{ag}C_{ag}}; \quad \omega_{gк}^2 = \frac{1}{L_{gк}C_{gк}}; \quad \omega_{aк}^2 = \frac{1}{L_{aк}C_{aк}}. \tag{12.6.1}$$

Зависимость рактивных сопротивлений контуров от частоты представлена на рис. 12. 6. 2; ниже, на этом же рисунке указано суммарное сопротивление всех контуров. Из приведенного графика следует, что частоты связи лежат между собственными частотами контуров:

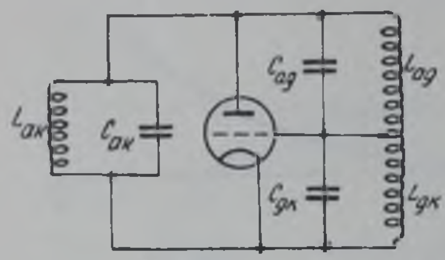


Рис. 12. 6. 1.

$$\omega_1 < \omega_{I} < \omega_2; \quad \omega_2 < \omega_{II} < \omega_3.$$

В зависимости от величин параметров схемы индексы 1, 2, 3 на этих графиках должны означать какой-либо из контуров рассматриваемой схемы: *ag*, *gк* или *aк*.

Как и в случае двух индуктивностей, рассмотрим влияние различных индуктивностей на режим генератора. Начнем с изучения влияния катодной индуктивности $L_к$.

При изменении $L_к$ будут меняться собственные частоты всех контуров, причем собственная частота анодно-сеточного контура непрерывно растет с увеличением $L_к$ (12. 6. 1) (рис. 12. 6. 3), тогда как собственные частоты катодно-сеточного и анодно-

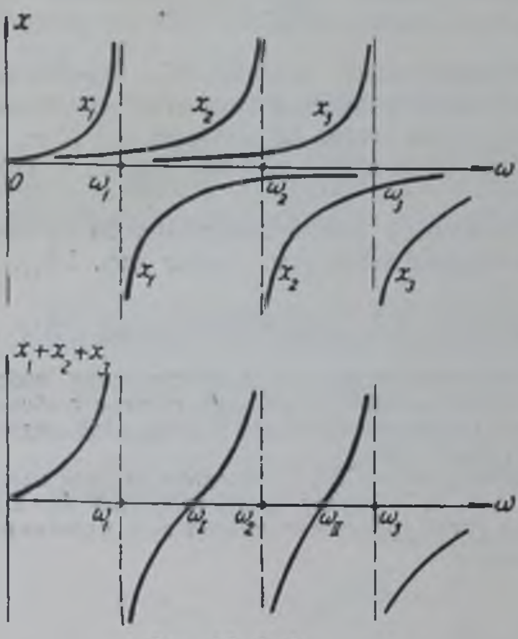


Рис. 12. 6. 2.

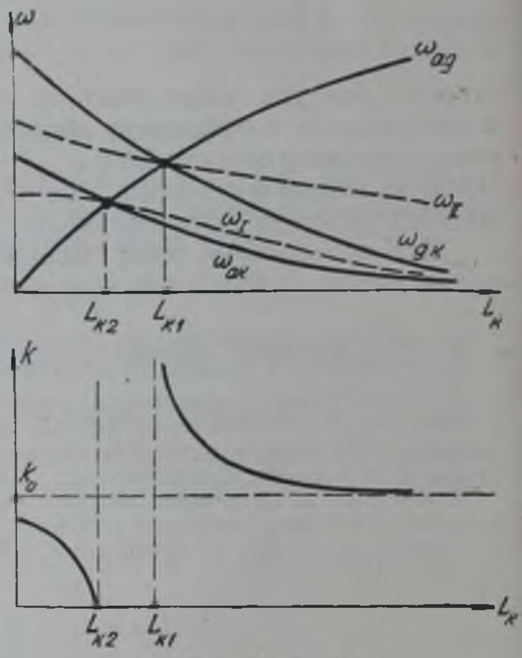


Рис. 12. 6. 3.

катодного контуров уменьшаются. Графики для $\omega_{gк}$ и $\omega_{aк}$ друг с другом не пересекаются, так как отношение этих частот от $L_к$ не зависит:

$$\frac{\omega_{gк}^2}{\omega_{aк}^2} = \frac{C_{aк}}{C_{gк}} \cdot \frac{L_a}{L_g},$$

В зависимости от величины этого отношения поведение схемы будет различным. В схеме с общей сеткой L_g достаточно мало, поэтому:

$$\frac{L_g}{L_a}\cdot\frac{C_{g\kappa}}{C_{a\kappa}}<1 \quad \text{и} \quad \omega_{a\kappa}<\omega_{g\kappa}.$$

В схеме же с общим анодом мала индуктивность L_a, поэтому:

$$\frac{L_g}{L_a}\cdot\frac{C_{g\kappa}}{C_{a\kappa}}>1 \quad \text{и} \quad \omega_{a\kappa}>\omega_{g\kappa}.$$

В первом случае графики для собственных частот и для частот связи изображены на рис. 12. 6. 3. Величины L_{κ_1} и L_{κ_2} определяются соответственно из условий $\omega_{g\kappa}=\omega_{ag}$ $\omega_{a\kappa}=\omega_{ag}$. После элементарных преобразований отсюда найдем:

$$L_{\kappa_1}=\frac{C_{ag}}{C_{g\kappa}}L_a; \quad L_{\kappa_2}=\frac{C_{ag}}{C_{a\kappa}}L_g.$$

Из условия самовозбуждения по фазе следует, что колебания частоты $\omega_{\rm I}$ могут возникнуть только при $L_\kappa<L_{\kappa_2}$, так как при этом контуры $g\kappa$ и $a\kappa$ имеют реактивные сопротивления одного знака ($x_{a\kappa}>0$ и $x_{g\kappa}>0$), колебания же частоты $\omega_{\rm II}$ — только при $L_\kappa>L_{\kappa_1}$. Эквивалентная схема при этом имеет вид схемы с емкостной обратной связью. В некоторой области

$$L_{\kappa_2}<L_\kappa<L_{\kappa_1}$$

колебания в схеме отсутствуют, причем эта область существует всегда, так как $L_{\kappa_2}<L_{\kappa_1}$.

Коэффициент обратной связи в такой схеме равен

$$k=\frac{\omega C_{a\kappa}-\dfrac{1}{\omega L_{a\kappa}}}{\omega C_{g\kappa}-\dfrac{1}{\omega L_{g\kappa}}}=k_0\frac{\omega^2-\omega_{a\kappa}^2}{\omega^2-\omega_{g\kappa}^2}. \qquad (12.6.2)$$

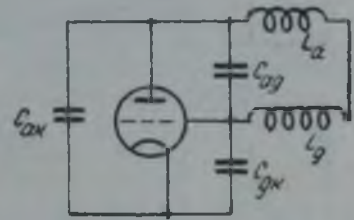


Рис. 12. 6. 4.

При $L_\kappa=0$ для нижней частоты $0<\omega_{a\kappa}^2-\omega_{\rm I}^2<\omega_{g\kappa}^2-\omega_{\rm I}^2$ и $0<k<k_0$. При $L_\kappa=L_{\kappa_2}$, $\omega_{\rm I}=\omega_{a\kappa}$, т. е $k=0$. Для верхней же частоты имеем: при $L_\kappa=L_{\kappa_1}$, $\omega_{\rm II}=\omega_{g\kappa}$ и $k=\infty$; при $L_\kappa\to\infty$, $\omega_{a\kappa}\to 0$ и $\omega_{g\kappa}\to 0$, поэтому $k\to k_0$. Следовательно, график изменения коэффициента обратной связи при изменении L_κ имеет вид, изображенный на рис. 12.6.3.

Таким образом, учет третьей индуктивности показывает, что в схеме с общей сеткой возможны колебания не только при достаточно больших L_κ, но и при достаточно малых ($L_\kappa<L_\kappa$). Однако область малых значений L_κ для практики большого интереса не представляет в силу того, что эти малые значения L_κ обычно недостижимы вследствие довольно большой индуктивности катодного ввода. Поэтому работа в данной области возможна только на сравнительно низких частотах.

В области же $L_\kappa>L_{\kappa_1}$ генератор ведет себя качественно так же, как и без учета индуктивности L_g, и в отношении коэффициента обратной связи (см. рис. 12. 6. 3) и частоты генерируемых колебаний. Изменение частоты генерируемых колебаний при изменении L_κ тоже сравнительно невелико. Действительно, при

$$L_\kappa=L_{\kappa_1}=\frac{C_{ag}}{C_{g\kappa}}L_a,$$

$$\frac{1}{\omega_{\rm II\,макс}^2}=\frac{1}{\omega_{ag}^2}=C_{ag}\left(L_a+L_g+\frac{L_aL_g}{L_{\kappa_1}}\right);$$

подставляя сюда значение L_{κ_1}, получим

$$\frac{1}{\omega_{\rm II\,макс}^2}=L_aC_{ag}+L_g(C_{ag}+C_{g\kappa}).$$

При $L_\kappa\to\infty$ схема генератора принимает вид, изображенный на рис. 12.6.4; частота генерируемых колебаний при этом равна

$$\frac{1}{\omega_{\rm II\,мин}^2}=(L_a+L_g)\left(C_{ag}+\frac{C_{a\kappa}C_{g\kappa}}{C_{a\kappa}+C_{g\kappa}}\right). \qquad (12.6.3)$$

Относительное изменение частоты при изменении $L_к$ приближенно составит

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega} \cong \frac{\dfrac{1}{\omega^2_{II\,мин}} - \dfrac{1}{\omega^2_{II\,макс}}}{\dfrac{1}{\omega^2_{II\,мин}}} = \frac{(L_a+L_g)\left(C_{ag}+\dfrac{C_{ак}C_{gк}}{C_{ак}+C_{gк}}\right) - [L_aC_{ag}+L_g(C_{ag}+C_{gк})]}{(L_a+L_g)\left(C_{ag}+\dfrac{C_{ак}C_{gк}}{C_{ак}+C_{gк}}\right)} =$$

$$= \frac{L_a}{L_a+L_g}\cdot\frac{1}{1+\dfrac{C_{ак}(C_{gк}+C_{ag})}{C_{ag}C_{gк}}}\cdot\left(1-\frac{L_g}{L_a}\frac{C_{gк}}{C_{ак}}\right)\cdot\frac{C_{ак}}{C_{ag}} < \frac{C_{ак}}{C_{ag}} \ll 1,$$

так как:

$$\frac{L_g}{L_a}\frac{C_{gк}}{C_{ак}}<1 \quad и \quad 0<1-\frac{L_g}{L_a}\frac{C_{gк}}{C_{ак}}<1.$$

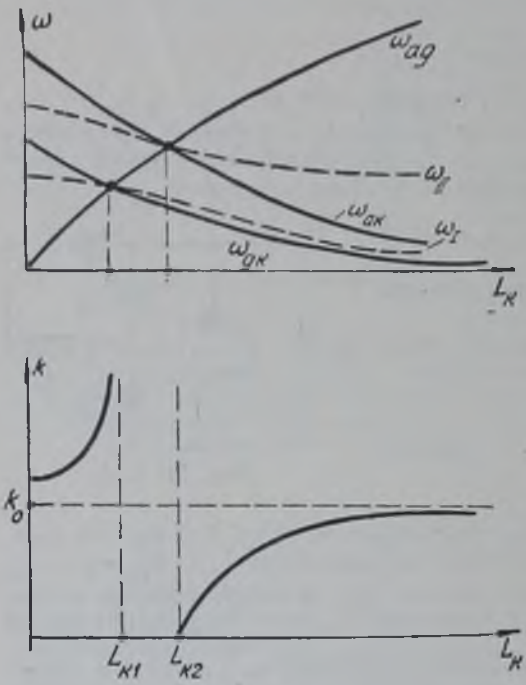


Рис. 12. 6. 5.

В случае схемы с общим анодом $\frac{L_g}{L_a}\frac{C_{gк}}{C_{ак}}>1$ и $\omega_{ак}>\omega_{gк}$, поэтому графики собственных частот и частот связи имеют вид, изображенный на рис. 12. 6. 5. Возбуждение колебаний имеет место на нижней частоте при $L_к<L_{к_1}$ и на верхней — при $L_к>L_{к_2}$ (заметим, что теперь $L_{к_2}>L_{к_1}$). Коэффициент обратной связи вычисляется по той же формуле (12. 6. 2) и меняется при изменении $L_к$ как показано на рис. 12. 6. 5. Таким образом, как и в случае схемы с общей сеткой, учет третьей индуктивности (L_a) приводит к появлению дополнительной области возбуждения, которая большого практического значения не имеет. В области $L_к>L_{к_2}$ схема ведет себя качественно так же, как и при отсутствии L_a.

Аналогично может быть рассмотрено и влияние индуктивностей L_a и L_g. Однако качественная картина при этом будет мало отличаться от случая с двумя реактивностями, почему данный вопрос из рассмотрения опускается. В количественном отношении последнее приведет к тому, что в приближенном выражении для резонансной частоты колебательной системы вместо величин L_a и L_g в схемах с общей сеткой и общим анодом соответственно будет входить сумма L_a+L_g [приближенно это следует из рис. 12. 6. 4 и формулы (12. 6. 3)].

§ 12. 7. Практические схемы генераторов метровых волн

В диапазоне метровых волн находят применение однотактные и двухтактные схемы генераторов с самовозбуждением. В ходе развития техники генерирования колебаний СВЧ было предложено огромное количество различных вариантов схем. Наиболее удобными в эксплуатации оказались схемы с индуктивностью, включенной между сеткой и анодом. Одним из вариантов такой схемы является схема, изображенная на рис. 12. 7. 1. Конденсаторы C_1 и C_2 в данной схеме имеют достаточно большие емкости, поэтому для токов высокой частоты они представляют весьма малое сопротивление.

Эквивалентная схема такого генератора с учетом междуэлектродных емкостей и паразитных параметров имеет вид, изображенный на рис. 12. 7. 2, где C_a и $C_к$ соответственно паразитные емкости анода и катода относительно корпуса. После пересчета треугольника индуктивностей L_2, $L_{бл}$, $L_{др}$ в звезду, будем иметь схему, изображенную на рис. 12. 7. 3, где:

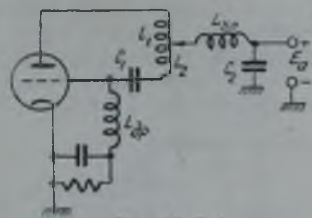


Рис. 12. 7. 1.

$$L_a'' = \frac{L_2 L_{бл}}{L_2 + L_{бл} + L_{др}} \simeq L_2 \frac{L_{бл}}{L_{бл} + L_{др}};$$

$$L_g'' = \frac{L_2 L_{др}}{L_2 + L_{бл} + L_{др}} \simeq L_2 \frac{L_{др}}{L_{бл} + L_{др}};$$

$$L_к'' = \frac{L_{др} L_{бл}}{L_2 + L_{бл} + L_{др}} \simeq \frac{L_{др} L_{бл}}{L_{бл} + L_{др}},$$

так как обычно $L_{др} \gg L_a$ и $L_{бл} \gg L_a$.

Таким образом, если не учитывать паразитных емкостей, получается обычная схема генератора СВЧ с тремя индуктивностями. Частота генерируемых колебаний в этой схеме определяется междуэлектродными емкостями и индуктивностью, включенной между сеткой и анодом, с учетом индуктивностей вводов:

$$L_э = L_a' + L_1 + L_a'' + L_g'' + L_g' \simeq L_a' + L_g' + L_1 + L_2.$$

Коэффициент обратной связи зависит от индуктивности в катоде, определяемой индуктивностями катодного и сеточного дросселей:

$$L_к \simeq L_к' + L_к'' \cong L_к' + \frac{L_{др} L_{бл}}{L_{др} + L_{бл}},$$

а также от места подключения дросселя в анодной цепи $L_{бл}$ к катушке самоиндукции между сеткой и анодом, т. е. от отношения $\frac{L_1}{L_2}$, которое

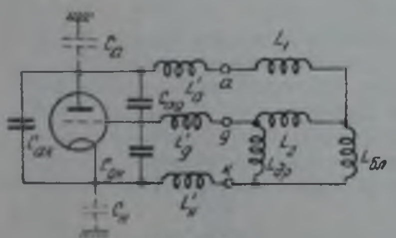


Рис. 12.7.2.

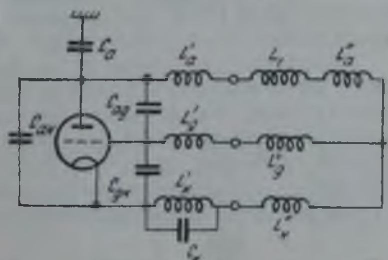


Рис. 12.7.3.

определяет собственные частоты $\omega_{ак}$ и $\omega_{gк}$, входящие в формулу для коэффициента обратной связи (12. 6. 2).

Паразитная емкость анода относительно корпуса увеличивает емкость анод — катод лампы, что ведет к увеличению реакции цепи обратной связи ($L_к$) на частоту генерируемых колебаний и к уменьшению частоты. Емкость катода относительно корпуса увеличивает несколько эффективную индуктивность катодного ввода лампы:

$$L_{кэ}' = \frac{L_к'}{1 - \omega^2 L_к' C_к}$$

и существенного влияния на работу генератора не оказывает.

Частота генерируемых колебаний в этой схеме регулируется путем изменения индуктивности, включенной между сеткой и анодом. Коэффициент обратной связи подбирается путем изменения индуктивности дросселя $L_{бл}$ и места его подключения к катушке L_1, L_2.

Для уменьшения влияния паразитной емкости анода относительно корпуса применяют схему, изображенную на рис. 12. 7. 4. Такая схема получила весьма широкое распространение. Нетрудно видеть, что она отличается от предыдущей только переносом точки заземления от катода к средней точке индуктивности, включенной между сеткой и анодом.

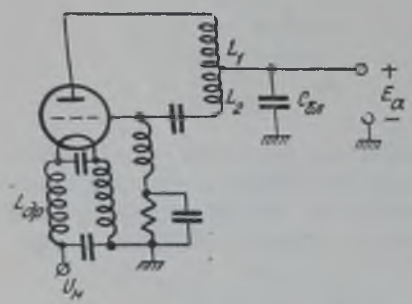


Рис. 12. 7. 4.

Поэтому эквивалентная высокочастотная схема такого генератора будет выглядеть почти так же, как и в предыдущем случае, изменятся только точки подключения паразитных емкостей. Емкость анода относительно корпуса в данной схеме подключена параллельно малой индуктивности $L'_a + L_1$, поэтому ее влияние ничтожно, особенно в том случае, когда щуп поднят вверх и $L_1 = 0$. Емкость катода по отношению к корпусу качественно действует так же, как и в предыдущем случае, т. е. увеличивает эффективную индуктивность в катоде.

Недостатком рассмотренной схемы является наличие двух высокочастотных дросселей в цепи накала, которые служат для регулировки коэффициента обратной связи. Если один из дросселей сделать значительно больше второго по индуктивности, тогда регулировка коэффициента обратной связи будет осуществляться изменением индуктивности только одного, меньшего дросселя. Однако последний способ неудобен вследствие того, что требуется дроссель большой индуктивности, поэтому чаще всего используют один дроссель специальной конструкции, показанный на рис. 12. 7. 5.

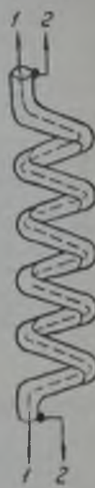


Рис. 12. 7. 5.

Дроссель выполнен в виде трубки достаточно большого диаметра, внутри которой проходит провод для подачи накала. Фактически здесь имеются два дросселя почти одинаковой индуктивности, соединенные параллельно и очень сильно связанные друг с другом индуктивно. Как известно, суммарная индуктивность двух одинаковых катушек с индуктивностью L и взаимоиндукцией между ними M равна

$$L_э = \frac{L + M}{2} = \frac{1}{2}(1 + k) L,$$

где $k = \frac{M}{L}$ — коэффициент связи, поэтому при $k \to 1$, $L_э \to L$.

Таким образом, суммарная индуктивность близка к индуктивности одного дросселя.

Наибольшее распространение в диапазоне метровых волн получили двухтактные схемы вследствие того, что они позволяют получить вдвое большую мощность и оказываются более удобными конструктивно.

Примеры схем двухтактных генераторов изображены на рис. 12, 7. 6; первая из них является схемой с общей сеткой, вторая — с общим анодом.

Анализ работы двухтактных схем лучше всего производить пользуясь следующим искусственным приемом. Если в схеме возникли противофазные колебания, то напряжения, например, на анодах ламп сдвинуты друг относительно друга на 180°. Это означает, что на индуктивности между анодами ламп найдется точка с нулевым потенциалом, например точка A на рис. 12. 7. 7,*а*. Точно так же найдутся точки нулевого потенциала и на участках между сетками (B) и между катодами (C). Поскольку все эти точки имеют одинаковый потенциал, их можно соединить накоротко по току основной частоты. В таком случае получаются две однотактные схемы рис. 12. 7. 7,*б*, работа которых была рассмотрена выше.

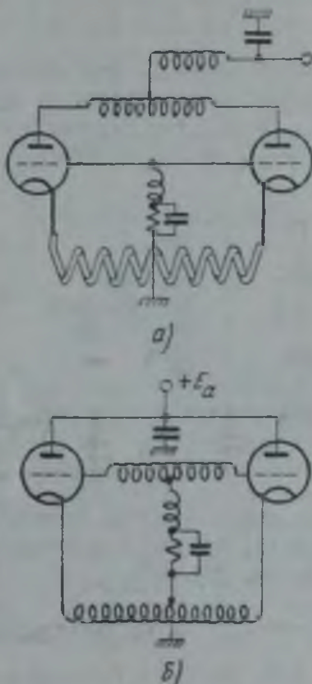


Рис. 12. 7. 6.

Подобное соединение точек A, B, C можно осуществлять только мысленно, при анализе работы схемы для его упрощения. Реальное замыкание накоротко этих точек нарушает нормальную работу генератора. Во-первых, потому, что найти истинные точки нулевого потенциала затруднительно, а при замыкании точек, не имеющих нулевого потенциала, нарушается симметрия схемы, а следовательно, и ее работа. Во-вторых, при соединении накоротко этих точек правый и левый генератор оказываются практически независимыми. Если даже они и будут работать с одинаковой частотой и амплитудой колебаний (что невозможно из-за неполной симметрии схемы), то сдвиг по фазе данных колебаний будет совершенно произвольным, но не 180°. Поэтому подключение проводов от источников питания к средним точкам катушек необходимо осуществлять через дроссели, как показано на приведенных выше схемах.

Требуемая величина индуктивностей указанных дросселей может быть найдена на основании следующих соображений. Возьмем для примера дроссель в анодной цепи схемы с общей сеткой (рис. 12. 7. 6). В этой схеме дроссель присоединен к средней точке индуктивности, включенной между анодами ламп. Такая индуктивность вместе с емкостями C_{ag_1},

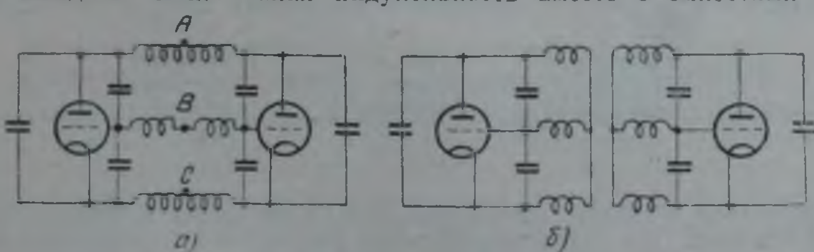


Рис. 12. 7. 7.

C_{ag_2} ламп образует колебательный контур (рис. 12. 7. 8). Дроссель подключен к средней точке индуктивности (B). Обозначим через L_1 индуктивность части катушки вверх от точки нулевого потенциала (A) и через L_2 — индуктивность части катушки вниз от точки A. Очевидно:

$$\frac{C_{ag_1}}{C_{ag_2}} = \frac{L_2}{L_1}; \quad L_1 + L_2 = L.$$

откуда:

$$L_1 = \frac{C_{ag_2}}{C_{ag_1} + C_{ag_2}} L; \quad L_2 = \frac{C_{ag_1}}{C_{ag_1} + C_{ag_2}} L.$$

Дроссель подключен параллельно индуктивности между точками A и B:

$$L_{AB} = \left| \frac{L_1 - L_2}{2} \right| = \frac{1}{2} \cdot \frac{|C_{ag_1} - C_{ag_2}|}{C_{ag_1} + C_{ag_2}} L.$$

Если принять, что междуэлектродные емкости имеют разброс $\pm\Delta C_{ag}$, то наибольшая величина индуктивности L_{AB} будет тогда, когда $C_{ag_1} = C_{ag} + \Delta C_{ag}$ и $C_{ag_2} = C_{ag} - \Delta C_{ag}$ (или, наоборот, $C_{ag_1} = C_{ag} - \Delta C_{ag}$ и $C_{ag_2} = C_{ag} + \Delta C_{ag}$), где C_{ag} — среднее значение емкости:

$$L_{AB\,\text{макс}} \cong \frac{\Delta C_{ag}}{2C_{ag}} L.$$

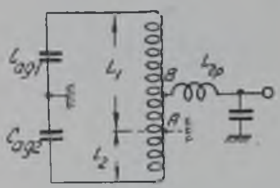


Рис. 12. 7. 8.

Индуктивность дросселя должна быть выбрана из условия $L_{\partial p} \gg L_{AB\,\text{макс}}$, например

$$L_{\partial p} = (10 \div 20)\, L_{AB\,\text{макс}} = (5 \div 10) \frac{\Delta C}{C} L,$$

и так как

$$\frac{\Delta C}{C} \cong 20\%,$$

то

$$L_{\partial p} = (1 \div 2)\, L,$$

т. е. индуктивность дросселя в двухтактной схеме требуется значительно меньшая, нежели в однотактной схеме при параллельном питании анодной цепи (см. стр. 60).

§ 12. 8. Нагрузка лампового генератора СВЧ

Как правило, генераторы СВЧ связываются с антенной через согласованный фидер. В однотактных генераторах чаще применяется коаксиальный фидер, в то время как в двухтактных — симметричный двухпроводный, потому что при этом отпадает надобность в согласующем устройстве несимметричного выхода генератора с симметричным фидером или наоборот.

Антенное устройство передатчика очень часто делается подвижным (вращающимся и передвигающимся в различных направлениях), тогда

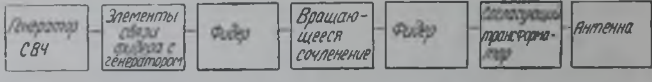


Рис. 12. 8. 1.

как остальные элементы передатчика при перемещении антенны остаются неподвижными. Для удовлетворительной работы передатчика связь между подвижными и неподвижными частями должна быть осуществлена таким образом, чтобы она весьма незначительно менялась при перемещении.

Скелетная схема выходного устройства передатчика изображена на рис. 12. 8. 1, причем вращающееся сочленение может стоять и в другом месте, например между фидером и элементами связи фидера с высокочастотным генератором или же между фидером и согласующим трансформатором. В настоящей книге будут рассмотрены только элементы связи фидера с генератором.

Связь фидера с колебательной системой генератора может быть осуществлена различными способами. Элементы системы связи генератора с нагрузкой должны допускать удобную регулировку для подбора наилучшего режима генератора и обеспечивать нормальную нагрузку ламп генератора при любых входных сопротивлениях фидера, получающихся при работе. Величина входного сопротивления фидера может меняться как по диапазону (в случае диапазонного передатчика), так и в процессе работы на основной частоте в результате неточного согласования неподвижной и подвижной частей антенно-фидерного устройства.

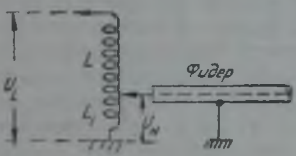


Рис. 12. 8. 2.

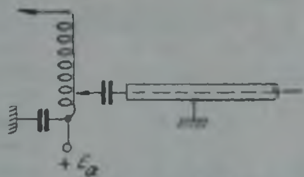


Рис. 12. 8. 3.

Простейшим и наиболее часто встречающимся видом связи высокочастотного генератора с фидером является автотрансформаторная связь, называемая также непосредственной или кондуктивной, когда фидер непосредственно подключается к части контура высокочастотного генератора. На рис. 12. 8. 2—12. 8. 5 показаны примеры такой связи в различных случаях. Варианты, изображенные на рис. 12. 8. 2 и 12. 8. 4, применимы тогда, когда на соответствующем элементе колебательной системы генератора нет высокого постоянного напряжения. При наличии же последнего, между фидером и высокочастотным генератором должны стоять разделительные конденсаторы (рис. 12. 8. 3 и 12. 8. 5). Рис. 12. 8.2 и 12. 8. 3 соот-

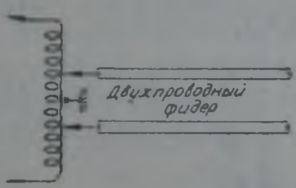


Рис. 12. 8. 4.

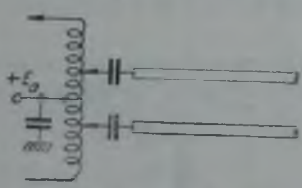


Рис. 12. 8. 5.

ветствуют однотактному генератору, тогда как рис. 12. 8. 4 и 12. 8. 5 — двухтактному. Регулировка связи осуществляется путем изменения места подключения фидера к контуру высокочастотного генератора.

Находит применение также и индуктивная связь (рис. 12. 8. 6), регулировка которой осуществляется либо путем вращения витка связи, либо путем изменения его расстояния от катушки колебательного контура.

Емкостная связь (рис. 12. 8. 7) в мощных передатчиках применяется редко вследствие того, что регулируемый конденсатор связи должен выдерживать весьма высокое напряжение и поэтому оказывается громоздким.

При осуществлении связи нагрузки с колебательной системой высокочастотного генератора имеет место воздействие нагрузки на режим генератора. С одной стороны, поскольку нагрузка имеет активное сопротивление, она уменьшает эквивалентное сопротивление колебательной системы, являющееся нагрузочным сопротивлением лампы. Подбором связи с фидером устанавливается критическое эквивалентное сопротивление колебательной системы, при котором генератор отдает максимум мощности. С другой стороны, поскольку входное сопротивление антенно-фидерного устройства имеет реактивную составляющую сопротивления, изменяющуюся в процессе работы, при подключении нагрузки изменяется частота генерируемых колебаний вследствие затягивания. Это изменение частоты при подключении нагрузки является нежелательным.

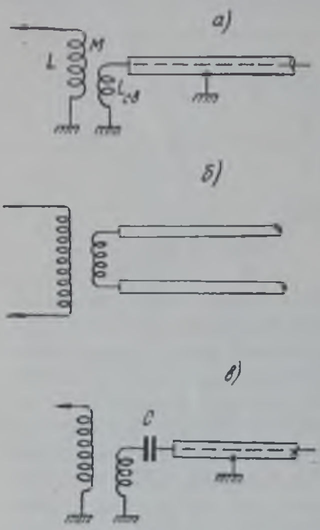


Рис. 12. 8. 6.

Для оценки возможных изменений частоты за счет реакции нагрузки определим ее входное сопротивление. Как уже упоминалось выше, нагрузкой генератора является согласованный фидер. Входное сопротивление согласованного фидера постоянно и равно его волновому сопротивлению. Однако, вследствие неточного согласования, всегда имеющего место, входное сопротивление фидера будет отличаться от его волнового сопротивления. Несогласованность фидера может быть охарактеризована коэффициентом отражения $\bar{p} = p \cdot e^{j\varphi}$, где p — модуль коэффициента отражения и φ — его фаза. Входное сопротивление фидера при неполном согласовании равно

$$\bar{z}_{вх} = r_{вх} + jx_{вх} = \rho_ф \frac{1 + pe^{j\varphi}}{1 - pe^{j\varphi}} =$$

$$= \rho_ф \frac{1 - p^2}{1 - 2p\cos\varphi + p^2} +$$

$$+ j\rho_ф \frac{2p\sin\varphi}{1 - 2p\cos\varphi + p^2}. \qquad (12.8.1)$$

Зависимость активной и реактивной составляющих входного сопротивления от фазы коэффициента отражения изображена на рис. 12. 8. 8.

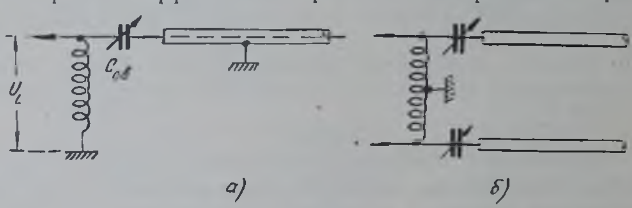


Рис. 12. 8. 7.

Максимальное значение реактивного сопротивления имеет место при

$$\cos\varphi = \frac{2p}{1 + p^2}$$

и составляет

$$x_{макс} = \rho_ф \cdot \frac{2p}{1 - p^2}.$$

Несогласованность фидера с нагрузкой обычно характеризуется модулем коэффициента отражения. Допустимыми значениями коэффициента отражения считаются $p = 0{,}1 \div 0{,}2$. Из (12. 8. 1) вытекает, что при малых коэффициентах отражения $x_{вх} < r_{вх}$, следовательно, нагрузочный контур будет апериодическим. Связь нагрузки с контуром высокочастотного генератора выбирается из условия получения критического сопротивления нагрузки генератора:

$$R_{\text{экр}} = \frac{\rho_к^2}{r + \Delta r} = \rho_к Q_н ,$$

где: $\rho_к$ — характеристическое сопротивление контура высокочастотного генератора;

r — его активное сопротивление;

Δr — сопротивление, вносимое в контур нагрузкой;

$Q_н$ — качество нагруженного контура.

Вносимое сопротивление при настроенной нагрузке определяется реактивностью связи и ее активным сопротивлением:

$$\Delta r = \frac{x_{св}^2}{r_{вх}} \simeq \frac{x_{св}^2}{\rho_ф} ,$$

Если ввести к. п. д. контура

$$\eta_к = \frac{\Delta r}{r + \Delta r} ,$$

то

$$\Delta r = \frac{\eta_к}{1 - \eta_к} r =$$

$$= \frac{\eta_к}{1 - \eta_к} \cdot \frac{\rho_к}{Q_0} = \frac{\eta_к \rho_к}{Q_н} . \qquad (12.8.2)$$

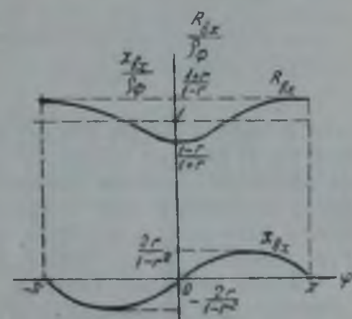


Рис. 12. 8. 8.

Максимальное возможное изменение частоты за счет реакции нагрузки может быть оценено следующим образом. Наибольшее изменение реактивного сопротивления составляет

$$x_{вх.\,макс} \simeq 2p\rho_ф .$$

Вносимое в колебательный контур реактивное сопротивление не будет превышать величины

$$\Delta x_{макс} = \frac{x_{св}^2}{z_{вх}^2} x_{вх.\,макс} \cong 2p \frac{x_{св}^2}{\rho_ф} \cong 2p\Delta r = 2p \frac{\eta_к \rho_к}{Q_н} ,$$

так как

$$z_{вх}^2 = r_{вх}^2 + x_{вх}^2 \cong \rho_ф^2 .$$

Поэтому максимальное изменение частоты будет меньше величины

$$\frac{\Delta\omega_{макс}}{\omega} < \frac{\Delta x_{макс}}{2\rho_к} = p \cdot \frac{\eta_к}{Q_н} \sim 10^{-8} .$$

Если учесть еще, что при работе генератора изменение фазы коэффициента отражения будет значительно меньше $\frac{\pi}{2}$, то наблюдаемые изменения частоты будут значительно меньше $\Delta\omega_{макс}$ (рис. 12. 8. 9). Следует заметить также, что эти изменения частоты при работе передатчика вызваны перемещением антенны относительно высокочастотного генератора главным образом за счет изменения коэффициента отражения во вращающемся сочленении при вращении антенны, т. е. частота изменяется весьма медленно, что допускает возможность использования автоподстройки в приемнике.

Рассмотрим теперь вопрос о том, с какой частью колебательной системы высокочастотного генератора лучше всего связывать нагрузку с точки зрения обеспечения большей стабильности частоты при изменении нагрузки. Ранее было отмечено, что для обеспечения достаточно большой мощности в нагрузке, последняя должна связываться с анодно-сеточным контуром в схеме с общей сеткой и с анодно-сеточным или анодно-катод-

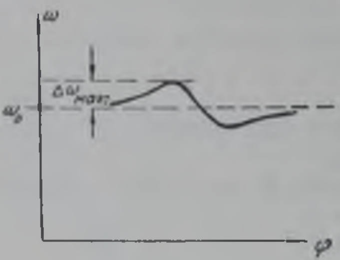


Рис. 12. 8. 9.

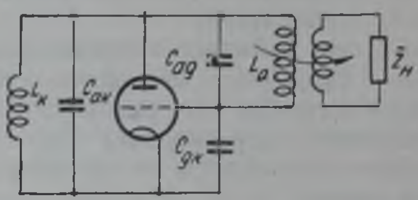


Рис. 12. 8. 10.

ным в схеме с общим анодом. При этом естественно возникает следующий вопрос. В схеме с общим анодом частота генерируемых колебаний определяется в основном параметрами анодно-сеточного контура, поэтому более целесообразным с точки зрения стабильности частоты кажется включение нагрузки в катодно-анодный контур, который мало влияет на частоту.

Если нагрузка связана с анодно-сеточным контуром (рис. 12. 8. 10), то максимальное изменение частоты будет равно

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \leqslant p\,\frac{\eta_к}{Q_н},$$

где величины $Q_н$ и $\eta_к$ относятся к контуру между сеткой и анодом.

В случае связи с катодным контуром (рис. 12. 8. 11,*а*) эквивалентный колебательный контур имеет вид, изображенный на рис. 12. 8. 11,*б*, где

$$C'_{ак} = C_{ак} - \frac{1}{\omega^2 L'_к}.$$

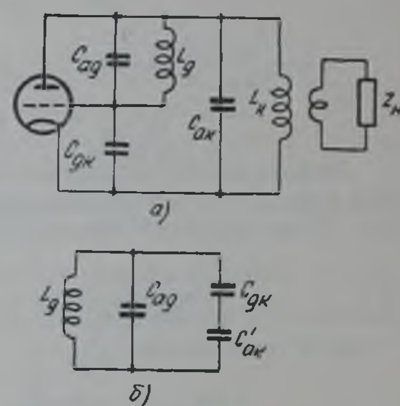


Рис. 12. 8. 11.

Изменение частоты за счет нагрузки происходит за счет изменения индуктивности $L'_к$ из-за вносимого сопротивления; при этом изменяется эквивалентная емкость контура:

$$C_к = C_{ag} + \frac{C_{gк}\cdot C_{ак}}{C_{gк} + C'_{ак}};$$

$$\Delta C_к = \left(\frac{C_{gк}}{C_{gк} + C'_{ак}}\right)^2 \Delta C'_{ак} = \frac{1}{\left(1 + \frac{C'_{ак}}{C_{gк}}\right)^2}\,\frac{\Delta L_к}{\omega^2 L_к^2}.$$

Но $\frac{C'_{ак}}{C_{gк}} = k$ — коэффициент обратной связи и

$$\Delta\omega L_к \cong \frac{x_{св}^2}{\rho_ф}\,2p,$$

поэтому

$$\Delta\omega C_{\kappa} \cong \frac{2p x_{\text{св}}^2}{\rho_{\text{ф}}(1+k)^2\omega^2 L_{\kappa}^2}. \qquad (12.8.3)$$

С другой стороны, нагрузка вносит в цепь индуктивности L_{κ} активное сопротивление

$$\Delta r' \cong \frac{x_{\text{св}}^2}{\rho_{\text{ф}}}.$$

Пересчитав его в сопротивление $R_{\text{э}}'$, параллельное L_{κ}, получим

$$R_{\text{э}}' \cong \frac{(\omega L_{\kappa})^2}{\Delta r'} \cong \frac{(\omega L_{\kappa})^2}{x_{\text{св}}^2}\rho_{\text{ф}}.$$

На данном сопротивлении действует напряжение U_m, тогда как на контуре сетка — анод $U_m + U_{mg} = (1+k)\,U_m$, почему после пересчета этого сопротивления параллельно контуру сетка — анод будем иметь сопротивление

$$R_{\text{э}}'' = (1+k)^2 R_{\text{э}}' \cong \frac{(1+k)^2(\omega L_{\kappa})^2}{x_{\text{св}}^2}\rho_{\text{ф}}.$$

Сопротивление, вносимое в этот контур нагрузкой, следовательно, оказывается равным

$$\Delta r = \frac{\rho_{\text{к}}^2}{R_{\text{э}}''} \cong \frac{\rho_{\text{к}}^2 x_{\text{св}}^2}{(1+k)^2(\omega L_{\kappa})^2\rho_{\text{ф}}},$$

и для обеспечения необходимого режима сопротивление связи должно удовлетворять условию (12.8.2), т. е.

$$\frac{x_{\text{св}}^2}{(1+k)^2(\omega L_{\kappa})^2\rho_{\text{ф}}} \cong \frac{\eta_{\text{к}}\rho_{\text{к}}}{Q_{\text{н}}}.$$

Подставляя это выражение в формулу для $\Delta\omega C_{\kappa}$ (12.8.3), получим

$$\Delta\omega C_{\kappa} \cong 2p\frac{\eta_{\text{к}}}{Q_{\text{н}}\rho_{\text{к}}};$$

но

$$\rho_{\text{к}} = \frac{1}{\omega C_{\kappa}}$$

и

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \cong \frac{1}{2}\frac{\Delta C_{\kappa}}{C_{\kappa}},$$

поэтому

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \cong p\frac{\eta_{\text{к}}}{Q_{\text{н}}},$$

т. е. то же самое, что и в случае связи с анодно-сеточным контуром. Следовательно, с точки зрения стабильности частоты несущественно, с какой цепью связывать нагрузку. Влияние нагрузки на частоту определяется энергетическими соотношениями: чем больше к. п. д. контура и чем меньше его качество $Q_0 = \frac{Q_{\text{н}}}{1-\eta_{\text{к}}}$, тем больше реакция нагрузки на частоту

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = p\frac{\eta_{\text{к}}}{Q_{\text{н}}} = p\frac{\eta_{\text{к}}}{1-\eta_{\text{к}}}\cdot\frac{1}{Q_0},$$

где Q_0 — качество ненагруженного контура генератора.

В случае осуществления связи генератора с нагрузкой через фидер для представления нагрузочных характеристик генератора, т. е. зависимостей мощности и частоты генерируемых колебаний от нагрузки, удобно пользоваться круговыми диаграммами, по типу диаграмм, предложенных советским ученым А. Р. Вольпертом.

Изменение нагрузки генератора при постоянной связи обусловлено изменением модуля и фазы коэффициента отражения в фидере. Сопротивление, вносимое в контур генератора со стороны нагрузки, согласно (12. 8. 1), можно записать в виде

$$\Delta \bar{z} = \Delta r + j\Delta x = \frac{x_{\text{св}}^2}{\bar{z}_{\text{вх}}} = \frac{x_{\text{св}}^2}{\rho_{\text{ф}}} \frac{1 - pe^{j\varphi}}{1 + pe^{j\varphi}},$$

откуда:

$$\Delta r = \frac{1 - p^2}{1 + 2p\cos\varphi + p^2} \cdot \frac{x_{\text{св}}^2}{\rho_{\text{ф}}}; \qquad (12.8.4)$$

$$\Delta x = -\frac{2p\sin\varphi}{1 + 2p\cos\varphi + p^2} \cdot \frac{x_{\text{св}}^2}{\rho_{\text{ф}}}. \qquad (12.8.5)$$

Зависимости вносимых сопротивлений Δr и Δx можно представить на плоскости комплексного коэффициента отражения в виде кривых $\Delta r = \text{const}$ и $\Delta x = \text{const}$.

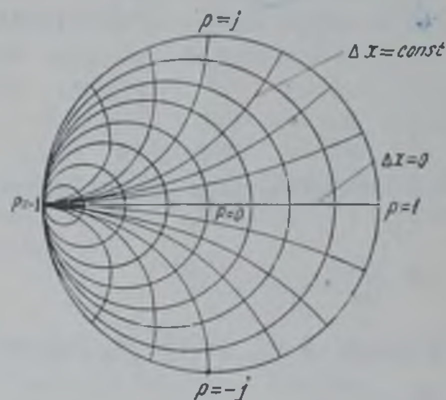


Рис. 12. 8. 12.

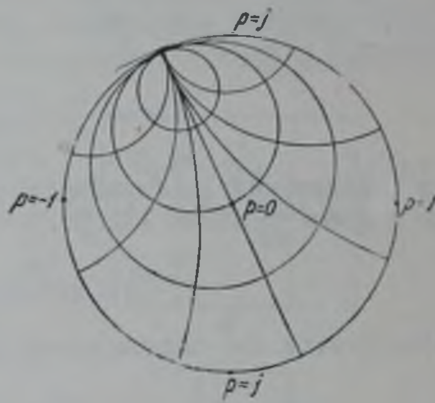


Рис. 12. 8. 13.

Согласно (12. 8. 4), кривые $\Delta r = \text{const}$ будут окружностями, проходящими через точку $p = -1$, с центром на оси абсцисс и радиусом $\dfrac{x_{\text{св}}^2}{x_{\text{св}}^2 + \rho_{\text{ф}}\Delta r}$ (рис. 12. 8. 12). Согласно (12. 8. 5), кривые $\Delta x = \text{const}$ будут также окружностями, проходящими через ту же точку $p = -1$ ортогонально к окружностям $\Delta r = \text{const}$. Радиус этих окружностей равен $\dfrac{x_{\text{св}}^2}{\rho_{\text{ф}}\Delta x}$ (рис. 12. 8. 12):

Поскольку вносимое активное сопротивление определяет сопротивление нагрузки ламп генератора, т. е. мощность генератора, а вносимое реактивное сопротивление — частоту генерируемых колебаний, то кривые $\Delta r = \text{const}$ являются кривыми постоянной мощности, а кривые $\Delta x = \text{const}$ — кривыми постоянной частоты генерируемых колебаний. Обычно фаза коэффициента отражения определяется с точностью до постоянного слагаемого, поэтому экспериментально снимаемые кривые оказываются повернутыми вокруг начала координат на некоторый угол (рис. 12. 8. 13).

Если оптимальная связь фидера с колебательной системой подобрана при согласованном фидере, то окружность $\Delta r = \text{const}$, проходящая через начало координат, соответствует максимальной мощности. Окружности меньших радиусов соответствуют большему вносимому сопротивлению, т. е. недонапряженному режиму, тогда как окружности бóльших радиусов — перенапряженному режиму.

При изменении фазы коэффициента отражения точка, характеризующая режим генератора, будет перемещаться по окружности с центром в начале координат и радиусом, равным модулю коэффициента отражения. Из диаграмм видно, что при этом частота генерируемых колебаний будет изменяться согласно кривой, изображенной на рис. 12. 8. 9. Наибольшее отклонение частоты будет тем меньше, чем меньше коэффициент отражения.

§ 12. 9. Технический расчет генератора метровых волн

Исходными данными для расчета являются мощность в нагрузке $P_н$, под которой будем понимать мощность, передаваемую в антенный фидер, частота генерируемых колебаний f и тип нагрузки.

Расчет генератора состоит в выборе ламп, схемы колебательной системы и способа осуществления связи с нагрузкой, а также расчете режима ламп, элементов колебательной системы и связи с нагрузкой.

Для выбора лампы высокочастотного генератора необходимо знать рабочую частоту f, колебательную мощность P и мощность рассеяния на аноде P_a.

Колебательная мощность, которую должна обеспечить лампа, больше заданной мощности в нагрузке за счет потерь в колебательной системе и в цепи управляющей сетки. Потери в колебательной системе могут быть оценены через к. п. д. контура $\eta_к$, который практически имеет значения:

$$\eta_к = 0{,}85 \div 0{,}95.$$

Потери в цепи сетки P_g обычно составляют $5 \div 15\%$ от всей колебательной мощности, генерируемой лампой. Полная колебательная мощность, которую должна обеспечить лампа передатчика, равна

$$P = \frac{P_н}{\eta_к} + P_g;$$

мощность, рассеиваемая на аноде лампы за счет анодного тока, равна

$$P_a = \frac{1-\eta}{\eta} P,$$

где $\eta = 0{,}5 \div 0{,}7$ — к. п. д. генератора на анодной цепи.

По величинам P, P_a и f выбирается лампа (или несколько ламп) и величина анодного напряжения E_a, после чего производится обычный расчет режима лампы, задаваясь углом отсечки $\psi = 70 \div 90°$. В результате этого расчета определяются величины напряжения смещения E_g, напряжения возбуждения U_{mg}, переменного напряжения на аноде U_m, постоянной составляющей анодного тока I_a, мощность рассеяния на аноде P_a, сопротивления в цепи автоматического смещения (R_g или $R_к$) и т. д.

Затем выбирается схема генератора, причем следует учитывать, что схема с общей сеткой применяется при

$$k = \frac{U_{mg}}{U_m} > \frac{C_{ак}}{C_{gк}},$$

а схема с общим анодом при

$$k < \frac{C_{ак}}{C_{gк}},$$

если для регулировки обратной связи применяется дроссель.

Мощные двухтактные генераторы обычно строятся по схеме с общим анодом, так как в схеме с общей сеткой между анодами действует высокое переменное напряжение $2(U_m + U_{mg}) \cong 2E_a$. Если при этом окажется, что для выбранных ламп $k > \frac{C_{ак}}{C_{gк}}$, то надлежит увеличить емкость между анодом и катодом для изменения знака неравенства.

После выбора схемы производится ее электрический расчет, т. е. определение индуктивностей L_g или L_a (в зависимости от вида схемы) и $L_к$.

Для схемы с общей сеткой (рис. 12. 3. 1) из условия резонанса, пренебрегая индуктивностью сеточного вывода L_g, имеем

$$\frac{1}{\omega L_a} = \omega\left[C_{аg} + \frac{C_{ак}C'_{gк}}{C_{ак} + C'_{gк}}\right],$$

где

$$C'_{g\kappa} = C_{g\kappa} - \frac{1}{\omega^2 L_\kappa}$$

эквивалентная емкость участка сетка—катод с учетом катодной индуктивности.

С другой стороны,

$$k = \frac{C_{a\kappa}}{C'_{g\kappa}},$$

поэтому

$$L_a = \frac{1}{\omega^2\left(C_{ag} + \dfrac{C_{a\kappa}}{1+k}\right)}$$

и

$$L_\kappa = \frac{1}{\omega^2\left(C_{g\kappa} - \dfrac{C_{a\kappa}}{k}\right)}.$$

Если же необходимо учитывать индуктивность L_g, то можно получить следующие соотношения:

$$L_a \cong \frac{1 - \omega^2 L_g\left(C_{ag} + \dfrac{k}{1+k} C_{g\kappa}\right)}{\omega^2\left(C_{ag} + \dfrac{C_{a\kappa}}{1+k}\right)}$$

и

$$L_\kappa = \frac{1}{\omega^2\left(C_{g\kappa} - \dfrac{C_{a\kappa}}{k}\right)} \cdot \frac{L_a - \dfrac{L_g}{k}}{L_a + L_g} - \frac{L_a L_g}{L_a + L_g}. \qquad (12.9.1)$$

Для схемы с общим анодом аналогично имеем:

$$L_g = \frac{1}{\omega^2\left(C_{ag} + \dfrac{k}{1+k} C_{g\kappa}\right)};$$

$$L_\kappa = \frac{1}{\omega^2 (C_{a\kappa} - kC_{g\kappa})},$$

или, при $L_a \neq 0$,

$$L_g \cong \frac{1 - \omega^2 L_a\left(C_{ag} + \dfrac{C_{a\kappa}}{1+k}\right)}{\omega^2\left(C_{ag} + \dfrac{k}{1+k} C_{g\kappa}\right)},$$

и L_κ вычисляется по формуле (12. 9. 1).

После нахождения L_a или L_g и L_κ выбирается конструкция индуктивностей и рассчитываются их размеры.

Расчет потерь в контуре можно произвести следующим образом.

К треугольнику сопротивлений $\bar{z}_\kappa$, $\bar{z}_a$, $\bar{z}_g$ (рис. 12. 9. 1) приложены напряжения: $\bar{U}_m$ — между точками a и κ и $\bar{U}_{mg}$ — между точками κ и g. Для токов, протекающих через эти сопротивления, имеем следующие уравнения:

$$\bar{I}_a - \bar{I}_g - \bar{I}_\kappa = 0;$$

$$\bar{z}_g \bar{I}_g - \bar{z}_\kappa \bar{I}_\kappa = \bar{U}_{mg};$$

$$\bar{z}_a \bar{I}_a + \bar{z}_\kappa \bar{I}_\kappa = \bar{U}_m,$$

откуда

$$\bar{I}_a = \frac{\bar{z}_g + (1+\bar{k})\,\bar{z}_\kappa}{\bar{z}_g \bar{z}_\kappa + \bar{z}_\kappa \bar{z}_a + \bar{z}_a \bar{z}_g}\,\bar{U}_m;$$

$$\bar{I}_g = \frac{\bar{k}\bar{z}_a + (1+\bar{k})\bar{z}_к}{\bar{z}_g\bar{z}_к + \bar{z}_к\bar{z}_a + \bar{z}_a\bar{z}_g}\bar{U}_m,$$

$$\bar{I}_к = \frac{\bar{z}_g - \bar{k}\bar{z}_a}{\bar{z}_g\bar{z}_к + \bar{z}_к\bar{z}_a + \bar{z}_a\bar{z}_g}\bar{U}_m.$$

Поскольку потери невелики, то при определении токов можно считать сопротивления чисто реактивными, т. е. по абсолютной величине токи равны:

$$I_a = \frac{1 + k + \frac{x_g}{x_к}}{x_a + x_g + \frac{x_a x_g}{x_к}}U_m;$$

$$I_g = \frac{1 + k + k\frac{x_a}{x_к}}{x_a + x_g + \frac{x_a x_g}{x_к}}U_m;$$

$$I_к = \frac{\left|\frac{x_g}{x_к} - k\frac{x_a}{x_к}\right|}{x_a + x_g + \frac{x_a x_g}{x_к}}U_m.$$

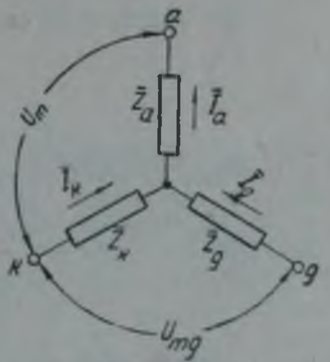


Рис. 12. 9. 1.

Мощность потерь в контуре (при постоянном Q для всех реактивностей) равна

$$P_к = \frac{1}{2Q}\left(I_a^2 x_a + I_g^2 x_g + I_к^2 x_к\right),$$

или

$$P_к = \frac{(1+k)^2 U_m^2}{2Q(x_a + x_g)} \times$$

$$\times \frac{1 + \frac{x_g^2 + k^2 x_a^2}{(1+k)^2 x_к (x_a + x_g)} + 2\frac{1 + k + k^2}{(1+k)^2}\cdot\frac{x_a x_g}{x_к(x_a + x_g)} + \frac{x_g + k x_a}{(1+k)^2 (x_a + x_g)}\cdot\frac{x_a x_g}{k^2}}{\left[1 + \frac{x_a x_g}{x_к(x_a + x_g)}\right]^2}.$$

Величины k^2, $\frac{x_a x_g}{x_к(x_a + x_g)}$ и $\frac{x_a x_g}{x_к^2}$, как правило, малы, потому что в схеме с общей сеткой $\frac{x_g}{x_к} \ll 1$, а в схеме с общим анодом $\frac{x_a}{x_к} \ll 1$. Поэтому

$$P_к \cong \frac{(U_m + U_{mg})^2}{2Q(x_a + x_g)}\left[1 + \frac{x_g^2}{(1+k)^2 (x_g + x_a) x_к}\right].$$

В схеме с общей сеткой x_g мало и вторым членом в квадратных скобках можно пренебречь, т. е.

$$P_к \cong \frac{(U_m + U_{mg})^2}{2Q(x_a + x_g)}.$$

Для схемы с общим анодом $x_a \ll x_g$ и

$$P_к \cong \frac{(U_m + U_{mg})^2}{2Q(x_a + x_g)}\left[1 + \frac{x_g}{(1+k)^2 x_к}\right].$$

Расчет связи производится на основании известного сопротивления нагрузки, равного приблизительно волновому сопротивлению антенного фидера $\rho_ф$, и мощности в нагрузке:

$$P_н = P - P_к - P_g,$$

где P_g — потери в цепи сетки.

При непосредственной связи с нагрузкой (рис. 12. 8. 2) место подключения находится из условия, чтобы напряжение на нагрузке было равно

$$U_н = \sqrt{2P_н \rho_ф},$$

т. е.

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{U_н}{U_L},$$

где $U_н$ — напряжение на той индуктивности, с которой осуществляется связь с нагрузкой.

При индуктивной связи (рис. 12. 8. 6, *а*)

$$U_н = \frac{\rho_ф}{\sqrt{\rho_ф^2 + \omega^2 L_{св}^2}} \cdot \frac{M}{L} \cdot U_L. \qquad (12.9.2)$$

где $L_{св}$ — индуктивность катушки связи. В первом приближении полагается $\omega L_{св} = 0$, тогда из (12. 9. 2) находится M, после чего определяются размеры катушки связи и оценивается величина $\omega L_{св}$. Если окажется, что сопротивление катушки связи $\omega L_{св}$ велико, то его можно компенсировать, включив последовательно в контур связи конденсатор (рис. 12. 8. 6, *в*) емкостью

$$C = \frac{1}{\omega^2 L_{св}},$$

или увеличить взаимоиндукцию M, например путем сближения катушек $L_{св}$ и L.

При емкостной связи (рис. 12. 8. 7, *а*)

$$U_н = \frac{U_L}{\sqrt{1 + \frac{1}{\rho_ф^2 \omega^2 C_{св}^2}}},$$

откуда

$$C_{св} = \frac{1}{\omega \rho_ф \sqrt{\left(\frac{U_L}{U_н}\right)^2 - 1}}.$$

При емкостной связи следует учитывать, что емкость связи входит в емкость контура, поэтому индуктивность контура, с которым осуществляется емкостная связь, соответственно должна быть взята меньшей.

Глава 13

ТРИОДНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ СВЧ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ СИСТЕМАМИ

При получении колебаний дециметрового диапазона волн в генераторах с самовозбуждением, как и в генераторах с внешним возбуждением, используются колебательные системы в виде систем с распределенными параметрами. Это обусловлено целым рядом преимуществ распределенных колебательных систем перед сосредоточенными, которые были рассмотрены в § 5.3.

Точно так же, как и в случае генераторов с сосредоточенными параметрами, в генераторах с распределенными параметрами наиболее часто применяются схема с общей сеткой и схема с общим анодом. В отличие от генераторов с сосредоточенными параметрами, в генераторах с распределенными параметрами для создания колебательной системы к лампе подключаются не катушки самоиндукции, а различного рода распределенные системы. Наибольшее распространение получили распределенные системы в виде отрезков длинных линий, замкнутых с одного конца накоротко по высокой частоте. В однотактных генераторах на маячковых и металлокерамических лампах используются отрезки коаксиальных линий, в двухтактных — симметричные двухпроводные. В отличие от сосредоточенных индуктивностей входное сопротивление линий может носить как индуктивный характер, так и емкостный. Поэтому в общей схеме генератора СВЧ (рис. 12.1.5) внешние реактивности x_a, x_g и x_κ, в которых уже учтены индуктивности вводов ламп, могут быть как положительными, так и отрицательными. В силу этого в генераторах с распределенными параметрами зависимости коэффициента обратной связи и частоты генерируемых колебаний от внешних реактивностей будут несколько иными.

Рассмотрим сначала вопрос о коэффициенте обратной связи.

§ 13.1. Коэффициент обратной связи

Как и в случае генератора с сосредоточенной колебательной системой, найдем зависимость коэффициента обратной связи от катодной реактивности. Для этого в схеме, изображенной на рис. 12.1.5, пересчитаем звезду реактивностей x_a, x_g, x_κ в треугольник x'_{ag}, $x'_{a\kappa}$, $x'_{g\kappa}$ (рис. 13.1.1):

$$x'_{ag} = x_a + x_g + \frac{x_a \cdot x_g}{x_\kappa}; \quad x'_{a\kappa} = x_a + x_\kappa + \frac{x_a \cdot x_\kappa}{x_g};$$

$$x'_{g\kappa} = x_g + x_\kappa + \frac{x_g \cdot x_\kappa}{x_a}. \qquad (13.1.1)$$

Согласно рис. 13.1.1, коэффициент обратной связи равен

$$k = \frac{\dfrac{1}{x_{a\kappa}} + \dfrac{1}{x'_{a\kappa}}}{\dfrac{1}{x_{g\kappa}} + \dfrac{1}{x'_{g\kappa}}},$$

где

$$x_{ag} = -\frac{1}{\omega C_{ag}}; \quad x_{a\kappa} = -\frac{1}{\omega C_{a\kappa}}; \quad x_{g\kappa} = -\frac{1}{\omega C_{g\kappa}}.$$

После подстановки в это выражение величин x'_{ag}, $x'_{a\kappa}$ и $x'_{g\kappa}$ из (13.1.1) и несложных преобразований найдем:

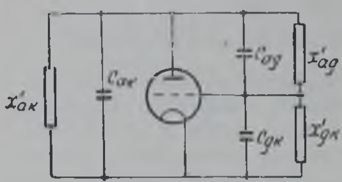


Рис. 13. 1. 1.

$$k = k_0 \frac{1 + \dfrac{x_a + x_{a\kappa}}{x_a + x_g} \cdot \dfrac{x_g}{x_\kappa}}{1 + \dfrac{x_g + x_{g\kappa}}{x_a + x_g} \cdot \dfrac{x_a}{x_\kappa}} = k_0 \frac{1 - \dfrac{A}{x_\kappa}}{1 - \dfrac{B}{x_\kappa}},$$

где:

$$k_0 = \frac{x_{g\kappa}}{x_{a\kappa}} = \frac{C_{a\kappa}}{C_{g\kappa}}; \quad A = -\frac{x_g (x_a + x_{a\kappa})}{x_a + x_g};$$

$$B = -\frac{x_a (x_g + x_{g\kappa})}{x_a + x_g}.$$

Зависимость коэффициента обратной связи от величины катодной реактивности x_κ представлена на рис. 13.1.2 для случая $A > B$ и на рис. 13. 1. 3 для случая $A < B$. Первый случай имеет место при

$$\frac{x_g}{x_a} > \frac{x_{g\kappa}}{x_{a\kappa}} = k_0,$$

второй, когда

$$\frac{x_g}{x_a} < k_0,$$

поскольку всегда $x_g > 0$, $x_a > 0$, $x_{g\kappa} < 0$ и $x_{a\kappa} < 0$.

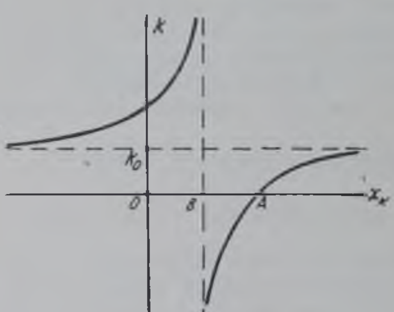


Рис. 13. 1. 2.

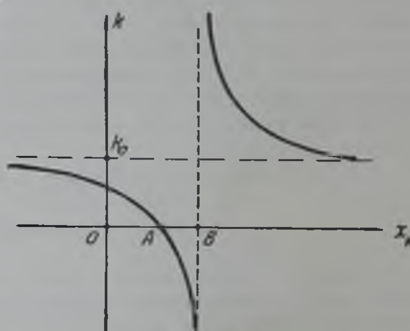


Рис. 13. 1. 3.

Очевидно, первый случай соответствует схеме с общим анодом, когда сопротивление $x_a = \omega L_a$ образует малая индуктивность анодного ввода, а x_g — внешняя реактивность; второй — схеме с общей сеткой, когда $x_g = \omega L_g$, где L_g — индуктивность сеточного ввода, а x_a — внешняя реактивность.

Как уже упоминалось выше, внешние реактивные сопротивления образуются с помощью отрезков длинных линий, замкнутых с одного конца накоротко. Входное сопротивление такого отрезка, если пренебречь потерями, равно

$$x = \rho \operatorname{tg} ml,$$

где ρ — волновое сопротивление линии, определяемое формой линии и соотношением ее поперечных размеров;

l — длина линии;

$m = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновой коэффициент.

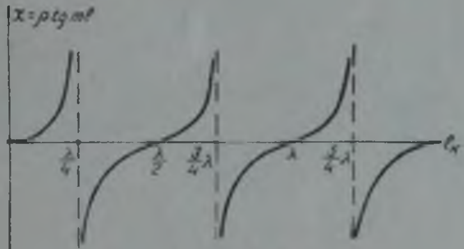


Рис. 13. 1. 4.

Наиболее удобно менять входное сопротивление линии, изменяя ее длину. Зависимость реактивного сопротивления короткозамкнутой линии без потерь от длины линии изображена на рис. 13. 1. 4.

Зависимость же коэффициента обратной связи от длины катодной линии для схем с общим анодом и общей сеткой будет выглядеть, соответ-

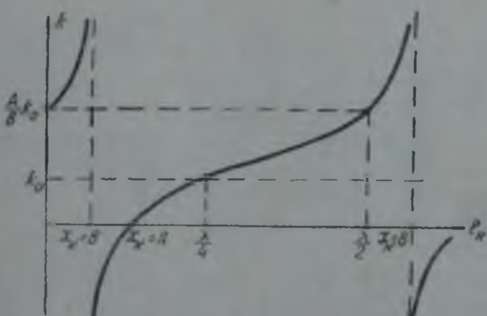


Рис. 13. 1. 5.

ственно, как показано на рис. 13. 1. 5 и 13. 1. 6. Таким образом, и в схеме с общим анодом и в схеме с общей сеткой в случае регулировки коэффициента обратной связи с помощью длинной линии могут быть получены любые значения коэффициента обратной связи. Ограничения, имевшие место в случае регулировки с помощью индуктивности (стр. 257), отпадают. Разница между схемами состоит лишь в том, что в схеме с общим анодом коэффициент обратной связи растет с увеличением длины катодной линии, тогда как в схеме с общей сеткой уменьшается.

Во всех предыдущих рассуждениях предполагалось, что активными сопротивлениями можно пренебречь по сравнению с реактивными. Однако последнее не всегда возможно, поэтому в следующем параграфе рассмотрим влияние наличия активных сопротивлений на режим генератора СВЧ с самовозбуждением.

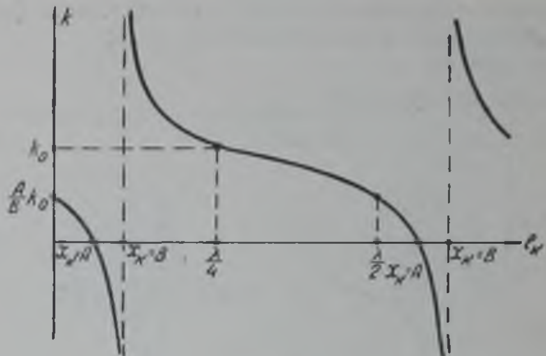


Рис. 13. 1. 6.

§ 13. 2. Влияние фазы коэффициента обратной связи на режим генератора СВЧ

Вследствие наличия активных сопротивлений в элементах колебательной системы (главным образом, сопротивления нагрузки), фаза коэффициента обратной связи всегда отлична от нуля. Если представить схему генератора в виде, изображенном на рис. 13. 2. 1, где сопротивления:

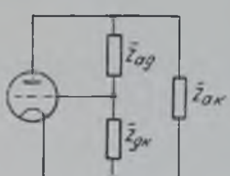


Рис. 13. 2. 1.

$$\bar{z}_{ag} = r_{ag} + jx_{ag},$$

$$\bar{z}_{a\kappa} = r_{a\kappa} + jx_{a\kappa} \quad \text{и} \quad \bar{z}_{g\kappa} = r_{g\kappa} + jx_{a\kappa}$$

учитывают как внешние сопротивления, так и индуктивности вводов и междуэлектродные емкости (а сопротивление $\bar{z}_{g\kappa}$ также и потери в сеточной цепи), то коэффициент обратной связи можно записать следующим образом:

$$\bar{k} = -\frac{\bar{z}_{g\kappa}}{\bar{z}_{ag} + \bar{z}_{g\kappa}}.$$

Подставляя в эту формулу значение сопротивлений и освобождаясь от мнимости в знаменателе, после несложных преобразований получим

$$\bar{k} = -\frac{x_{g\kappa}}{x_{ag} + x_{g\kappa}} \cdot \frac{\left(1 + \frac{r_{g\kappa}}{x_{g\kappa}} \cdot \frac{r_{g\kappa} + r_{ag}}{x_{g\kappa} + x_{ag}}\right) + j\,\frac{x_{g\kappa} r_{ag} - x_{ag} r_{g\kappa}}{x_{g\kappa}(x_{g\kappa} + x_{ag})}}{1 + \left(\frac{r_{g\kappa} + r_{ag}}{x_{g\kappa} + x_{ag}}\right)^2}.$$

Сопротивления $x_{g\kappa}$ и $x_{ag} + x_{g\kappa}$ в самовозбуждающемся генераторе всегда разных знаков (см. стр. 195), поэтому

$$-\frac{x_{g\kappa}}{x_{ag} + x_{g\kappa}} > 0.$$

Следовательно, фаза коэффициента обратной связи равна

$$\varphi_k = \operatorname{arc\,tg} \frac{\dfrac{x_{g\kappa} r_{ag} - x_{ag} r_{g\kappa}}{x_{g\kappa}(x_{g\kappa} + x_{ag})}}{1 + \dfrac{r_{g\kappa}}{x_{g\kappa}} \cdot \dfrac{r_{g\kappa} + r_{ag}}{x_{g\kappa} + x_{ag}}} \simeq \operatorname{arc\,tg} \frac{x_{g\kappa} r_{ag} - x_{ag} r_{g\kappa}}{x_{g\kappa}(x_{g\kappa} + x_{ag})},$$

так как

$$\frac{r_{g\kappa}}{x_{g\kappa}} \cdot \frac{r_{g\kappa} + r_{ag}}{x_{g\kappa} + x_{ag}} \ll 1,$$

и при изменении параметров схемы может меняться в пределах

$$-\frac{\pi}{2} \leqslant \varphi_k \leqslant \frac{\pi}{2}.$$

Знак φ_k соответствует знаку выражения $r_{g\kappa} x_{ag} - r_{ag} x_{g\kappa}$, так как $x_{g\kappa}(x_{g\kappa} + x_{ag}) < 0$. Сопротивления $x_{g\kappa}$ и x_{ag} всегда разных знаков, поэтому $r_{g\kappa} x_{ag} - r_{ag} x_{g\kappa} > 0$, когда $x_{g\kappa} < 0$, $x_{ag} > 0$ и $r_{g\kappa} x_{ag} - r_{ag} x_{g\kappa} < 0$, когда $x_{g\kappa} > 0$. Следовательно, в схемах с общей сеткой и с общим анодом

$$\varphi_k > 0,$$

так как в них $x_{g\kappa} < 0$ и $x_{ag} > 0$, в схеме же с общим катодом

$$\varphi_k < 0.$$

Согласно правилу фаз самовозбуждающегося генератора

$$\varphi_{k'} + \varphi_S + \varphi_z = 0,$$

где φ_S — фаза средней крутизны;

φ_z — фаза сопротивления нагрузки.

Для работы с высоким к. п. д. желательно нагрузку генератора иметь настроенной, т. е. $\varphi_z = 0$, поэтому необходимо, чтобы

$$\varphi_{k'} \simeq -\varphi_S.$$

В случае работы генератора на достаточно высоких частотах вследствие влияния инерции электронов $\varphi_S < 0$, поэтому для получения высокого к. п. д. в генераторе СВЧ желательно иметь $\varphi_k > 0$, т. е. применять схему с общей сеткой или с общим анодом. Использование же схемы с общим катодом в диапазоне СВЧ по этим соображениям нецелесообразно.

Рассмотрим теперь поведение генератора СВЧ при изменении коэффициента обратной связи с учетом активных сопротивлений, имеющихся в схеме. Для того чтобы не усложнять выкладки, пренебрежем реакцией анода, т. е. будем полагать проницаемость лампы равной нулю ($D = 0$). Это пренебрежение совершенно не влияет на качественную картину процесса и весьма незначительно изменяет количественный результат.

Условие стационарности при таком предположении можно записать в виде

$$\bar{k}\,\bar{z}_э \cdot \bar{S}_{ср} = 1, \tag{13.2.1}$$

или, выражая коэффициент обратной связи и сопротивление нагрузки в анодной цепи через сопротивления согласно схеме, изображенной на рис. 13.2.1:

$$\bar{k} = -\frac{\bar{z}_{g\kappa}}{\bar{z}_{g\kappa} + \bar{z}_{ag}}; \tag{13.2.2}$$

$$\bar{z}_э = \frac{\bar{z}_{a\kappa}(\bar{z}_{g\kappa} + \bar{z}_{ag})}{\bar{z}_{a\kappa} + \bar{z}_{g\kappa} + \bar{z}_{ag}}, \tag{13.2.3}$$

будем иметь

$$\bar{z}_{gk} \cdot \bar{z}_{ak} \cdot S_{\text{ср}} + \bar{z}_{ak} + \bar{z}_{gk} + \bar{z}_{ag} = 0. \tag{13.2.4}$$

Вначале рассмотрим случай, когда инерция электронов сказывается незначительно и можно считать среднюю крутизну вещественной.

В схеме с общей сеткой сопротивление $\bar{z}_{ak}$ есть сопротивление емкости C_{ak}, поэтому можно считать, что активная составляющая в этом сопротивлении отсутствует:

$$\bar{z}_{ak} = \frac{1}{j\omega C_{ak}} = \frac{1}{jb_2},$$

причем $b_2 = \omega C_{ak} > 0$.

Сопротивление $\bar{z}_{ag}$ содержит как реактивную составляющую, так и довольно значительную активную, потому что в нем заключено сопротивление нагрузки. Обозначим

$$\bar{z}_{ag} = \frac{1}{g - jb},$$

где $g > 0$ и $b > 0$ — активная и реактивная проводимости. Активная же составляющая сопротивления $\bar{z}_{gk}$ обусловлена потерями в линии и сеточными токами. Пренебрегая этими потерями, можно положить

$$\bar{z}_{gk} = \frac{1}{jb_1},$$

где $b_1 > 0$.

Заметим, что в схеме с общей сеткой, как правило, сопротивление $\bar{z}_{ak}$ является нерегулируемым и часто довольно большим, так как емкость C_{ak} достаточно мала, если не принято никаких мер для ее увеличения. Сопротивления же $\bar{z}_{ag}$ и $\bar{z}_{gk}$ являются регулируемыми. Поэтому при рассмотрении схемы с общей сеткой необходимо обратить внимание на те требования, которые будут предъявляться генератором к сопротивлению $\bar{z}_{ak}$.

Поделим уравнение (13. 2. 4) на $\bar{z}_{gk} \cdot \bar{z}_{ag} \cdot \bar{z}_{ak}$ и подставим в него значение сопротивлений; тогда после разделения вещественной и мнимой частей будем иметь следующие два уравнения:

$$\left.\begin{aligned} b(b_1 + b_2) &= b_1 b_2 - g S_{\text{ср}}; \\ b S_{\text{ср}} &= g(b_1 + b_2). \end{aligned}\right\} \tag{13.2.5}$$

Исключая отсюда b, получим

$$S_{\text{ср}}^2 - \frac{b_1 b_2}{g} S_{\text{ср}} + (b_1 + b_2)^2 = 0. \tag{13.2.6}$$

Это уравнение позволяет определить $S_{\text{ср}}$ (т. е. амплитуду колебаний) по известным сопротивлению нагрузки (g), емкости анод — катод (b_2) и катодно-сеточной реактивности (b_1). Зная $S_{\text{ср}}$, из (13. 2. 5) нетрудно найти необходимую для получения заданной частоты реактивную проводимость участка сетка — анод:

$$b = \frac{b_1 b_2}{b_1 + b_2} - \frac{g S_{\text{ср}}}{b_1 + b_2} \cong \frac{b_1 b_2}{b_1 + b_2}.$$

Уравнение (13. 2. 6) имеет решение только в случае

$$\left(\frac{b_1 b_2}{g}\right)^2 - 4(b_1 + b_2)^2 > 0.$$

т. е. при условии

$$\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2} < \frac{1}{2g}.$$

Отсюда следует, что колебания в схеме возможны только тогда, когда:

$$b_1 \geqslant 2g;$$

$$b_2 \geqslant 2g.$$

Первое из этих условий всегда можно выполнить, подбирая соответствующую длину катодной линии, так как

$$b_1 = \omega C_{g\kappa} - \frac{1}{\rho_\kappa \operatorname{tg} ml_\kappa}.$$

Второе же условие налагает следующее требование на емкость анод — катод: колебания в схеме возможны только при достаточно большой емкости

$$\omega C_{a\kappa} \geqslant 2g. \qquad (13.2.7)$$

Смысл этого требования можно уяснить из векторной диаграммы (рис. 13. 2. 2). Отложим вверх по вертикали вектор напряжения на аноде $\overline{U}_{ma}$; тогда вектор напряжения на сетке будет расположен в четвертом квадранте, составляя угол $\varphi_\kappa > 0$ с вектором $-U_{ma}$. Вектор первой гармоники анодного тока $\overline{I}_{a_1}$ будет совпадать по направлению с вектором $\overline{U}_{mg}$ (так как пренебрегаем реакцией анода и инерцией электронов), а ток в ветви сетка — анод отставать от напряжения U_{ma} на угол $0 < \varphi_{ag} < 90°$, потому что

$$\overline{I}_{ag} = \frac{U_{ma}}{\overline{z}_{ag} + \overline{z}_{g\kappa}},$$

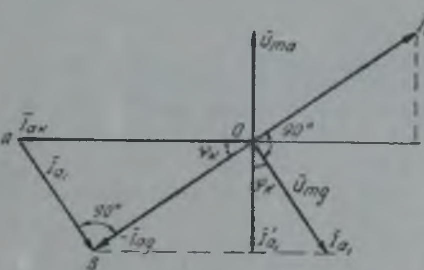


Рис. 13. 2. 2.

а сопротивление $\overline{z}_{ag} + \overline{z}_{g\kappa}$ имеет реактивную составляющую индуктивного характера. Угол между векторами $\overline{I}_{ag}$ и $\overline{U}_{mg}$ составит 90°, так как

$$\overline{I}_{ag} = jb_1 \overline{U}_{mg}.$$

Вектор тока через емкость $C_{a\kappa}$ будет опережать напряжение $\overline{U}_{ma}$ на 90°:

$$\overline{I}_{a\kappa} = j\omega C_{a\kappa} \cdot \overline{U}_{ma}.$$

Сумма всех трех токов должна равняться нулю:

$$\overline{I}_{a_1} + \overline{I}_{ag} + \overline{I}_{a\kappa} = 0.$$

В частности, должна равняться нулю сумма активных составляющих этих токов. Но из векторной диаграммы следует, что активная составляющая первой гармоники анодного тока I'_{a_1} всегда меньше половины тока через емкость $C_{a\kappa}$. Действительно, векторы $\overline{I}_{a\kappa}$, $\overline{I}_{a_1}$ и $-\overline{I}_{ag}$ образуют прямоугольный треугольник OAB с прямым углом B. Из этого треугольника следует, что перпендикуляр из точки B на вектор $I_{a\kappa}$, равный по величине I'_{a_1}, всегда не больше половины гипотенузы, т. е.

$$I'_{a_1} \leqslant \frac{1}{2} I_{a\kappa} = \frac{1}{2} \omega C_{a\kappa} U_m$$

Кроме того, I'_{a_1} должно равняться по абсолютной величине активной составляющей тока I_{ag}:

$$I'_{ag} = \mathrm{Re}\,\frac{U_m}{z_{ag}+z_{gк}} = \mathrm{Re}\,\frac{U_m}{\frac{1}{jb_1}+\frac{1}{g-jb}} = U_m\cdot\frac{b_1^2}{(b_1-b)^2+g^2}\,g \simeq gU_m,$$

так как

$$(b_1-b)^2 \gg g \quad \text{и} \quad b_1 \gg b.$$

Поэтому колебания возможны только в случае

$$I'_{a_1} = I'_{ag} \cong gU_m \leqslant \frac{1}{2}\,\omega C_{aк} U_m,$$

т. е. $\omega C_{aк} \gtrless 2g$.

Как видно из векторной диаграммы (рис. 13. 2. 3), при неизменном I_{a_1} с уменьшением $C_{aк}$ растет фаза коэффициента обратной связи, а следовательно, и фаза сопротивления нагрузки в анодной цепи, так как $\varphi_S=0$ и

$$\varphi_k = -\varphi_z,$$

в результате генерируемая лампой мощность падает:

$$P = \frac{1}{2}\,I_{a_1}\cdot U_m\cdot\cos\varphi_z.$$

При достаточно малой проводимости $\omega C_{aк}$ фаза коэффициента обратной связи будет достаточно велика, и мощность, развиваемая лампой, будет недостаточна для поддержания необходимой амплитуды напряжения на нагрузке, вследствие чего колебания срываются.

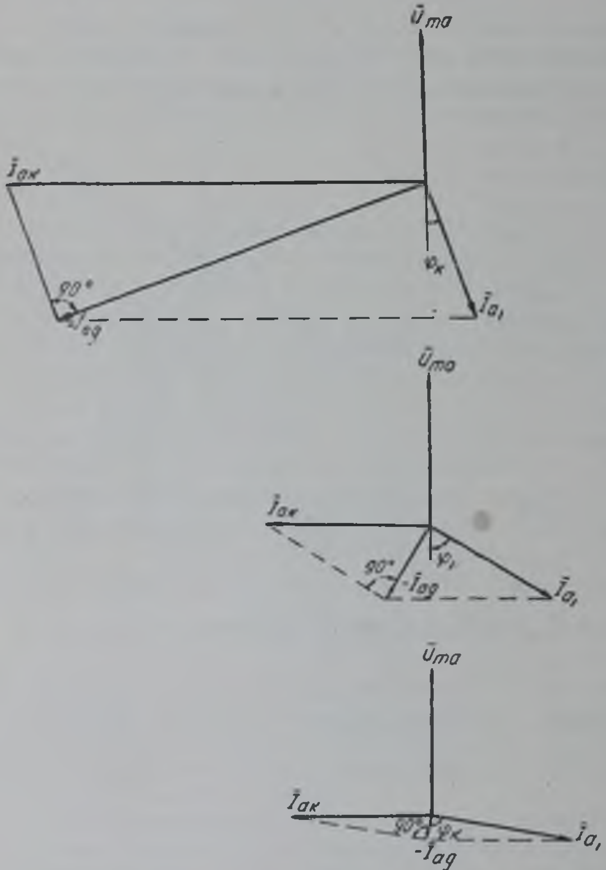


Рис. 13. 2. 3.

В некоторых металлокерамических лампах, предназначенных для работы в генераторах с самовозбуждением, емкость анод — катод специально увеличена по сравнению с той же емкостью у аналогичной лампы, предназначаемой для использования в качестве усилителя с общей сеткой. Так, например, лампы ЛД-12 и ЛД-11 совершенно идентичны по всем параметрам, за исключением емкости $C_{aк}$. В первой лампе, предназначенной для усиления, $C_{aк} \cong \cong 0{,}03$ *пф*, тогда как во второй $C_{aк} \cong 0{,}12$ *пф*, ввиду того что она используется в генераторах с самовозбуждением.

Полученные в результате предыдущего рассмотрения ограничения на величину проводимости $\omega C_{ак}$ были основаны на предположении, что активная проводимость в анодно-сеточной цепи, т. е. нагрузка генератора, поддерживается постоянной. Расчет же генератора, как правило, проводится иначе, а именно, начиная расчет, задаются либо мощностью генератора, либо импульсом анодного тока, а затем уже в результате расчета находят необходимую величину сопротивления нагрузки. Поэтому желательно связать предельное значение проводимости $\omega C_{ак}$ не с нагрузкой генератора, а с его мощностью или импульсом анодного тока, чтобы, не производя всего расчета, знать величину проводимости $\omega C_{ак}$.

Необходимые расчетные соотношения проще всего получить из той же векторной диаграммы (рис. 13.2.2).

Из треугольника OAB имеем следующее соотношение:

$$I_{a_1} = I_{ак} \cdot \sin \varphi_k = \omega C_{ак} U_m \cdot \sin \varphi_k, \tag{13.2.8}$$

где φ_k — фаза коэффициента обратной связи.

Мощность генерируемых колебаний равна

$$P = \frac{1}{2} I_{a_1} \cdot U_m \cdot \cos \varphi_k. \tag{13.2.9}$$

Для того чтобы к. п. д. генератора был достаточно велик, необходимо иметь возможно меньший угол сдвига по фазе между первой гармоникой анодного тока и колебательным напряжением на контуре, т. е.

$$\sin \varphi_k \ll 1.$$

Но из (13.2.8) и (13.2.9)

$$\sin \varphi_k = \frac{I_{a_1}}{\omega C_{ак} U_m} = \frac{2P}{\omega C_{ак} U_m^2 \cos \varphi_k} = \frac{\alpha_1 I_m}{\omega C_{ак} \cdot \xi E_a} = \frac{2P}{\omega C_{ак} \cdot \xi^2 \cos \varphi_k \cdot E_a^2},$$

поэтому, если считать допустимым сдвиг по фазе 30° и положить $\xi \cong 0{,}8$ и $\alpha_1 \cong 0{,}5$, то для проводимости анод — катод будем иметь следующие условия:

$$\omega C_{ак} > 1{,}2 \frac{I_m}{E_a}, \tag{13.2.10}$$

или

$$\omega C_{ак} > \frac{7P}{E_a^2}. \tag{13.2.11}$$

Рассмотрим теперь, как при изменении катодной реактивности меняются коэффициент обратной связи и режим генератора, если учитывать фазу коэффициента обратной связи.

Решая уравнение (13.2.6) относительно средней крутизны, найдем

$$S_{ср} = \frac{b_1 \cdot b_2 \pm \sqrt{b_1^2 b_2^2 - 4g^2 (b_1 + b_2)^2}}{2g}.$$

Перед корнем необходимо выбрать знак минус, потому что в этом случае при $g \to 0$ получается конечное значение $S_{ср}$. При знаке же плюс перед корнем при $g \to 0$, $S_{ср} \to \infty$, что не отвечает существу вопроса, так как случай $g \to 0$ соответствует малой нагрузке генератора (большому сопротивлению в анодной цепи), т. е. малой средней крутизне. Следовательно,

$$S_{ср} = \frac{b_1 b_2 - \sqrt{b_1^2 b_2^2 - 4g^2 (b_1 + b_2)^2}}{2g},$$

или

$$\frac{S_{ср}}{b_2} = \alpha\left[\zeta - \sqrt{\zeta^2 - \frac{(1+\zeta)^2}{\alpha^2}}\right],$$

где

$$\alpha = \frac{b_2}{2g} = \frac{\omega C_{ак}}{2g} > 1;$$

$\frac{1}{\zeta} = \frac{b_2}{b_1}$ — величина, равная коэффициенту обратной связи в случае отсутствия потерь ($g = 0$).

Решение существует при

$$\zeta \geqslant \frac{1}{\alpha - 1},$$

причем в случае $\zeta = \frac{1}{\alpha - 1}$,

$$\frac{S_{ср}}{b_2} = \frac{\alpha}{\alpha - 1}.$$

Минимальное значение средней крутизны имеет место при

$$\frac{\partial S_{ср}}{\partial \zeta} = 0,$$

откуда

$$\zeta = \frac{\alpha^2 + 1}{\alpha^2 - 1}$$

и

$$\frac{S_{ср.\,мин}}{b_2} = \frac{2\alpha}{\alpha^2 - 1}.$$

При $\zeta \to \infty$,

$$\frac{S_{ср}}{b_2} \to \zeta\alpha\left[1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha^2}}\right] = \frac{\zeta}{\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 1}}.$$

На основании полученных соотношений нетрудно построить графики зависимости средней крутизны от обратной связи $\zeta = \frac{b_1}{b_2}$ для различных значений параметра $\alpha = \frac{b_2}{2g}$ (рис. 13. 2. 4). Проведем на этом же графике прямую, параллельную оси абсцисс и отстоящую от нее на расстоянии S (S — крутизна статической характеристики анодного тока). Поскольку $S_{ср} < S$, то колебания в схеме возможны только при таких значениях параметров α и ζ, при которых кривые $S_{ср} = f(\alpha, \zeta)$ проходят ниже прямой $S_{ср} = S$.

Отсюда можно сделать следующие выводы. Во-первых, самовозбуждение возможно только при достаточно больших значениях параметра α ($\alpha > \alpha_3$ на рис. 13. 2. 4), при которых выполняется условие:

$$S_{ср.\,мин} < S,$$

откуда

$$\alpha > \frac{b_2}{S} + \sqrt{\frac{b_2}{S^2} + 1} \cong 1,$$

так как обычно

$$S \gg b_2.$$

Во-вторых, колебания существуют только в определенном интервале значений параметра ζ (например, при $\alpha = \alpha_2$, $\zeta_1 < \zeta < \zeta_3$ для случая, изображенного на рис. 13. 2. 4). Амплитуда колебаний в этом интервале имеет максимум, соответствующий минимуму средней крутизны. При изменении ζ меняется коэффициент обратной связи и сопротивление нагрузки генератора. В предельном случае, когда активные проводимости достаточно малы по сравнению с реактивными, выражение для средней крутизны можно переписать иначе, вычислив приближенно подкоренное выражение:

$$S_{\text{ср}} = b_1 b_2 \frac{1-\sqrt{1-\frac{4g^2(b_1+b_2)^2}{2g}}}{b_1^2 b_2^2} \cong b_1 b_2 \frac{1-\left[1-\frac{2g^2(b_1+b_2)^2}{b_1^2 b_2^2}\right]}{2g} = g\,\frac{(b_1+b_2)^2}{b_1 b_2}.$$

Коэффициент обратной связи приближенно можно записать в виде

$$k \cong \frac{b_2}{b_1};$$

тогда средняя крутизна может быть переписана таким образом:

$$S_{\text{ср}} \cong \frac{g(1+k)^2}{k}.$$

Сопротивление нагрузки в анодной цепи приближенно равно

$$R_э = R_{ag}\frac{U_m^2}{(U_m+U_{mg})^2} = \frac{1}{g(1+k)^2},$$

следовательно,

$$S_{\text{ср}} \cong \frac{1}{kR_э},$$

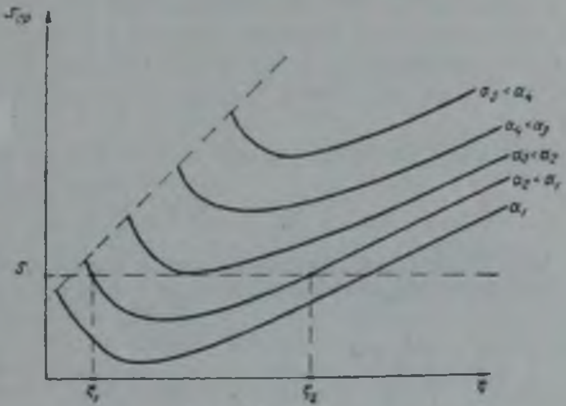


Рис 13. 2. 4.

что соответствует обычному условию баланса амплитуд (так как по предположению $D = 0$).

Таким образом, при больших $\zeta \cong \frac{1}{k}$ амплитуда колебаний мала вследствие малого значения коэффициента обратной связи. При малых же ζ, т. е. при больших k, уменьшение амплитуды колебаний вызвано малыми величинами сопротивления нагрузки в анодной цепи: $R_э \cong \frac{1}{(1+k)^2 g}$.

При отсутствии потерь в схеме с общей сеткой с уменьшением ζ коэффициент обратной связи беспредельно растет (см. § 13. 1). При наличии потерь картина будет иной. Действительно, квадрат модуля коэффициента обратной связи равен

$$k^2 = \frac{|z_{gк}|^2}{|z_{ag}+z_{gк}|^2} = \frac{|g-jb|^2}{|g+j(b_1-b)|^2} = \frac{g^2+b^2}{g^2+(b_1-b)^2}.$$

Подставим в это выражение значение проводимости b, вычисленное из уравнения (13. 2. 5):

$$b = \frac{b_1 b_2}{b_1+b_2}\,\frac{1+\sqrt{1-4g^2\frac{(b_1+b_2)^2}{b_1^2 b_2^2}}}{2} \cong \frac{b_1 b_2}{b_1+b_2}\left[1-g^2\frac{(b_1+b_2)^2}{b_1^2 b_2^2}\right],$$

так как

$$4g^2\frac{(b_1+b_2)^2}{b_1^2 b_2^2} \ll 1.$$

После разложения в ряд по степеням g^2, учитывая только квадратичные члены, для коэффициента обратной связи приближенно получим

$$k \cong \frac{b_2}{b_1}\left[1-\frac{g^2}{2b_2^2}\left(1+\frac{b_2}{b_1}\right)^4\right] = \frac{1}{\zeta}\left[1-\frac{\left(1+\frac{1}{\zeta}\right)^4}{8\alpha^2}\right].$$

Максимум k имеет место при $\frac{\partial k}{\partial \zeta} = 0$, т. е. при

$$\left(1+\frac{1}{\zeta_0}\right)^3\left(1+\frac{5}{\zeta_0}\right) = 8\alpha^2.$$

При достаточно малых потерях или большой проводимости ωC_{ak}, $\alpha^2 \gg 1$; последнее означает, что величина ζ_0, соответствующая максимуму коэффициента обратной связи, достаточно мала, поэтому в данном уравнении можно пренебречь единицами в обеих скобках левой части и тогда

$$\zeta_0 \simeq \sqrt[4]{\frac{5}{8\alpha^2}} < 1,$$

что имеет место при $b_1 = \sqrt[4]{\frac{5}{2}} \cdot \sqrt{g \omega C_{ak}}$.

Максимальное значение коэффициента обратной связи равно

$$k_{\text{макс}} \simeq \frac{1}{\zeta_0}\left[1 - \frac{\left(1+\frac{1}{\zeta_0}\right)^4}{\left(1+\frac{1}{\zeta_0}\right)^3 \cdot \left(1+\frac{5}{\zeta_0}\right)}\right] \simeq \frac{4}{5\zeta_0},$$

или

$$k_{\text{макс}} \simeq \frac{4}{5}\sqrt[4]{\frac{2}{5}}\sqrt{\frac{\omega C_{ak}}{g}} \simeq 0{,}6\sqrt{\frac{\omega C_{ak}}{g}},$$

т. е. при наличии потерь в схеме с общей сеткой нельзя получить сколь-угодно больших значений коэффициента обратной связи (см. рис. 12. 3. 3). Наибольшее значение коэффициента обратной связи тем больше, чем больше проводимость ωC_{ak} и меньше нагрузка генератора (g).

Зависимость коэффициента обратной связи при изменении ζ показана на рис. 13. 2. 5.

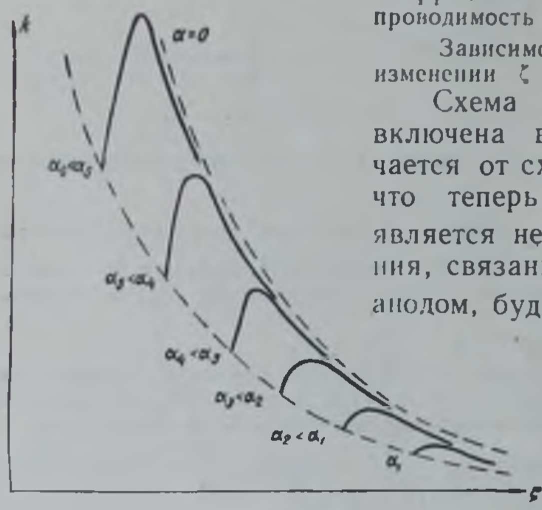


Рис. 13. 2. 5.

Схема с общим анодом, если нагрузка включена в анодно-сеточный контур, отличается от схемы с общей сеткой только тем, что теперь нерегулируемым сопротивлением является не $\bar{z}_{ak}$, а $\bar{z}_{gk}$. Поэтому все ограничения, связанные с возбуждением схемы с общим анодом, будут относиться к сопротивлению $\bar{z}_{gk}$. Поскольку в исходные уравнения (13. 2. 5) проводимости $b_1 = \omega C_{gk}$ и $b_2 = \omega C_{ak}$ входят симметрично, то можно сказать, что в схеме с общим анодом колебания будут иметь место в том случае, когда

$$b_1 = \omega C_{gk} > 2g.$$

Поскольку емкость C_{gk} значительно больше емкости C_{ak}, то обычно это неравенство всегда выполнено, и таким образом оно практически никаких ограничений на работу схемы не накладывает.

Коэффициент обратной связи приближенно равен, как и в случае схемы с общей сеткой,

$$k \simeq \frac{b_2}{b_1} - \frac{g^2}{2b_1 b_2}\left(1+\frac{b_2}{b_1}\right)^4.$$

Максимум коэффициента обратной связи имеет место при $\frac{\partial k}{\partial b_2} = 0$, т. е. при

$$\frac{2b_2^2 b_1^2}{(b_1+b_2)^3(3b_2 - b_1)} = \frac{g^2}{b_1^2} \ll 1.$$

Полагая здесь $b_2 \gg b_1$, приближенно найдем

$$b_2 \simeq \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{b_1^2}{g}.$$

Максимальное значение коэффициента обратной связи при этом равно

$$k_{\text{макс}} \cong \frac{2}{3}\,\frac{b_2}{b_1}\,\frac{\frac{b_2}{b_1}-1}{\frac{b_2}{b_1}-\frac{1}{3}} \cong \frac{2}{3}\,\frac{b_2}{b_1} \cong \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{3}{2}}\frac{b_1}{g} = \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{3}{2}}\frac{\omega C_{gк}}{g} \gg 1,$$

т. е. в схеме с общим анодом могут быть получены достаточно большие значения коэффициента обратной связи. Практически активные сопротивления никаких дополнительных ограничений на работу схемы не оказывают.

Если же сопротивление нагрузки включено в катодно-анодный контур, то фаза коэффициента обратной связи будет отлична от нуля только за счет потерь в сеточной цепи и потерь в ненагруженной колебательной системе, включенной между сеткой и анодом. Поскольку эти потери невелики, то с их влиянием на работу генератора можно не считаться.

§ 13. 3. Работа триодного генератора СВЧ при больших углах пролета электронов

При достаточно больших частотах генерируемых колебаний, в силу появления сдвига по фазе между первой гармоникой анодного тока и сеточным напряжением, для обеспечения высокого к. п. д. фаза коэффициента обратной связи должна быть отлична от нуля, так как высокий к. п. д., т. е. большая величина отдаваемой генератором мощности, будет иметь место при сдвиге по фазе между первой гармоникой анодного тока и переменном напряжении на аноде, близком к 180°. В генераторе с внешним возбуждением эта проблема не возникала, поскольку в нем максимум мощности в нагрузке получался просто при настройке нагрузки в резонанс на частоту колебаний, причем автоматически напряжение на аноде оказывалось сдвинутым на 180° относительно первой гармоники анодного тока.

Выясним сначала, каков должен быть сдвиг по фазе между переменным напряжением на аноде и первой гармоникой анодного тока, чтобы генератор отдавал максимум мощности в нагрузку. При этом будем исходить из следующих предпосылок. Расчет генератора с учетом инерции электронов обычно производится на максимальное использование лампы по току. По известным параметрам лампы и частоте генерируемых колебаний можно произвести расчет режима лампы (см. § 6. 3), в результате которого определяются следующие величины: амплитуда управляющего напряжения $\overline{U}_{my} = \overline{U}_{mg} + D\overline{U}_{ma}$, фазу его положим равной нулю; амплитуда переменного напряжения между сеткой и анодом $\overline{U}_{mag}$, причем фаза его неизвестна; амплитуда и фаза первых гармоник анодного и катодного токов соответственно $\overline{I}_{a_1} = I_{a_1}\cdot e^{j\varphi_{a_1}}$ и $\overline{I}_{к} = I_{к}\cdot e^{j\varphi_{к}}$. Кроме того, известны постоянные напряжения и токи: $E_a, E_g, I_{a_0}, I_{g_0}$.

Определим прежде всего фазу переменного напряжения на аноде, соответствующую максимуму мощности во внешней цепи. Эта мощность, выраженная в комплексной форме, равна

$$\overline{P}_{вн} = \overline{P} - \overline{P}_g,$$

где $P = -\frac{1}{2}\overline{I}_{a_1}\cdot\overset{*}{\overline{U}}_{ma}$ — мощность, развиваемая лампой;

$P_g = \frac{1}{2}\overline{I}_{g_1}\cdot\overset{*}{\overline{U}}_{mg}$ — мощность, расходуемая в сеточной цепи.

Истинные мощности равны вещественным частям от соответствующих комплексных мощностей. Следовательно,

$$2\overline{P}_{вн} = -\overline{I}_{a_1}\overset{*}{\overline{U}}_{ma} - \overline{I}_{g_1}\overset{*}{\overline{U}}_{mg}.$$

Выразим напряжения $\overline{U}_{ma}$ и $\overline{U}_{mg}$ через управляющее напряжение

$$\overline{U}_{my} = \overline{U}_{mg} + D\overline{U}_{ma}$$

и напряжение, действующее между сеткой и анодом,

$$\overline{U}_{mag} = \overline{U}_{ma} - \overline{U}_{mg};$$

тогда будем иметь:

$$\overline{U}_{mg} = \frac{\overline{U}_{my} - D\overline{U}_{mag}}{1+D};$$

$$\overline{U}_{ma} = \frac{\overline{U}_{my} + \overline{U}_{mag}}{1+D}.$$

Подставляя эти значения в формулу для мощности, получим

$$2(1+D)\overline{P}_{вн} = -(\overline{I}_{a_1} - D\overline{I}_{g_1})\overline{U}^*_{mag} - \overline{I}_к\overline{U}^*_{my},$$

поскольку

$$\overline{I}_к = \overline{I}_{a_1} + \overline{I}_{g_1}.$$

Величины $\overline{I}_к$, $\overline{U}_{my}$, $\overline{I}_{a_1}$ и $|\overline{U}_{mag}|$ заданы, следовательно, в последнем выражении может меняться только величина фазы напряжения $\overline{U}_{mag}$. Для получения максимума мощности, очевидно, необходимо иметь напряжение $\overline{U}_{mag}$ в противофазе с током:

$$\overline{I}_{a_1} - D\overline{I}_{g_1} \cong \overline{I}_{a_1},$$

т. е. приближенно максимум мощности в генераторе с самовозбуждением имеет место тогда, когда анодно-сеточное напряжение — в противофазе с первой гармоникой анодного тока.

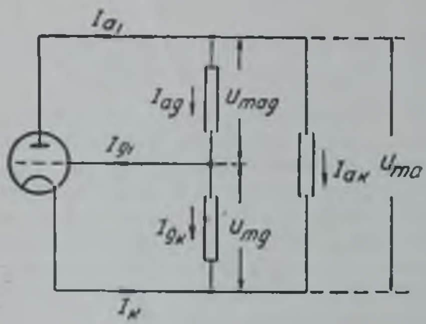


Рис. 13.3.1.

Для обеспечения заданного режима в схеме генератора (рис. 13.3.1) необходимо выбрать величины сопротивлений $\overline{z}_a$, $\overline{z}_{gк}$ и $\overline{z}_{ag}$.

Для схемы с общей сеткой сопротивление $\overline{z}_{aк}$ задано:

$$\overline{z}_{aк} = j\omega C_{aк}.$$

Остальные сопротивления могут быть найдены следующим образом:

$$\frac{1}{\overline{z}_{gк}} = \frac{\overline{I}_{gк}}{\overline{U}_{mg}} = -\frac{\overline{I}_{aк} + \overline{I}_к}{U_{mg}} =$$

$$= -j\omega C_{aк}\frac{U_{ma}}{U_{mg}}e^{j(\varphi_a - \varphi_g)} - \frac{I_к}{U_{mg}}e^{j(\varphi_к - \varphi_g)},$$

где φ_g — фаза напряжения на сетке. После несложных преобразований имеем:

$$\frac{1}{\overline{z}_{gк}} = \left[\frac{U_{ma}}{U_{mg}}\omega C_{aк}\sin(\varphi_a - \varphi_g) - \frac{I_к}{U_{mg}}\cos(\varphi_к - \varphi_g)\right] -$$

$$-j\left[\omega C_{aк}\frac{U_{ma}}{U_{mg}}\cos(\varphi_a - \varphi_g) + \frac{I_к}{U_{mg}}\sin(\varphi_к - \varphi_g)\right]. \qquad (13.3.1)$$

Для того, чтобы это сопротивление могло быть осуществлено практически, вещественная часть проводимости участка сетка—катод должна удовлетворять условию:

$$g_{gк} = \frac{\omega C_{aк}U_{ma}\sin(\varphi_a - \varphi_g) - I_к\cos(\varphi_к - \varphi_g)}{U_{mg}} > \frac{1}{\rho_g\, Q_{gк}}, \qquad (13.3.2)$$

где $\rho_{gк}$ и $Q_{gк}$ — соответственно характеристическое сопротивление и качество контура в цепи сетка — катод.

Поскольку $\varphi_a \cong \varphi_{a_1} + \pi$ и для режимов с достаточно высоким к. п. д. запаздывание первой гармоники анодного тока относительно сеточного напряжения не больше 180°, т. е.

$$-\pi < \varphi_{a_1} - \varphi_g < 0,$$

то имеем:

$$\varphi_a - \varphi_g = \varphi_{a_1} - \varphi_g + \pi$$

и

$$0 < \varphi_a - \varphi_g < \pi,$$

т. е

$$\sin(\varphi_a - \varphi_g) > 0.$$

Следовательно, для осуществления заданного режима генератора емкость анод—катод должна быть достаточно велика:

$$\omega C_{aк} > \frac{\dfrac{U_{mg}}{U_{ma}\rho_{gк}Q_g} + \dfrac{I_к}{U_{ma}}\cos(\varphi_к - \varphi_g)}{\sin(\varphi_a - \varphi_g)} > 0, \qquad (13.3.3)$$

так как

$$-\frac{\pi}{2}<\varphi_\kappa-\varphi_g<0$$

и

$$\cos(\varphi_\kappa-\varphi_g)>0.$$

Аналогично, для анодно-сеточного сопротивления имеем

$$\frac{1}{z_{ag}}=-\frac{\overline{I}_{a_1}+\overline{I}_{a\kappa}}{\overline{U}_{mag}}=-\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}e^{j(\varphi_{a_1}-\varphi_{ag})}-j\omega C_{a\kappa}\frac{U_{ma}}{U_{mag}}e^{j(\varphi_a-\varphi_{ag})}=$$

$$=\left[\omega C_{a\kappa}\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\sin(\varphi_a-\varphi_{ag})-\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}\cos(\varphi_{a_1}-\varphi_{ag})\right]-$$

$$-j\left[\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}\sin(\varphi_{a_1}-\varphi_{ag})+\omega C_{a\kappa}\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\cos(\varphi_a-\varphi_{ag})\right]\cong$$

$$\cong\left[\omega C_{a\kappa}\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\sin(\varphi_a-\varphi_{ag})+\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}\right]-j\omega C_{a\kappa}\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\cos(\varphi_a-\varphi_{ag}),\qquad(13.3.4)$$

поскольку

$$\varphi_{ag}-\varphi_{a_1}\cong\pi.$$

Для того, чтобы это сопротивление могло быть осуществлено практически, необходимо выполнить условие:

$$g_{ag}=\omega C_{a\kappa}\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\sin(\varphi_a-\varphi_{ag})+\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}>\frac{1}{Q_{ag}\rho_{ag}},\qquad(13.3.5)$$

где Q_{ag} и ρ_{ag} — соответственно качество и характеристическое сопротивление анодно-сеточного контура.

Но так как:

$$0<\varphi_a<\pi;\quad 0<\varphi_{ag}<\pi;\quad \varphi_g\cong 0,$$

то из равенства

$$\overline{U}_{ma}=\overline{U}_{mag}+\overline{U}_{mg}$$

следует, что

$$\overline{U}_{ma}\cong U_{mag}\cos\varphi_{ag}+U_{mg}+jU_{mag}\sin\varphi_{ag},$$

т. е.

$$\operatorname{tg}\varphi_a\cong\frac{U_{mag}\sin\varphi_{ag}}{U_{mag}\cos\varphi_{ag}+U_{mg}}=\frac{\operatorname{tg}\varphi_{ag}}{1+\dfrac{U_{mg}}{U_{mag}\cos\varphi_{ag}}}<\operatorname{tg}\varphi_{ag}$$

и

$$\varphi_a-\varphi_{ag}<0.$$

В силу этого неравенство (13.3.5) можно переписать в виде

$$\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}-\frac{1}{Q_{ag}\rho_{ag}}>\omega C_{a\kappa}\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a),$$

или

$$\omega C_{a\kappa}<\frac{\dfrac{I_{a_1}}{U_{ma}}-\dfrac{U_{mag}}{U_{ma}}\cdot\dfrac{1}{Q_{ag}\rho_{ag}}}{\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a)},\qquad(13.3.6)$$

т. е. для осуществления заданного режима величина проводимости анод—катод ограничена и сверху. Объединяя оба условия (13. 3. 3) и (13. 3. 6) в одно, будем иметь

$$\frac{\dfrac{I_\kappa}{U_{ma}}\cos(\varphi_\kappa-\varphi_g)+\dfrac{1}{Q_{g\kappa}\rho_{g\kappa}}\cdot\dfrac{U_{mg}}{U_{ma}}}{\sin(\varphi_a-\varphi_g)}<\omega C_{a\kappa}<\frac{\dfrac{I_{a_1}}{U_{ma}}-\dfrac{U_{mag}}{U_{ma}}\cdot\dfrac{1}{Q_{ag}\rho_{ag}}}{\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a)}.\qquad(13.3.7)$$

Полученный результат можно пояснить с помощью векторной диаграммы (рис. 13. 3. 2). Проведем из некоторой точки O векторы $\overline{U}_{mg}$, $\overline{I}_\kappa$, $\overline{I}_{a_1}$ и вектор U_{mag}, составляющий с вектором $\overline{I}_{a_1}$ угол 180°. После этого можно построить вектор

$$\overline{U}_{ma}=\overline{U}_{mag}+\overline{U}_{mg}.$$

Вектор тока $\bar{I}_{ак}$ будет направлен перпендикулярно вектору $\bar{U}_{ma}$, причем $\bar{I}_{ак}$ будет опережать $\bar{U}_{ma}$, так как $\bar{I}_{ак} = j\omega C_{ак}\bar{U}_{ma}$. Проведем прямые $gк—gк$ и $ag—ag$, перпендикулярные соответственно векторам $\bar{U}_{mg}$ и $\bar{U}_{mag}$. Ток $\bar{I}_{gк}$ может быть сдвинут относительно напряжения $\bar{U}_{mg}$ на угол, не больший 90° по абсолютной величине, поэтому вектор $\bar{I}_{gк}$ должен лежать выше прямой $gк—gк$. Вектор

$$-\bar{I}_{gк} = \bar{I}_{ак} + \bar{I}_{к},$$

наоборот, должен проходить ниже прямой $gк—gк$. Из правила сложения векторов следует, что конец вектора $-\bar{I}_{gк}$ должен лежать на прямой AB, проведенной из конца вектора $\bar{I}_{к}$ параллельно вектору $\bar{I}_{ак}$. Очевидно, предельное значение вектора $-\bar{I}_{gк}$

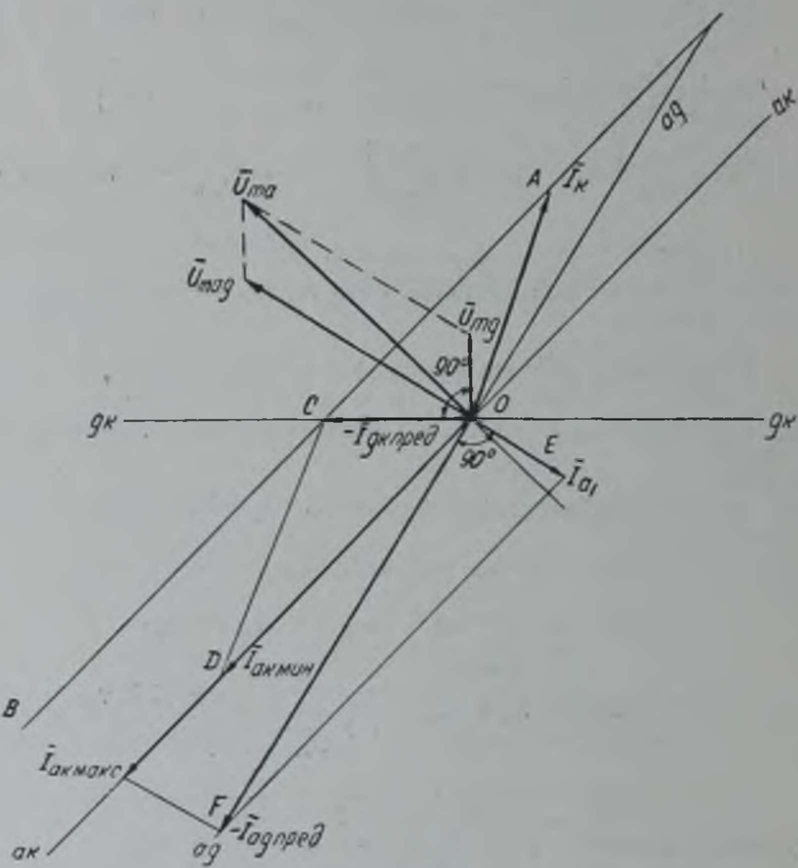


Рис 13. 3. 2.

определится точкой C пересечения прямых AB и $gк—gк$. После нахождения точки C легко найти минимальное значение тока $\bar{I}_{ак\,мин}$, проведя через C прямую CD параллельно вектору $\bar{I}_{к}$.

Аналогично получаем, что концы вектора $-\bar{I}_{ag}$ должны лежать вправо — вниз от прямой $ag—ag$ на прямой EF, проведенной через конец вектора $\bar{I}_{a_1}$, параллельно вектору $\bar{I}_{ак}$. Точка пересечения прямых $ag—ag$ и EF определяет максимальное значение тока $I_{ак\,макс}$.

Эти рассуждения справедливы для того случая, когда активные составляющие проводимостей $\frac{1}{\bar{z}_{gк}}$ и $\frac{1}{\bar{z}_{ag}}$ могут быть получены сколь-угодно малыми, что соответствует отсутствию потерь в колебательной системе. При наличии потерь, очевидно, все рассуждения остаются в силе, если прямые $gк—gк$ и $ag—ag$ сдвинуть параллельно в направлении векторов $\bar{U}_{mg}$ и $\bar{U}_{mag}$ на величины минимальных значений активных составляющих токов, соответственно равных $\frac{U_{mg}}{\rho_{gк}Q_{gк}}$ и $\frac{U_{mag}}{\rho_{ag}Q_{ag}}$.

Из неравенства (13. 3. 7) следует, что проводимость $\omega C_{a\kappa}$ может быть найдена только в том случае, если выполнено условие

$$\frac{\frac{I_\kappa}{U_{ma}}\cos(\varphi_\kappa-\varphi_g)+\frac{1}{Q_{g\kappa}\rho_{g\kappa}}\cdot\frac{U_{mg}}{U_{ma}}}{\sin(\varphi_a-\varphi_g)}<\frac{\frac{I_{a_1}}{U_{ma}}-\frac{1}{Q_{ag}\rho_{ag}}\cdot\frac{U_{mag}}{U_{ma}}}{\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a)}, \qquad (13.3.8)$$

которое можно переписать в виде

$$\frac{1}{Q_{ag}\rho_{ag}}+\frac{U_{mg}\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a)}{Q_{g\kappa}\rho_{g\kappa}U_{mag}\sin(\varphi_a-\varphi_g)}<\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}-\frac{I_\kappa}{U_{mag}}\cdot\frac{\cos(\varphi_\kappa-\varphi_g)\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a)}{\sin(\varphi_a-\varphi_g)}.$$

Но из рис. 13. 3. 3 по теореме синусов следует

$$\frac{U_{mg}}{U_{mag}}=\frac{\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a)}{\sin(\varphi_a-\varphi_g)}, \qquad (13.3.9)$$

поэтому неравенство (13. 3. 8) можно переписать в виде

$$\frac{1}{\rho_{ag}Q_{ag}}+\frac{1}{\rho_{g\kappa}Q_{g\kappa}}\left(\frac{U_{mg}}{U_{mag}}\right)^2<\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}\left[1-\frac{U_{mg}}{U_{mag}}\cdot\frac{I_\kappa}{I_{a_1}}\cos(\varphi_\kappa-\varphi_g)\right],$$

и поскольку обычно $\frac{U_{mg}}{U_{mag}}\ll 1$, то, приближенно,

$$\frac{1}{\rho_{ag}Q_{ag}}<\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}, \qquad (13.3.10)$$

или

$$P_{\kappa ag}=\frac{U^2_{mag}}{2\rho_{ag}Q_{ag}}<\frac{1}{2}I_{a_1}\cdot U_{mag}=P,$$

т. е. схема может быть реализована только в том случае, когда генерируемая мощность превышает потери в колебательной системе.

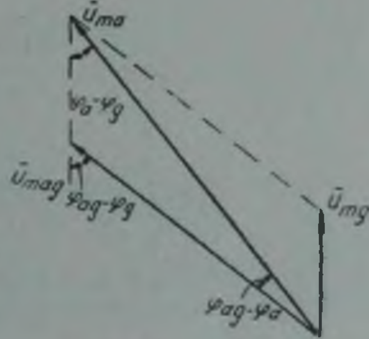


Рис. 13.3.3.

При изменении проводимости $\omega C_{a\kappa}$ в пределах (13. 3. 7) будут линейно меняться активные составляющие проводимостей участков сетка—анод и сетка—катод, причем проводимость участка сетка—анод

$$g_{ag}=\frac{I_{a_1}}{U_{mag}}-\omega C_{a\kappa}\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a)$$

уменьшается с ростом $\omega C_{a\kappa}$, тогда как проводимость участка сетка—катод

$$g_{g\kappa}=\frac{U_{ma}}{U_{mg}}\omega C_{a\kappa}\sin(\varphi_a-\varphi_g)-\frac{I_\kappa}{U_{mg}}\cos(\varphi_\kappa-\varphi_g)$$

растет (рис. 13. 3. 4).

Мощности, расходуемые в этих проводимостях, равны:

$$P_{ag}=\frac{1}{2}g_{ag}U^2_{mag};$$

$$P_{g\kappa}=\frac{1}{2}g_{g\kappa}U^2_{mg}.$$

Для того, чтобы бо́льшая мощность выделялась в анодно-сеточном контуре, с которым связана нагрузка, желательно иметь меньшую проводимость $g_{g\kappa}$, так как

$$P_{\text{вн}}=P_{g\kappa}+P_{ag},$$

т. е. желательно выбирать проводимость $\omega C_{a\kappa}$ минимальной:

$$\omega C_{a\kappa\,\text{мин}}=\frac{\frac{I_\kappa}{U_{ma}}\cos(\varphi_\kappa-\varphi_g)+\frac{1}{\rho_{g\kappa}Q_{g\kappa}}\cdot\frac{U_{mg}}{U_{ma}}}{\sin(\varphi_a-\varphi_g)}. \qquad (13.3.11)$$

При этом

$$g_{g\kappa}=\frac{1}{\rho_{g\kappa}Q_{g\kappa}}$$

и потери в сеточном контуре составят

$$P_{gк\ мин} = \frac{U_{mg}^2}{2\rho_g Q_{gк}},$$

где $\rho_{gк} Q_{gк}$ есть эквивалентное сопротивление сеточного контура без учета потерь в цепи сетки.

Реактивная проводимость участка сетка—катод в случае минимальной проводимости $\omega C_{aк}$ равна

$$\frac{1}{x_{gк}} = \frac{1}{\rho_{gк} Q_{gк} \operatorname{tg}(\varphi_a - \varphi_g)} + \frac{I_к \cos(\varphi_a - \varphi_к)}{U_{mg} \sin(\varphi_a - \varphi_g)}. \qquad (13.3.12)$$

Необходимо заметить, что эта проводимость включает в себя и емкостную проводимость $\omega C_{gк}$, следовательно, внешняя проводимость равна

$$\frac{1}{x_{gк\ вн}} = \frac{1}{x_{gк}} + \omega C_{gк}. \qquad (13.3.13)$$

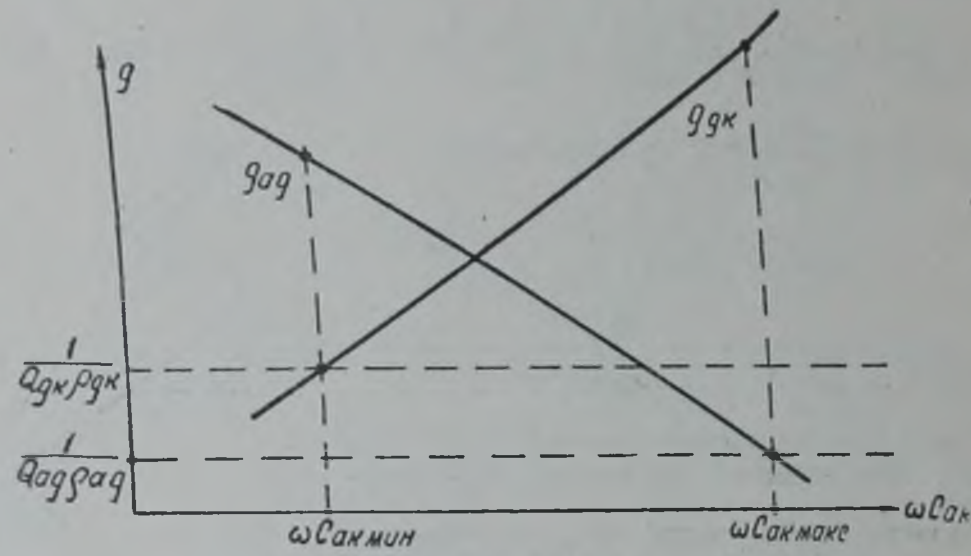


Рис. 13.3.4.

Реактивная проводимость участка сетка—анод в этом же случае равна

$$\frac{1}{x_{ag}} = \frac{U_{mg} \cos(\varphi_{ag} - \varphi_a)}{U_{mag} \sin(\varphi_a - \varphi_g)} \left[\frac{I_к}{U_{mg}} \cos(\varphi_g - \varphi_к) + \frac{1}{\rho_{gк} Q_{gк}}\right],$$

или, учитывая (13.3.9),

$$\frac{1}{x_{ag}} = \left(\frac{U_{mg}}{U_{m\ g}}\right)^2 \left[\frac{I_к}{U_{mg}} \cos(\varphi_g - \varphi_к) + \frac{1}{\rho_{gк} Q_{gк}}\right] \operatorname{ctg}(\varphi_{ag} - \varphi_a), \qquad (13.3.14)$$

причем эта проводимость включает ωC_{ag}; отсюда

$$\frac{1}{x_{ag\ вн}} = \frac{1}{x_{ag}} + \omega C_{ag}. \qquad (13.3.15)$$

Активная составляющая проводимости участка сетка—анод при минимальной проводимости $\omega C_{aк}$ оказывается равной

$$g_{ag} = \frac{I_{a_1}}{U_{mag}} - \frac{U_{mg}}{U_{mag}} \cdot \frac{\sin(\varphi_{ag} - \varphi_a)}{\sin(\varphi_a - \varphi_g)} \left[\frac{I_к}{U_{mg}} \cos(\varphi_g - \varphi_к) + \frac{1}{\rho_{gк} Q_{gк}}\right],$$

или, учитывая (13. 3. 9),

$$g_{ag} = \frac{I_{a_1}}{U_{mag}} - \left(\frac{U_{mg}}{U_{mag}}\right)^2 \left[\frac{I_к}{U_{mg}} \cos(\varphi_g - \varphi_к) + \frac{1}{\rho_{gк} Q_{gк}}\right]. \qquad (13.3.16)$$

Это выражение можно получить и из энергетических соотношений следующим образом. Мощность, развиваемая лампой на участке сетка—анод, равна

$$P = \frac{1}{2} I_{a_1} \cdot U_{mag}.$$

Она распределяется на мощность, расходуемую в анодно-сеточном контуре

$$P_{ag} = \frac{1}{2} g_{ag} U_{mag}^2,$$

на мощность, расходуемую в катодно-сеточном контуре

$$P_{g\kappa} = \frac{U_{mg}^2}{2\rho_{g\kappa} Q_{g\kappa}},$$

и на мощность, идущую на управление электронным потоком между сеткой и катодом лампы

$$P_{\text{упр}} = \frac{1}{2} I_\kappa \cdot U_{mg} \cos(\varphi_g - \varphi_\kappa),$$

так как на этом участке действует напряжение U_{mg} и через лампу протекает ток I_κ, сдвинутый по фазе относительно напряжения на угол $\varphi_g - \varphi_\kappa$. Следовательно,

$$P = P_{ag} + P_{g\kappa} + P_{\text{упр}},$$

откуда после подстановки значений мощностей получим выражение (13. 3. 16).

Проводимость участка сетка—анод слагается из проводимости потерь анодно-сеточного контура

$$g_0 = \frac{1}{\rho_{ag} Q_{ag_0}},$$

где Q_{g_0} — качество ненагруженного контура, и проводимости, обусловленной нагрузкой. Мощность, передаваемая в нагрузку, равна

$$P_н = \eta_\kappa P_{ag},$$

где

$$\eta_\kappa = 1 - \frac{g_0}{g_{ag}} = 1 - \frac{R_э}{R_{э_0}}$$

— к. п. д. контура.

Для получения достаточно большой мощности в нагрузке, как и в обычном генераторе, необходимо иметь большим эквивалентное сопротивление одиночного контура

$$R_{э_0} = \frac{1}{g_0} = \rho_{ag} Q_{ag}$$

и низкое сопротивление нагрузки, обеспечивающее критический режим,

$$R_{э\,\text{кр}} \cong \frac{U_{mag}}{I_{a_1}}.$$

Обеспечение этих двух условий представляет большие трудности в диапазоне коротких дециметровых волн, причиной чего является прежде всего низкое характеристическое сопротивление контура, поскольку (см. стр. 103)

$$\rho_{ag} < \omega C_{ag}.$$

Так, например, если взять $C_{ag} = 5$ *пф*, $f = 3000$ *мгц* ($\lambda = 10$ *см*), то

$$\frac{1}{\omega C_{ag}} = 5{,}3 \text{ ом}.$$

Далее нельзя получить очень высокого качества ненагруженной колебательной системы. Хотя современные колебательные системы могут быть построены с высоким качеством (порядка нескольких тысяч), подключение их даже к холодной лампе снижает качество в десятки раз. Реализуемые резонаторы с лампой имеют качество порядка 400. В силу этого, для предыдущего примера эквивалентное сопротивление ненагруженного контура оказывается порядка $R_{э_0} = Q_{ag_0} \cdot \rho_{ag} \cong 2$ *ком*.

Получение низкого критического сопротивления нагрузки также встречает серьезные затруднения. Для этого необходимо увеличивать I_{a_1} и уменьшать анодное напряжение. Но уменьшение анодного напряжения ведет к увеличению времени пролета в пространстве сетка — анод, т. е. к уменьшению I_{a_1}. Увеличение же I_{a_1} тогда возможно только за счет увеличения общего тока лампы, что связано с увеличением площади электродов и уменьшением расстояния между ними, т. е. с увеличением междуэлектродных емкостей и уменьшением $R_{э_0}$. Все это ведет к тому, что генератор дециметровых волн вынужден работать с низким переменным напряжением на аноде, а следовательно, с низким к. п. д.

Таким образом, основным фактором, ведущим к низкому к. п. д. генераторов СВЧ, будет невозможность удовлетворительного согласования лампы с нагрузкой. Ограничения же, связанные с влиянием инерции электронов, не являются решающими для освоенного в настоящее время диапазона дециметровых волн; они сказываются на более коротких волнах. Инерция электронов весьма существенно влияет лишь на фазу коэффициента обратной связи.

Для обеспечения заданного режима при высоком к. п. д. в генераторе с общей сеткой должна быть тщательно подобрана величина связи между анодным и катодным контурами ($\omega C_{ак}$). Поэтому при осуществлении конструкции генератора вопросу регулировки данной связи должно быть уделено особое внимание (см. § 13. 5).

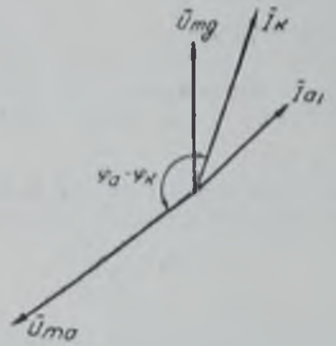


Рис. 13. 3. 5.

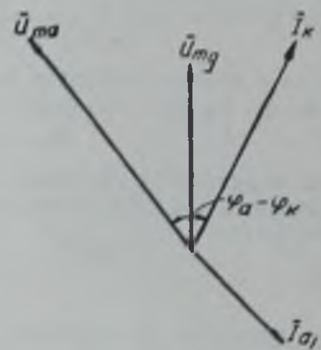


Рис. 13. 3. 6.

При изменении длины волны значительно изменяется фаза первой гармоники анодного тока. Запаздывание этой гармоники может превысить 90°, что приводит к сдвигу по фазе между напряжением на аноде и на сетке меньшему 90°. Последнее означает, что сопротивление участка сетка—катод может быть как емкостного характера, так и индуктивного. Действительно, при малых углах пролета (рис. 13. 3. 5)

$$\varphi_a-\varphi_к>\frac{\pi}{2},$$

поэтому $\cos(\varphi_a-\varphi_к)<0$ и $b_{gк}<0$ [если пренебречь первым слагаемым в (13. 3. 12)], т. е. сопротивление участка сетка—катод носит емкостный характер.

При больших углах пролета (рис. 13. 3. 6) $\varphi_a-\varphi_к<\frac{\pi}{2}$ и $b_{gк}>0$, т. е. сопротивление участка сетка—катод должно быть индуктивного характера.

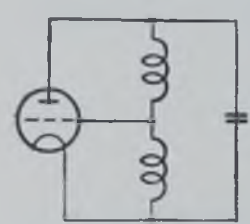


Рис. 13. 3. 7.

Реактивная проводимость участка сетка — анод всегда индуктивного характера, так как:

$$0<\varphi_{ag}-\varphi_a\ll\frac{\pi}{2};\quad 0<\varphi_g-\varphi_к<\frac{\pi}{2};\quad 0<\varphi_a-\varphi_g<\pi,$$

и согласно (13. 3. 14),

$$b_{ag}>0.$$

Следовательно, при достаточно высоких частотах эквивалентная схема самовозбуждающегося генератора может иметь вид, изображенный на рис. 13. 3. 7.

Максимальная мощность, развиваемая генератором с общей сеткой, если нельзя получить достаточно большими эквивалентное сопротивление контура в цепи сетка—анод и первую гармонику анодного тока, может быть оценена следующим образом. Мощность в нагрузке приближенно равна

$$P_н\cong\eta_к P=\frac{1}{2}I_{a_1}U_{mag}\eta_к.$$

Из (13. 3. 16) следует, что

$$U_{mag}<I_{a_1}R_э=I_{a_1}(1-\eta_к)R_{э_0},$$

поэтому

$$P_н<\frac{1}{2}\eta_к(1-\eta_к)I_{a_1}^2R_{э_0}.$$

Но $\eta_к(1-\eta_к)$ имеет максимум, равный 0,25, при $\eta_к=0{,}5$, поэтому

$$P_н < \frac{1}{8} I_{a_1}^2 R_{э_0}.$$

При $\eta_к = 0{,}5$, $g_{ag} = 2g_0 = \frac{I_{a_1}}{U_{mag}}$, следовательно, при

$$g_0 > \frac{I_{a_1}}{2U_{mag}}$$

или

$$R_{э_0} < \frac{2U_{mag}}{I_{a_1}} \cong \frac{E_a^2}{P}$$

генератор будет работать с малым коэффициентом использования анодного напряжения, т. е. с низким к. п. д.

В схеме с общим анодом будем предполагать известной проводимость участка сетка—катод

$$\frac{1}{\bar{z}_{gк}} = j\omega C_{gк}.$$

Проводимость участка анод—катод может быть записана в следующем виде:

$$\frac{1}{\bar{z}_{aк}} = \frac{\bar{I}_{aк}}{\bar{U}_{ma}} = -\frac{\bar{I}_к + \bar{I}_{gк}}{\bar{U}_{ma}} = -\frac{I_к}{U_{ma}} e^{j(\varphi_к-\varphi_a)} - j\omega C_{gк}\frac{U_{mg}}{U_{ma}} e^{j(\varphi_g-\varphi_a)} =$$

$$= \left[-\frac{I_к}{U_{ma}}\cos(\varphi_к-\varphi_a) + \omega C_{gк}\frac{U_{mg}}{U_{ma}}\sin(\varphi_g-\varphi_a)\right] -$$

$$- j\left[\frac{I_к}{U_{ma}}\sin(\varphi_к-\varphi_a) + \omega C_{gк}\frac{U_{mg}}{U_{ma}}\cos(\varphi_g-\varphi_a)\right].$$

Но $0 < \varphi_a - \varphi_к < \pi$; $0 < \varphi_a - \varphi_g < \pi$; поэтому в первых скобках второй член всегда отрицателен. Следовательно, для того, чтобы активная составляющая проводимости была положительна, необходимо иметь $\cos(\varphi_a - \varphi_к) < 0$, или

$$\varphi_a - \varphi_к > \frac{\pi}{2},$$

поскольку

$$\varphi_a \cong \pi + \varphi_{a_1} \quad \text{и} \quad \varphi_к - \varphi_{a_1} < \frac{\pi}{2},$$

т. е. схема с общим анодом применима только при сравнительно небольших углах пролета, когда сдвиг по фазе между первыми гармониками катодного и анодного токов не превышает $\frac{\pi}{2}$. Последнее объясняется тем, что в схеме с общим анодом между сеткой и катодом включено емкостное сопротивление, тогда как для выполнения условия самовозбуждения по фазе при больших углах пролета между сеткой и катодом необходимо иметь индуктивное сопротивление (рис. 13. 3. 7).

Самовозбуждение имеет место при

$$-\frac{I_к}{U_{ma}}\cos(\varphi_a-\varphi_к) - \omega C_{gк}\frac{U_{mg}}{U_{ma}}\sin(\varphi_a-\varphi_g) > \frac{1}{\rho_{aк}Q_{aк}},$$

т. е. при достаточно малой проводимости

$$\omega C_{gк} < -\frac{I_к}{U_{mg}}\frac{\cos(\varphi_a-\varphi_к)}{\sin(\varphi_a-\varphi_g)} - \frac{U_{ma}}{U_{mg}}\frac{1}{\rho_{aк}Q_{aк}\sin(\varphi_a-\varphi_g)}. \qquad (13.3.17)$$

Проводимость участка анод — сетка может быть найдена из условия:

$$\frac{1}{\bar z_{ag}} = \frac{\bar I_{ag}}{\bar U_{mag}} = \frac{\bar I_{g\kappa} + \bar I_\kappa - \bar I_{a_1}}{U_{mag}} = j\omega C_{g\kappa}\frac{U_{mg}}{U_{mag}} e^{-j(\varphi_{ag}-\varphi_g)} + \frac{I_\kappa}{U_{mag}} e^{-j(\varphi_{ag}-\varphi_\kappa)} -$$

$$- \frac{I_{a_1}}{U_{mag}} e^{-j(\varphi_{ag}-\varphi_{a_1})} \cong \left[\omega C_{g\kappa}\frac{U_{mg}}{U_{mag}}\sin(\varphi_{ag}-\varphi_g) + \frac{I_\kappa}{U_{mag}}\cos(\varphi_{ag}-\varphi_\kappa) + \frac{I_{a_1}}{U_{mag}}\right] +$$

$$+ j\left[\omega C_{g\kappa}\frac{U_{mg}}{U_{mag}}\cos(\varphi_{ag}-\varphi_g) - \frac{I_\kappa}{U_{mag}}\sin(\varphi_{ag}-\varphi_\kappa)\right].$$

Поскольку

$$\varphi_{ag} - \varphi_{a_1} \cong \pi,$$

условие реализуемости этого сопротивления можно записать в виде

$$\omega C_{g\kappa}\frac{U_{mg}}{U_{mag}}\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a) + \frac{I_\kappa\cos(\varphi_{ag}-\varphi_\kappa) + I_{a_1}}{U_{mag}} > \frac{1}{\rho_{ag}Q_{ag}},$$

или

$$\omega C_{g\kappa} > \frac{U_{mag}}{\rho_{ag}Q_{ag}U_{mg}\sin(\varphi_{ag}-\varphi_g)} - \frac{I_\kappa\cos(\varphi_{ag}-\varphi_\kappa) + I_{a_1}}{U_{mg}\sin(\varphi_{ag}-\varphi_g)}.$$

Сравнивая это неравенство с (13. 3. 17), найдем, что самовозбуждение схемы с общим анодом будет иметь место при

$$\frac{1}{\rho_{ag}Q_{ag}} + \frac{1}{\rho_{a\kappa}Q_{a\kappa}}\cdot\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\frac{\sin(\varphi_{ag}-\varphi_g)}{\sin(\varphi_a-\varphi_g)} < \frac{I_{a_1}}{U_{mag}} -$$

$$- \frac{I_\kappa}{U_{mag}}\left[\cos(\varphi_a-\varphi_\kappa)\frac{\sin(\varphi_{ag}-\varphi_a)}{\sin(\varphi_a-\varphi_g)} - \cos(\varphi_{ag}-\varphi_\kappa)\right].$$

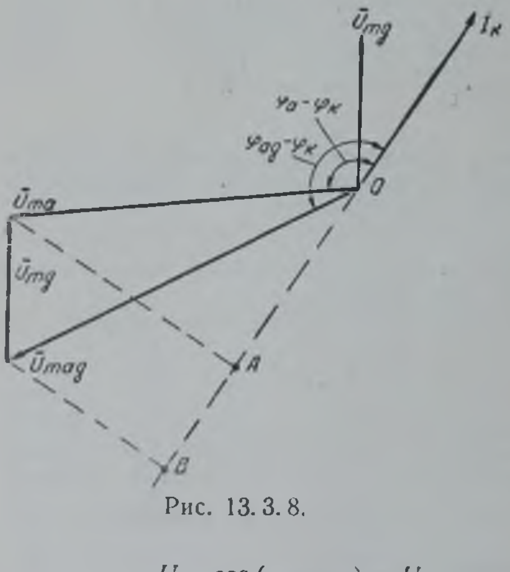


Рис. 13. 3. 8.

Но из рис. 13. 3. 8 следует, что

$$\frac{\sin(\varphi_{ag}-\varphi_g)}{\sin(\varphi_a-\varphi_g)} = \frac{U_{ma}}{U_{mag}},$$

поэтому неравенство может быть переписано в виде

$$\frac{1}{\rho_{ag}Q_{ag}} + \frac{1}{\rho_{a\kappa}Q_{a\kappa}}\left(\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\right)^2 < \frac{I_{a_1}}{U_{mag}} -$$

$$- \frac{I_\kappa}{U_{mag}^2}\left[U_{ma}\cos(\varphi_a-\varphi_\kappa) - \right.$$

$$\left. - U_{mag}\cos(\varphi_{ag}-\varphi_\kappa)\right].$$

Из векторной диаграммы (рис. 13. 3. 8) следует, что:

$$OA = -U_{ma}\cos(\varphi_a-\varphi_\kappa);$$
$$OB = -U_{mag}\cos(\varphi_{ag}-\varphi_\kappa);$$
$$AB = U_{mg}\cos(\varphi_g-\varphi_\kappa),$$

поэтому

$$U_{ma}\cos(\varphi_a - \varphi_\kappa) - U_{mag}\cos(\varphi_{ag}-\varphi_\kappa) = U_{mg}\cos(\varphi_g-\varphi_\kappa).$$

Следовательно,

$$\frac{1}{\rho_{ag}Q_{ag}} + \frac{1}{\rho_{a\kappa}Q_{a\kappa}}\left(\frac{U_{ma}}{U_{mag}}\right)^2 < \frac{I_{a_1}}{U_{mag}}\left[1 - \frac{U_{mg}}{U_{ma}}\frac{I_\kappa\cos(\varphi_g-\varphi_\kappa)}{I_{a_1}}\right] \simeq \frac{I_{a_1}}{U_{mag}}.$$

Выражение слева есть не что иное, как пересчитанная в участок сетка—анод суммарная проводимость, учитывающая все активные сопротивления в колебательной системе. Поэтому данное условие принципиально ничем не отличается от аналогичного условия для схемы с общей сеткой.

Если нагрузка связана с анодно-катодным контуром, то желательно иметь g_{ag} как можно меньшей, т. е. проводимость участка сетка—катод необходимо выбирать минимальной. Если же нагрузка связана с анодно-сеточным контуром, то $\omega C_{gк}$ следует выбирать наибольшим.

Из энергетических соображений схема с общей сеткой оказывается предпочтительнее, так как в ней из двух колебательных контуров один находится под значительно меньшим напряжением, чем второй. Поэтому потери в колебательной системе в схеме с общей сеткой будут определяться в основном потерями только в анодно-сеточном контуре. В схеме же с общим анодом оба контура находятся примерно под одинаковым напряжением, и потери в колебательной системе больше.

Вследствие этого, а также из-за бо́льших возможностей при регулировке коэффициента обратной связи (см. стр. 295) схема с общей сеткой находит большее применение в диапазоне коротких дециметровых волн.

§ 13. 4. Частота генерируемых колебаний

Как и в случае колебательных систем с сосредоточенными параметрами, в генераторах СВЧ, использующих отрезки длинных линий в качестве элементов колебательной системы, частота генерируемых колебаний определяется в основном параметрами анодно-сеточного контура. Оценим, каково влияние катодной реактивности (органа регулировки обратной связи), выполненной в виде отрезка длинной линии, на частоту генерируемых колебаний.

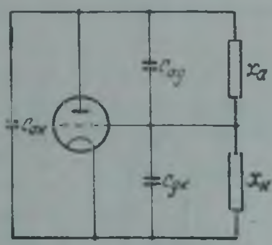


Рис. 13.4.1.

В случае схемы с общей сеткой эквивалентная схема генератора имеет вид, изображенный на рис. 13.4.1 (индуктивностью сеточного ввода пренебрегаем). На этой схеме $x_a = \rho_a \operatorname{tg} ml_a$ — входное сопротивление анодно-сеточной (анодной) линии и $x_к = \rho_к \operatorname{tg} ml_к$ — входное сопротивление катодно-сеточной (катодной) линии. Согласно правилу фаз, для самовозбуждения схемы необходимо, чтобы сопротивление участка сетка — катод носило емкостный характер, поэтому $C_{gк}$ и $x_к$ на рабочей частоте должны быть эквивалентны некоторой емкости $C'_{gк}$. Эта емкость, очевидно, определяется из условия:

$$\omega C'_{gк} = \omega C_{gк} - \frac{1}{x_к}.$$

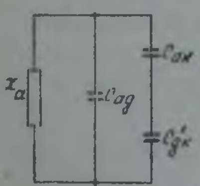


Рис. 13.4.2.

Сопротивление же участка сетка — анод должно носить индуктивный характер, что возможно только в случае, когда

$$0 < x_a < \frac{1}{\omega C_{ag}}.$$

Таким образом, колебательный контур генератора может быть представлен в виде, изображенном на рис. 13.4.2. Коэффициент обратной связи в схеме равен

$$k = \frac{C_{aк}}{C'_{gк}},$$

откуда

$$C'_{gк} = \frac{C_{aк}}{k}.$$

При использовании этого соотношения полная емкость контура

$$C_к = C_{ag} + \frac{C_{aк} C'_{gк}}{C_{aк} + C'_{gк}}$$

может быть выражена через коэффициент обратной связи:

$$C_к = C_{ag} + \frac{C_{ач}}{1+k}. \qquad (13.4.1)$$

При изменении длины катодной линии будет меняться коэффициент обратной связи, что согласно (13. 4. 1) будет вызывать изменение эквивалентной емкости контура, т. е. частоты генерируемых колебаний. Колебания в схеме могут существовать только при $k > 0$, поэтому минимальное значение эквивалентной емкости контура получается, когда $k \to \infty$, и равно

$$C_{к\,мин} = C_{ag}.$$

Максимальное же значение получается при $k = 0$ и составляет

$$C_{к\,макс} = C_{ag} + C_{ак}.$$

Вследствие этого относительное изменение частоты генерируемых колебаний при изменении длины катодной линии не превысит величины

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \cong \frac{C_{ач}}{2C_{ag}} \ll 1.$$

Следовательно, в схеме с общей сеткой частота генерируемых колебаний весьма слабо меняется при изменении длины катодной линии.

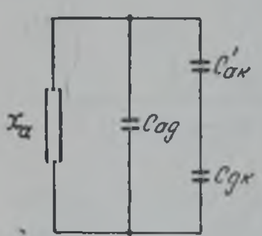


Рис. 13. 4. 3.

В схеме же с общим анодом катодная линия включена параллельно емкости $C_{ак}$, поэтому эквивалентная схема колебательного контура будет иметь вид, изображенный на рис. 13. 4. 3, где

$$\omega C'_{ак} = \omega C_{ак} - \frac{1}{x_к}$$

и

$$C'_{ак} = kC_{gк}.$$

Эквивалентная емкость контура для схемы с общим анодом оказывается равной

$$C_к = C_{ag} + \frac{C'_{ак}C_{gк}}{C'_{ак} + C_{gк}} = C_{ag} + \frac{k}{1+k}C_{gк},$$

и при изменении длины катодной линии в области, где существуют колебания, меняется от

$$C_{к\,мин} = C_{ag}$$

до

$$C_{к\,макс} = C_{ag} + C_{gк}.$$

Поэтому отношение максимальной частоты генерируемых колебаний к минимальной при изменении коэффициента обратной связи будет примерно равно

$$\frac{\omega_{макс}}{\omega_{мин}} \simeq \sqrt{\frac{C_{к\,макс}}{C_{к\,мин}}} \simeq \sqrt{1 + \frac{C_{gк}}{C_{ag}}}.$$

Таким образом, хотя в схеме с общим анодом частота и определяется в основном параметрами анодно-сеточного контура, все же изменение частоты генерируемых колебаний при изменении длины катодной линии значительно больше, чем в схеме с общей сеткой. Последнее объясняется тем, что в схеме с общим анодом связь через емкость $C_{gк}$ между анодно-сеточным и катодно-анодным контуром значительно больше, чем связь через емкость $C_{ак}$ между анодно-сеточным и катодно-сеточным контурами в схеме с общей сеткой. Большие пределы изменения частоты при изменении катодной реактивности в случае использования длинной линии по сравнению со схемой с сосредоточенными параметрами объясняются тем, что расширяются пределы изменения реактивности; так, в случае использования сосредоточенных параметров предполагалось, что $x_к > 0$, тогда как в случае линии возможно $x_к < 0$.

Для определения зависимости частоты генерируемых колебаний от параметров анодно-сеточного контура в схемах генераторов с линиями рассмотрим случай, когда энергетический режим генератора, т. е. коэффициент обратной связи не меняется. При этом частота генерируемых колебаний будет определяться одной из собственных частот колебательной системы, состоящей из постоянной емкости $C_к = C_{ag} + \frac{C_{ak}}{1+k}$ в случае схемы с общей сеткой или $C_к = C_{ag} + \frac{k}{1+k} C_{gk}$ в случае схемы с общим анодом и отрезка замкнутой на конце длинной линии с волновым сопротивлением ρ_a и длиной l_a (рис. 13. 4. 4). Собственные частоты такой системы определяются из условия резонанса

$$\frac{1}{\omega C_к} = \rho_a \operatorname{tg} m l_a. \qquad (13.\ 4.\ 2)$$

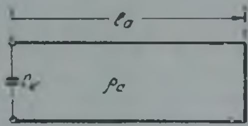


Рис. 13. 4. 4.

Введем обозначения:

$$x = m l_a = \frac{\omega}{v} l_a, \qquad (13.\ 4.\ 3)$$

где v — скорость распространения электромагнитной энергии в линии, и

$$a = \frac{\rho_a v C_к}{l_a}; \qquad (13.\ 4.\ 4)$$

тогда для определения собственных частот колебательной системы получим следующее уравнение:

$$\operatorname{ctg} x = ax.$$

Качественное представление о корнях этого уравнения проще всего получить путем графического его решения. Корни уравнения являются абсциссами точек пересечения прямой $y = ax$ и котангенсоиды $y = \operatorname{ctg} x$ (рис. 13. 4. 5). Из графика очевидно, что система обладает бесчисленным множеством положительных корней:

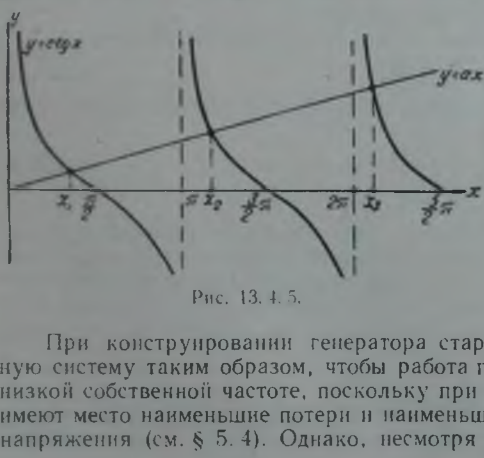


Рис. 13. 4. 5.

$$0 < x_1 < \frac{\pi}{2};$$

$$\pi < x_2 < \frac{3}{2}\pi;$$

$$2\pi < x_3 < \frac{5}{2}\pi;$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$(n-1)\pi < x_n < \frac{2n-1}{2}\pi.$$

При конструировании генератора стараются построить колебательную систему таким образом, чтобы работа происходила на первой, самой низкой собственной частоте, поскольку при этом в колебательной системе имеют место наименьшие потери и наименьшая амплитуда колебательного напряжения (см. § 5. 4). Однако, несмотря на все преимущества работы на низшей собственной частоте колебательной системы, часто приходится работать на следующей собственной частоте.

При использовании в качестве колебательной системы отрезков длинных линий возникает вопрос о том, как заставить генератор работать на нужной частоте колебательной системы. Из графиков рис. 13. 4. 5 следует, что

$$x_2 > 3x_1, \quad x_3 > 5x_1 \text{ и т. д.},$$

т. е. высокие резонансные частоты больше низшей частоты колебательной системы по крайней мере в три раза (в действительности, как правило, даже больше, потому что работа при ml, близком к $\frac{\pi}{2}$, обычно неосуществима вследствие достаточно больших емкостей в начале линии). Поэтому при работе генератора на основной частоте колебательной системы опасность возбуждения на других резонансных частотах практически отсутствует, так как данные частоты достаточно высоки.

При увеличении же линии на полволны генератор работает на второй резонансной частоте колебательной системы, поэтому возникает опасность «перескока» генератора на более низкую основную частоту колебательной системы. Выясним, какие меры необходимо предпринимать для того, чтобы возбуждение на основной частоте колебательной системы было невозможно. Очевидно, для этого достаточно построить колебательную систему генератора таким образом, чтобы на рабочей частоте коэффициент обратной связи имел нужную для осуществления требуемого режима величину, а на «паразитной» основной частоте колебательной системы был отрицателен.

В схеме с общей сеткой возможно отсутствие самовозбуждения на более низкой частоте вследствие недостаточно большой проводимости $\omega C_{ак}$. В таком случае никаких дополнительных мер для отсутствия самовозбуждения можно не предпринимать. В том же случае, когда $\omega C_{ак}$ достаточно велико и на низкой резонансной частоте, а также в случае схемы с общим анодом, необходимо учитывать возможность возбуждения генератора на более низкой основной частоте колебательной системы.

Выясним условия, которые следует выполнить для отсутствия возбуждения нежелательных колебаний. При решении этой задачи можно пренебречь влиянием активных сопротивлений. Тогда для схемы с общей сеткой будем иметь следующие уравнения:

Уравнение для резонансных частот колебательной системы

$$\rho_a \omega C_к \operatorname{tg} ml_a = 1. \qquad (13.\ 4.\ 5)$$

Уравнение, связывающее коэффициент обратной связи с параметрами схемы,

$$k = \frac{k_0}{1 - \dfrac{1}{\rho_к \omega C_к \operatorname{tg} ml_к}}. \qquad (13.\ 4.\ 6)$$

Корни первого уравнения могут быть найдены с помощью графика (рис. 13. 4. 6, a): рабочей частотой является ω_2, «паразитной» — ω_1. Зависимость коэффициента обратной связи от частоты изображена на рис. 13. 4. 6, a. Если длина катодной линии меньше половины рабочей длины волны (соответствующей частоте ω_2), то рабочая частота лежит в пределах (рис. 13. 4. 6)

$$\omega_1' < \omega_2 < \omega_2',$$

причем на этой частоте ω_2 коэффициент обратной связи имеет необходимую для обеспечения соответствующего режима величину k. Для отсутствия самовозбуждения на частоте ω_1 необходимо, чтобы эта частота ω_1 удовлетворяла условию:

$$\omega_1 < \omega_1'.$$

Следовательно, при заданных ω_2 и k на частоте ω_2 желательно выбрать параметры линий таким образом, чтобы ω_1 было по возможности меньшим, а ω_1' — большим. Менять же эти величины ω_1 и ω_1' можно путем изменения волновых сопротивлений соответственно анодно-сеточной и катодно-сеточной линий. Выясним прежде всего, как связаны изменения ω_1 и ρ_a.

Уравнение (13.4.5) можно переписать в виде двух уравнений для частот ω_2 и ω_1:

$$\left.\begin{aligned} \omega_2\rho_a C_к \operatorname{tg} m_2 l_a = 1; \\ \omega_1\rho_a C_к \operatorname{tg} m_1 l_a = 1. \end{aligned}\right\} \qquad (13.4.7)$$

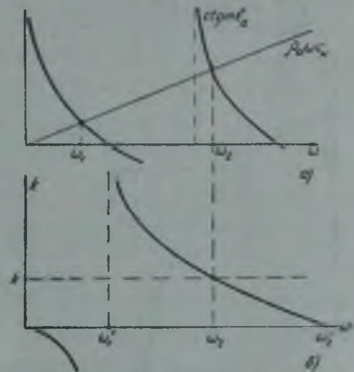


Рис. 13.4.6.

Логарифмируя оба эти уравнения и беря от них дифференциалы, получим:

$$\frac{d\rho_a}{\rho_a} + \frac{m_2 l_a}{\sin m_2 l_a \cdot \cos m_2 l_a}\frac{dl_a}{l_a} = 0;$$

$$\frac{d\omega_1}{\omega_1} + \frac{d\rho_a}{\rho_a} + \frac{m_1 l_a}{\sin m_1 l_a \cdot \cos m_1 l_a}\left(\frac{dl_a}{l_a} + \frac{d\omega_1}{\omega_1}\right) = 0,$$

поскольку

$$d\omega_2 = 0 \quad \text{и} \quad \frac{dm_1}{m_1} = \frac{d\omega_1}{\omega_1}.$$

Исключая из этих уравнений $\frac{dl_a}{l_a}$, получим

$$\frac{d\omega_1}{d\rho_a} = -\frac{\omega_1}{\rho_a}\,\frac{1 - \dfrac{m_1 l_a}{\sin m_1 l_a \cdot \cos m_1 l_a}\,\dfrac{\sin m_2 l_a \cdot \cos m_2 l_a}{m_2 l_a}}{1 + \dfrac{m_1 l_a}{\sin m_1 l_a \cdot \cos m_1 l_a}},$$

или, учитывая соотношение

$$\frac{1}{\sin m_1 l_a \cdot \cos m_1 l_a} = \operatorname{tg} m_1 l_a + \operatorname{ctg} m_1 l_a = \frac{\rho_a^2\omega_1^2 C_к^2 + 1}{\rho_a\omega_1 C_к},$$

получим

$$\frac{d\omega_1}{d\rho_a} = -\rho_a\omega_1 C_к^2\,\frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{(1 + \rho_a^2\omega_2^2 C_к^2)\left(1 + \dfrac{m_1 l_a}{\sin m_1 l_a \cdot \cos m_1 l_a}\right)}.$$

Поскольку $m_1 l_a < \frac{\pi}{2}$, то $\sin m_1 l_a \cdot \cos m_1 l_a > 0$, следовательно,

$$\frac{d\omega_1}{d\rho_a} < 0,$$

т. е. для получения малой величины ω_1 волновое сопротивление анодно-сеточной линии целесообразно выбирать большим.

Аналогично, из уравнения (13.4.6) можно получить, что

$$\frac{d\omega_1'}{d\rho_к} < 0,$$

т. е. для увеличения частоты ω_1' волновое сопротивление катодной линии следует выбирать малым.

При выбранном волновом сопротивлении анодно-сеточной линии ρ_a существует такая величина волнового сопротивления катодной линии $\rho_{\kappa\ \text{макс}}$, что при любом $\rho_\kappa < \rho_{\kappa\ \text{макс}}$ коэффициент обратной связи будет отрицателен на основной частоте. Для нахождения максимально допустимого волнового сопротивления катодной линии имеем следующие уравнения:

$$\left.\begin{aligned} \rho_{\kappa\ \text{макс}}\omega_2 C_{g\kappa} \operatorname{tg} m_2 l_\kappa &= \frac{k}{k - k_0}; \\ \rho_{\kappa\ \text{макс}}\omega_1 C_{g\kappa} \operatorname{tg} m_1 l_\kappa &= 1. \end{aligned}\right| \tag{13. 4. 8}$$

Первое из этих уравнений выведено из условия, что на рабочей частоте ω_2 коэффициент обратной связи равен заданной величине k. Второе же уравнение получено из условия, что коэффициент обратной связи бесконечен на основной частоте колебательной системы ω_1. Разделив второе уравнение на первое, получим

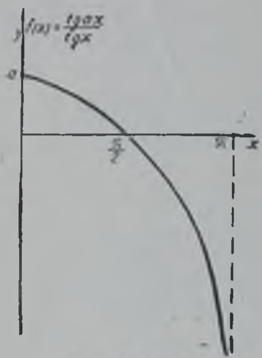


Рис. 13.4.7.

$$\frac{\operatorname{tg} m_1 l_\kappa}{\operatorname{tg} m_2 l_\kappa} = \frac{\omega_2}{\omega_1}\,\frac{k - k_0}{k}. \tag{13. 4. 9}$$

Обозначим $m_2 l_\kappa = x < \pi$; $\frac{m_1}{m_2} = \frac{\omega_1}{\omega_2} = a < \frac{1}{3}$; тогда уравнение (13. 4. 9) принимает вид:

$$\frac{\operatorname{tg} ax}{\operatorname{tg} x} = \frac{k - k_0}{ak}. \tag{13. 4. 10}$$

Для анализа решения этого уравнения построим график функции $f(x) = \frac{\operatorname{tg} ax}{\operatorname{tg} x}$ для значений $x < \pi$. График функции $f(x)$ имеет вид, изображенный на рис. 13.4.7. При $x = 0$,

$$f(0) = a.$$

Из приведенного графика следует, что при $k > k_0$, когда $\frac{k - k_0}{ak} > 0$, уравнение имеет решение только при условии

$$\frac{k - k_0}{ak} < a,$$

или

$$a^2 > 1 - \frac{k_0}{k}. \tag{13. 4. 11}$$

При

$$a^2 < 1 - \frac{k_0}{k} \tag{13. 4. 12}$$

уравнение (13. 4. 4) решения не имеет, поскольку

$$\frac{\operatorname{tg} ax}{\operatorname{tg} x} < \frac{k - k_0}{ak}. \tag{13. 4. 13}$$

В этом случае коэффициент обратной связи отрицателен на основной частоте при любом волновом сопротивлении катодной линии. Действительно, пусть параметры катодной линии выбраны так, что выполнено первое из уравнений (13. 4. 9), тогда согласно неравенству (13. 4. 13) второе из уравнений (13. 4. 9) обращается в неравенство:

$$\rho_\kappa \omega_1 C_{g\kappa} \operatorname{tg} m_1 l_\kappa < 1,$$

а последнее означает, что $\omega_1 < \omega_1'$ и $k < 0$.

При $k < k_0$ уравнение (13.4.10) всегда имеет решение, поскольку $f(x) \to -\infty$ при $x \to \pi$.

Из неравенства (13.4.10) и условия $a < \frac{1}{3}$ следует, что при

$$k > \frac{9}{8} k_0 \simeq k_0$$

коэффициент обратной связи отрицателен на основной частоте при любом волновом сопротивлении катодной линии. С другой стороны, в схеме с общей сеткой требуемое для работы генератора значение коэффициента обратной связи, как правило, больше k_0 (поскольку $k_0 = \frac{C_{ак}}{C_{gк}}$ достаточно мало). Следовательно, в случае работы на второй собственной частоте анодно-сеточного контура при длине катодной линии $l_к < \frac{\lambda}{2}$ коэффициент обратной связи на основной частоте анодно-сеточного контура обычно оказывается отрицательным при любых значениях волновых сопротивлений анодно-сеточной и катодно-сеточной линий.

Если же требуемые значения коэффициента обратной связи удовлетворяют неравенству (13.4.11), то волновое сопротивление катодной линии рекомендуется брать меньше величины $\rho_{к\,макс}$, определяемой из уравнений (13.4.8).

В том случае, когда длину катодно-сеточной линии необходимо выбрать из конструктивных соображений больше $\frac{\lambda}{2}$, рабочая частота ω_2 будет больше частоты ω_2', и при некоторых значениях волнового сопротивления катодной линии частота ω_1 может попасть в интервал $\omega_1' < < \omega_1 < \omega_1''$, где коэффициент обратной связи положителен. Волновое сопротивление катодной линии следует выбирать достаточно малым, так, чтобы было выполнено условие $\omega_1 < \omega_1'$. Максимальное значение волнового сопротивления находится из той же системы уравнений (13.4.8), только теперь

$$\pi < m_2 l_к < 2\pi,$$

тогда как

$$m_1 l_к < \frac{\pi}{2}.$$

Для решения этой системы уравнений положим

$$m_2 l_к = \frac{3\pi}{2} + x,$$

где

$$-\frac{\pi}{2} < x < \frac{\pi}{2};$$

тогда

$$m_1 l_к = a\left(\frac{3\pi}{2} + x\right) < \frac{\pi}{2},$$

причем

$$a < \frac{1}{3},$$

и система уравнений принимает вид:

$$\rho_{к\,макс}\omega_2 C_{gк} \operatorname{ctg} x = \frac{k}{k - k_0};$$

$$\rho_{к\,макс}\omega_1 C_{gк} \operatorname{tg} a\left(\frac{3\pi}{2} + x\right) = 1.$$

Исключая отсюда $\rho_{к\,макс}$, получим

$$\operatorname{tg} x \cdot \operatorname{tg} a\left(\frac{3\pi}{2}+x\right)=\frac{k-k_0}{ka}. \qquad (13.4.14)$$

График функции $f(x)=\operatorname{tg} x \cdot \operatorname{tg} a\left(\frac{3\pi}{2}+x\right)$ имеет вид, изображенный на рис. 13.4.8, a для случая $a \leqslant \frac{1}{4}$ и на рис. 13.4.8, $б$ для случая $\frac{1}{4}<a \leqslant \frac{1}{3}$. Из этих графиков следует, что уравнение (13.4.14), а следовательно, и система уравнений (13.4.8), всегда имеет решение и это решение является единственным.

Таким образом, для схемы с общей сеткой при выбранном волновом сопротивлении анодной линии в случае работы на второй резонансной частоте анодно-сеточного контура всегда можно найти такое волновое сопротивление катодной линии $\rho_{к\,макс}$, что при любом $\rho_к < \rho_{к\,макс}$ коэффициент обратной связи на более низкой основной частоте колебательной системы будет отрицателен.

Для схемы с общим анодом зависимость коэффициента обратной связи от длины катодной линии имеет вид (рис. 13.4.9):

$$k=k_0-\frac{1}{\rho_к \omega C_{gк} \operatorname{tg} m l_к}.$$

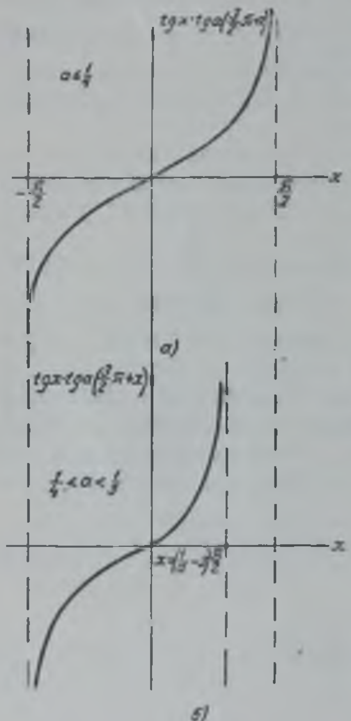


Рис. 13. 4. 8.

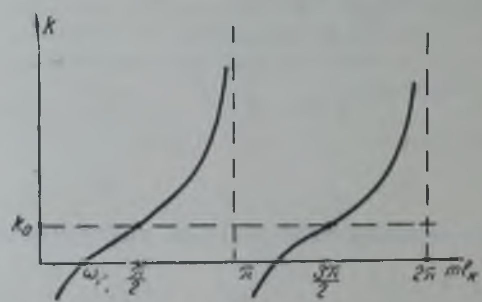


Рис. 13. 4. 9.

Коэффициент обратной связи отрицателен на достаточно низких частотах при

$$\omega < \omega_{к_1},$$

где частота $\omega_{к_1}$ находится из уравнения:

$$k_0 \rho_к \omega C_{gк} \operatorname{tg} m l_к = 1.$$

Поэтому при выбранном волновом сопротивлении анодной линии максимальное значение волнового сопротивления катодной линии определяется из системы уравнений:

$$\left.\begin{aligned} \rho_{к\,макс}\omega_2 C_{gк} \operatorname{tg} m_2 l_к &= \frac{1}{k_0-k}; \\ \rho_{к\,макс}\omega_1 C_{gк} \operatorname{tg} m_1 l_к &= \frac{1}{k_0}. \end{aligned}\right\} \qquad (13.4.15)$$

Исключая из последних уравнений $\rho_{к\,макс}$, получим внешне то же самое уравнение, что и в случае схемы с общей сеткой:

$$\frac{\omega_2}{\omega_1}\cdot\frac{\operatorname{tg} m_2 l_c}{\operatorname{tg} m_1 l_к} = \frac{k_0}{k_0 - k}.$$

Благодаря этому все качественные выводы, сделанные для схемы с общей сеткой, остаются справедливыми и для схемы с общим анодом. В случае $l_к < \frac{\lambda}{2}$ коэффициент обратной связи отрицателен на основной частоте анодно-сеточного контура при любых волновых сопротивлениях катодной линии, когда

$$a^2 < 1 - \frac{k}{k_0}.$$

Поскольку $a < \frac{1}{3}$, то при $k < \frac{8}{9} k_0$ коэффициент обратной связи отрицателен на основной частоте колебательной системы при любых волновых сопротивлениях катодной линии. При $l_к > \frac{\lambda}{2}$ из системы уравнений (13. 4. 15) определяется максимальное значение волнового сопротивления катодной линии, точно так же как и в случае схемы с общей сеткой.

§ 13.5. Практические схемы триодных генераторов дециметровых волн

Генераторы с колебательными системами в виде отрезков длинных линий применяются в нижней части диапазона метровых волн ($\lambda \cong 1 \div 1{,}5$ *м*) и диапазоне дециметровых волн. При построении генераторов в длинноволновой части этого диапазона (волны с длиной волны около 1 *м*) чаще всего используются двухтактные схемы с симметричными двух-

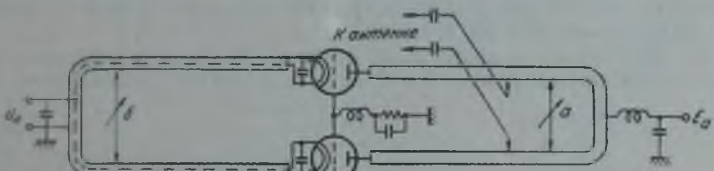


Рис. 13. 5. 1.

проводными линиями. В коротковолновой части диапазона дециметровых волн почти исключительное применение находят однотактные схемы с колебательными системами в виде отрезков коаксиальных линий.

Рассмотрим сначала конструкции генераторов с двухпроводными линиями.

На рис. 13. 5. 1 изображена двухтактная схема с общей сеткой, с двумя отрезками длинных линий: один между анодами, второй между катодами. Частота генерируемых колебаний регулируется изменением длины анодной линии путем перемещения короткозамыкателя *а*, коэффициент обратной связи — при помощи передвижения короткозамыкателя *б* катодной линии. Нагрузка в этой схеме связывается с анодной линией. Источники питания подключаются к средним точкам линий через дроссели из-за неполной симметрии схемы, так же как и в генераторах метровых волн (см. § 12.7). В качестве одного провода накала используется катодная линия, сделанная из трубы, внутри которой проходит второй провод цепи накала. Такой способ подачи накала является небольшим видоизменением рассмотренного выше способа подачи накала через дроссель, сделанный из трубки (рис. 12. 7. 5).

Недостаток двухтактной схемы с общей сеткой заключается в наличии большого высокочастотного напряжения между анодами ламп. Действительно, между анодами ламп действует напряжение $2(U_m + U_{me}) \cong 2E_a$. В случае достаточно мощных генераторов, с массивными анодами и высокими анодными напряжениями, во избежание электрического пробоя между анодами их приходится разносить на достаточно большие расстояния, что приводит к серьезным конструктивным затруднениям. Поэтому в двухтактных схемах чаще используется схема с общим анодом (рис. 13. 5. 2), в которой напряжение между анодами отсутствует. Частота генерируемых колебаний в этой схеме регулируется с помощью короткозамыкателя сеточной линии, коэффициент обратной связи — с помощью короткозамыкателя катодной линии.

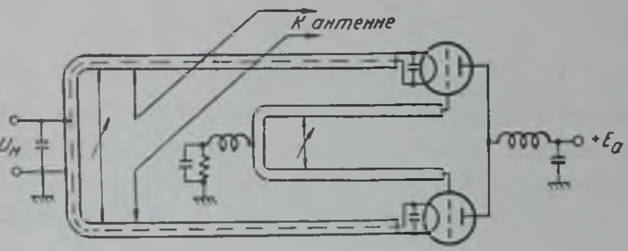


Рис. 13. 5. 2.

Связь с нагрузкой в схеме с общим анодом, как известно, может быть осуществлена как с катодной линией, так и с сеточной. Если в источнике анодного питания отрицательный полюс соединен с корпусом (рис. 13. 5. 2), то нагрузку целесообразно связать с катодной линией, потому что на ней отсутствует высокое постоянное напряжение. В этом случае можно применить непосредственную связь нагрузки с линией, как показано на рис. 13. 5. 2. Величина связи регулируется путем изменения места подключения фидера к линии.

При наличии постоянного напряжения на линии может быть применена непосредственная связь с нагрузкой, с использованием разделительных конденсаторов, обеспечивающих отсутствие постоянного напряжения на фидере, или же индуктивная связь (рис. 13. 5. 3). Регулировка связи в последнем случае осуществляется путем изменения расстояния между плоскостью витка связи и плоскостью линии генератора.

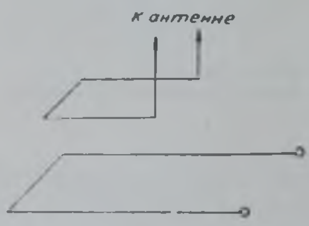


Рис. 13. 5. 3.

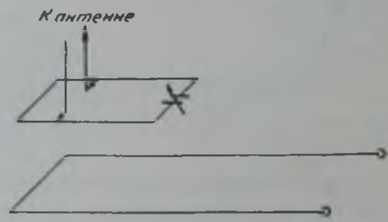


Рис. 13. 5. 4.

Иногда индуктивная связь осуществляется с помощью создания дополнительного настроенного контура (рис. 13. 5. 4), с которым нагрузка связана непосредственно. Величина связи в этом случае может регулироваться как путем изменения расстояния между дополнительным контуром и линией, так и путем изменения места подключения фидера к контуру.

Генераторы с коаксиальными линиями строятся на лампах с плоскими или цилиндрическими электродами, впервые предложенными в 1940 году

Н. Д. Девятковым, Е. Н. Данильцевым, В. К. Хохловым. Выводы от электродов в этих лампах выполнены в форме коаксиальных цилиндров, благодаря чему такие лампы очень хорошо сочленяются с колебательной системой в виде отрезка коаксиальной линии. Выводы от электродов могут быть расположены друг относительно друга различным образом. Наиболее широкое распространение получили лампы, у которых вывод сетки лежит между выводами катода и анода (металлокерамические и маячковые лампы). Меньшее распространение имеют лампы, у которых в середине находится вывод анода (NT-99). Очевидно, что однотактный генератор с коаксиальными линиями для первого типа ламп может быть построен только на схеме с общей сеткой, тогда как при использовании ламп с выводом анода, расположенным между выводами катода и сетки, возможно построение только схемы с общим анодом.

Принципиально конструкции обоих типов генераторов не отличаются друг от друга, поэтому в дальнейшем будет рассмотрена более часто используемая в диапазоне дециметровых волн схема с общей сеткой.

Генератор с общей сеткой имеет две коаксиальные линии: анодно-сеточную и катодно-сеточную. Возможны три варианта взаимного расположения этих линий. В первом варианте они направлены в разные стороны (рис. 13.5.5, *а*). Во втором линии направлены в одну сторону, причем анодно-сеточная линия находится внутри катодно-сеточной (рис. 13.5.5, *б*). В третьем варианте линии направлены также в одну сторону, но внутренней линией является катодно-сеточная линия (рис. 13.5.5, *в*). Последние два варианта более компактны по сравнению с первым и в них проще осуществляется смена лампы, однако в этих вариантах затруднен доступ к внутреннему резонатору и конструкция получается несколько сложнее. Преимуществом последнего варианта является возможность удобного охлаждения анода, что особенно важно для мощных генераторов.

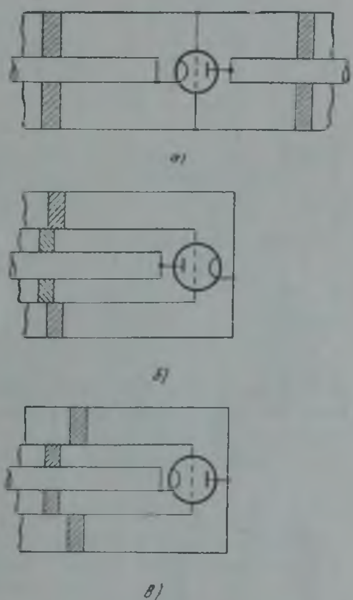


Рис. 13. 5. 5.

Для подачи на электроды генераторной лампы постоянных напряжений необходимо вводить в конструкцию колебательной системы блокировочные конденсаторы. Самым простым решением данной задачи является помещение блокировочных конденсаторов в замыкающих поршнях (рис. 13. 5. 6). Однако это приводит к усложнению конструкции поршней и к увеличению напряжений, действующих на линиях. Например, на анодно-сеточной линии действует напряжение, максимум которого равен

$$E_a - E_g + U_{ma} + U_{mg} \cong 2E_a.$$

В мощных генераторах такое напряжение может оказаться очень высоким, что будет приводить к серьезным конструктивным затруднениям при построении линии. Поэтому блокировочный конденсатор в анодно-сеточной линии, как правило, помещается непосредственно около анода (рис. 13.5.7). Также и конденсатор в поршне катодно-сеточной линии может быть перенесен к лампе. Конструктивно оказывается более удобным поставить его между катодом и внутренней трубой (рис. 13.5.8). Постановка конденсатора между сеткой и средней трубой вызывает конструктивные неудобства с отводом постоянного тока сетки. Для этой цели необходимо

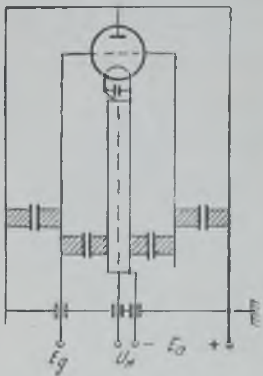


Рис. 13. 5. 6.

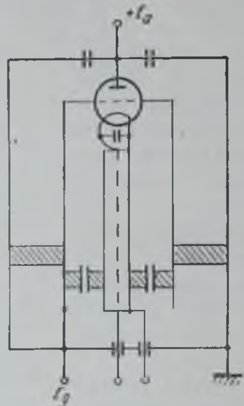


Рис. 13. 5. 7.

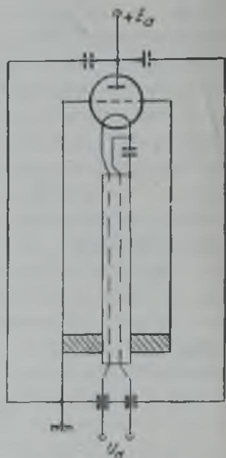


Рис. 13. 5. 8.

либо делать сеточную трубу состоящей из труб с изоляцией между ними (рис. 13.5.9, *а*), либо пропускать провод от сетки в специальной трубочке, служащей экраном (рис. 13.5.9, *б*). В этом случае затрудняется конструкция поршня из-за проходящей сквозь него трубочки с проводом.

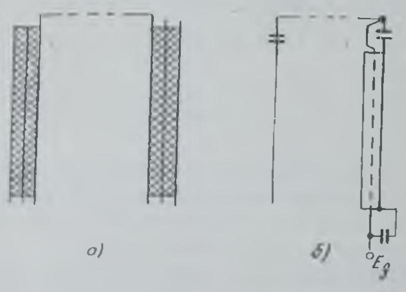


Рис. 13. 5. 9.

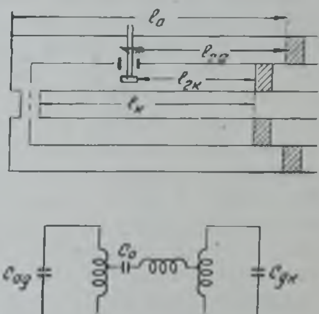


Рис. 13. 5. 10.

Для настройки линий применяются передвижные поршни, закорачивающие линию с одного конца, конструкции которых были рассмотрены в § 5.7.

Весьма существенным для удовлетворительной работы генератора в диапазоне дециметровых волн является обеспечение необходимой величины связи между анодно-сеточной и катодно-сеточной линиями (проводимости $\omega C_{ак}$). Поскольку величина этой связи очень критична, важно иметь возможность ее регулировки.

Простейший способ создания такой дополнительной связи показан на рис. 13. 5. 10. Изменение связи осуществляется либо ввинчиванием и вывинчиванием штырька связи, либо перемещением его вдоль линий колебательной системы. Расчет связи в этом случае можно произвести следующим образом. Эквивалентная схема колебательной системы может быть представлена в виде, изображенном на рис. 13. 5. 11, *а*. Пересчитав треугольник сопротивлений $\bar{z}_0$, $\bar{z}_{2\kappa}$, $\bar{z}_{2a}$ в звезду, получим схему, изображенную на рис. 13. 5. 11, *б*, в которой:

$$\bar{z}'_{2a} = \frac{\bar{z}_{2a}\cdot\bar{z}_0}{\bar{z}_0 + \bar{z}_{2a} + \bar{z}_{2\kappa}} = \frac{\bar{z}_{2a}}{1 + \dfrac{\bar{z}_{2a} + \bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_0}} \cong \bar{z}_{2a}\left[1 - \frac{\bar{z}_{2a} + \bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_0}\right];$$

$$\bar{z}'_{2\kappa} \cong \bar{z}_{2\kappa}\left[1 - \frac{\bar{z}_{2a} + \bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_0}\right];$$

$$\bar{z}'_0 \cong \frac{\bar{z}_{2a}\bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_0},$$

поскольку обычно:

$$|\bar{z}_0| \gg |\bar{z}_{2a}| \quad \text{и} \quad |\bar{z}_0| \gg |\bar{z}_{2\kappa}|$$

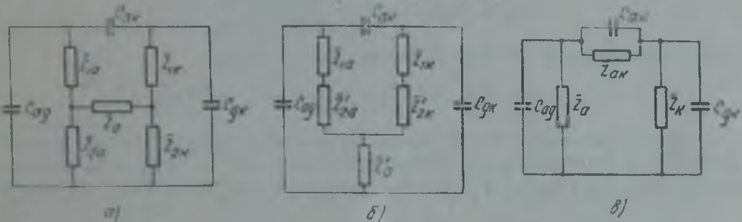


Рис. 13. 5. 11.

Пересчитав получившуюся звезду сопротивлений $\bar{z}'_0$, $\bar{z}_{1a} + \bar{z}'_{2a}$, $\bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}'_{2\kappa}$ в треугольник, получим схему, изображенную на рис. 13. 5. 11, *в*. В полученной схеме элемент связи присоединен параллельно емкости $C_{a\kappa}$, поэтому его легко учесть при расчете генератора.

Сопротивления $\bar{z}_a$, $\bar{z}_\kappa$ и $\bar{z}_{a\kappa}$ оказываются равными соответственно:

$$\bar{z}_a = \bar{z}_{1a} + \bar{z}'_{2a} + \bar{z}'_0 + \frac{\bar{z}_{1a} + \bar{z}'_{2a}}{\bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}'_{2\kappa}}\bar{z}'_0 \cong \bar{z}_{1a} + \bar{z}_{2a} - \left(\frac{\bar{z}_{2a}}{\bar{z}_{2\kappa}} - \frac{\bar{z}_{1a} + \bar{z}_{2a}}{\bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}_{2\kappa}}\right)\frac{\bar{z}_{2a}\cdot\bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_0} \cong \bar{z}_{1a} + \bar{z}_{2a};$$

$$\bar{z}_\kappa = \bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}_{2\kappa} - \left(\frac{\bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_{2a}} - \frac{\bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_{1a} + \bar{z}_{2a}}\right)\frac{\bar{z}_{2a}\cdot\bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_0} \cong \bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}_{2\kappa};$$

$$\bar{z}_{a\kappa} \cong \frac{\bar{z}_{1a} + \bar{z}_{2a}}{\bar{z}_{2a}}\cdot\frac{\bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_{2\kappa}}\bar{z}_0 + (\bar{z}_{1a} + \bar{z}_{2a})\left(1 - \frac{\bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_{2\kappa}}\right) + (\bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}_{2\kappa})\left(1 - \frac{\bar{z}_{1a} + \bar{z}_{2a}}{\bar{z}_{2a}}\right) \cong \frac{\bar{z}_{1a} + \bar{z}_{2a}}{\bar{z}_{2a}}\cdot\frac{\bar{z}_{1\kappa} + \bar{z}_{2\kappa}}{\bar{z}_{2\kappa}}\bar{z}_0.$$

Отношение $\dfrac{\bar{z}_{2a}}{\bar{z}_{1a} + \bar{z}_{2a}} = p_a$ есть коэффициент включения элемента связи в анодный контур, равный отношению напряжения в точке включения к напряжению в верхней точке контура. Аналогично, $\frac{\bar{z}_{2к}}{\bar{z}_{1к}+\bar{z}_{2к}}=p_к$ есть коэффициент включения элемента в катодный контур. Таким образом, если сопротивление $\bar{z}_0$ достаточно велико, то

$$\bar{z}_{ак}\cong\frac{\bar{z}_0}{p_a p_к}.$$

В схеме, изображенной на рис. 13. 5. 12:

$$p_a=\frac{\sin ml_{2a}}{\sin ml_a};$$

$$p_к=\frac{\sin ml_{2к}}{\sin ml_к}$$

и

$$z_0=\omega L_0-\frac{1}{\omega C_0},$$

где C_0 — емкость элемента связи относительно внутренней линии и L_0 — индуктивность штырька; поэтому

$$z_{ак}=\left(\omega L_0-\frac{1}{\omega C_0}\right)\frac{\sin ml_a\cdot\sin ml_к}{\sin ml_{2a}\cdot\sin ml_{2к}},$$

или эквивалентная емкость дополнительной связи

$$C'_{ак}=\frac{C_0}{1-\omega^2L_0C_0}\,\frac{\sin ml_{2к}\sin ml_{2a}}{\sin ml_к\sin ml_a}=C_0\frac{p_ap_к}{1-\omega^2L_0C_0}.$$

Эта дополнительная емкость может быть как положительна, так и отрицательна, в зависимости от места ее включения: если p_a и $p_к$ одного знака, то $C'_{ак}>0$, если же p_a и $p_к$ разных знаков, то $C'_{ак}<0$. Так, например,

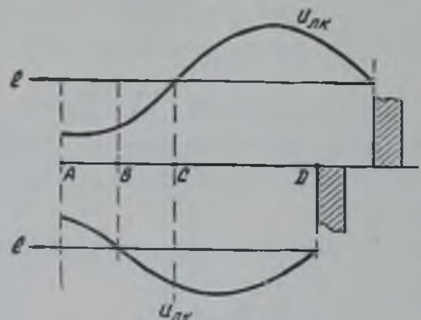


Рис. 13. 5. 12.

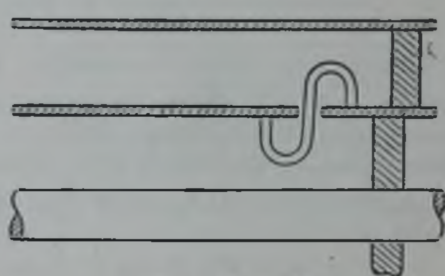


Рис. 13. 5. 13.

при распределении напряжения на линиях, как показано на рис. 13. 5. 12, на участках AB и CD: $p_ap_к>0$, а на участке BC: $p_ap_к<0$.

При индуктивной связи между контурами (рис. 13.5.13) эквивалентная схема имеет вид, изображенный на рис. 13. 5. 14, *а*. Эта схема может быть заменена другой эквивалентной схемой с автотрансформаторной связью, изображенной на рис. 13. 5. 14, *б*, согласно которой имеем:

$$z_0=\omega(L'_1+L'_2-M_1-M_2);$$

$$p_1=\frac{M_1}{L_1};\qquad p_2=\frac{M_2}{L_2}.$$

Следовательно,

$$z_{ак}=\omega(L'_1+L'_2-M_1-M_2)\frac{L_1L_2}{M_1M_2}.$$

Выразим теперь полученные величины через параметры линии. Пусть линия имеет длину l, на входе ее действует напряжение $U_{вх}$, ток в начале линии равен $I_{вх}$. Если виток связи находится на расстоянии l_1 от конца линии (рис. 13. 5. 15), то имеем следующие соотношения. Ток в этом месте линии равен

$$I = \frac{\cos ml_1}{\cos ml} I_л;$$

э. д. с., наводимая в витке,

$$E = \pm \omega MI;$$

напряжение в начале линии

$$U_л = \omega L \cdot I_л = \rho \operatorname{tg} ml \cdot I_л.$$

Отсюда коэффициент включения элемента связи

$$p = \frac{E}{U_л} = \pm \frac{MI}{LI_л} = \pm \frac{\omega M}{\rho} \cdot \frac{\cos ml_1}{\sin ml}.$$

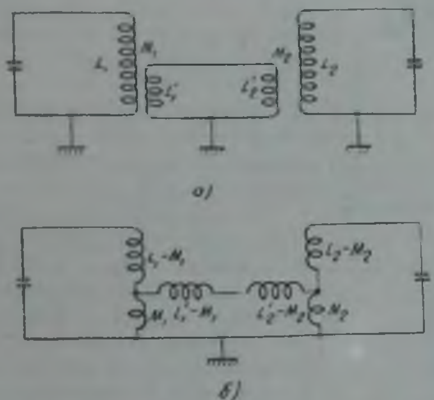


Рис. 13. 5. 14.

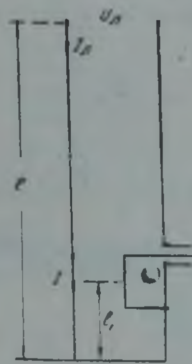


Рис. 13. 5. 15.

Согласно же (5. 8. 5)

$$\omega M = \frac{E}{I} = \frac{\mu}{2\pi} \cdot \frac{S}{R} \cdot \frac{R}{h} \ln \frac{R}{R-h} \cdot \frac{\cos ml_1}{\sin ml},$$

поэтому

$$p = \pm \frac{\mu}{2\pi\rho} \cdot \frac{S}{R} \cdot \frac{R}{h} \ln \frac{R}{R-h} \cdot \frac{\cos ml_1}{\sin ml}. \qquad (13.5.1)$$

Знак, который нужно выбрать, зависит от положения витка. В случае, изображенном на рис. 13. 5. 15, необходимо взять знак плюс. Действительно, при увеличении размеров витка, путем передвижения его нижней точки к месту замыкания линии и увеличения поперечного размера, индуктивная связь превратится в непосредственную; при этом будем иметь

$$E = U_1 = \rho \operatorname{tg} ml_1 \cdot I,$$

т. е.

$$M = L_1$$

и

$$p = + \frac{E}{U_л} = + \frac{\rho \operatorname{tg} ml_1 \cdot \cos ml_1}{\rho \sin ml} = + \frac{\sin ml_1}{\sin ml}.$$

Если же виток связи соединен с корпусом в верхней точке, то в формуле (13. 5. 1) надо брать знак минус.

Оба описанных способа осуществления дополнительной связи между колебательными контурами весьма просты в конструктивном отношении, однако они обладают следующими недостатками. При регулировке емкостной связи в широких пределах необходимо перемещать штырек связи вдоль линии, что является серьезным конструктивным затруднением. Если же передвижение штырька не производится, то изменение связи может быть только односторонним — либо только увеличение междуламповой емкости $C_{ак}$, когда $p_1p_2 > 0$, либо только уменьшение, при $p_1p_2 < 0$. В случае импульсной работы генератора на штыре связи будут наводиться высокие напряжения, поэтому необходимо принимать меры для уменьшения градиентов напряжений, что вызывает конструктивные затруднения.

При индуктивной связи регулировка затруднена вследствие отсутствия доступа к виткам связи, находящимся внутри линий.

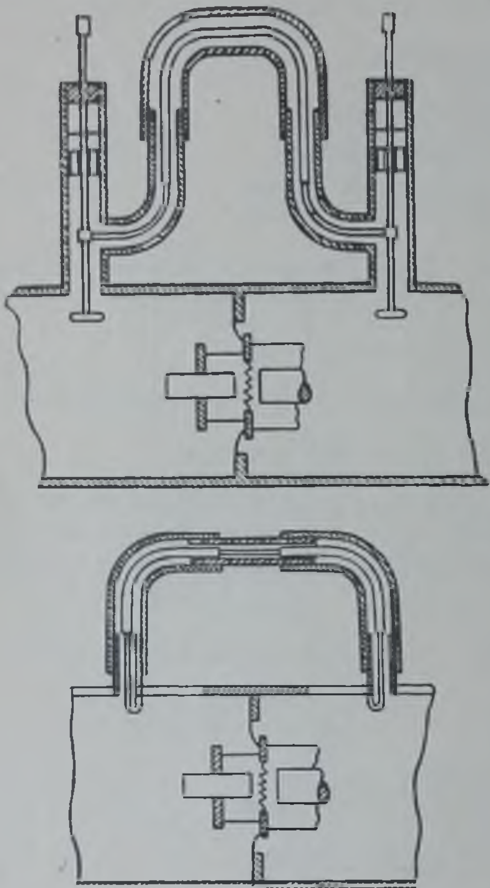


Рис. 13. 5. 16.

Более широкие возможности для регулировки связи допускают схемы, в которых элементы связи с линиями соединены между собой внешней коаксиальной линией (рис. 13. 5. 16). Величина связи в этом случае может регулироваться путем изменения длины соединительной линии. Рассмотрим количественные соотношения, имеющие место при такой связи. Элементы связи соединены между собой через четырехполюсник (рис. 13.5.17, *а*), состоящий из отрезка длинной линии длиной l, с волновым сопротивлением ρ (затуханием пренебрегаем). Такой четырехполюсник может быть заменен П-образным четырехполюсником (рис. 13. 5. 17, *б*), в котором:

$$\bar{z}_1 = \bar{z}_2 = -j\rho \operatorname{ctg} \frac{ml}{2};$$

$$\bar{z}_0 = +j\rho \sin ml.$$

Изменение сопротивлений z_1, z_2 и z_0 с длиной линии показано на рис. 13. 5. 18; из рисунка видно, что наиболее удобно использовать линию с длиной около λ ($ml = 2\pi$). При такой длине сопротивления z_1 и z_2 очень велики, и их влиянием можно пренебречь, а сопротивление z_0 может быть получено как индуктивного характера, так и емкостного.

Однако величины сопротивлений z_0 в этой области малы, что не всегда удобно. Более плавная регулировка может быть получена, если в линии установить режим бегущих волн, для осуществления которого необходимы согласующие устройства на концах линии, почему такие системы

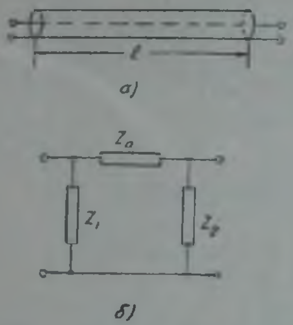


Рис. 13. 5. 17.

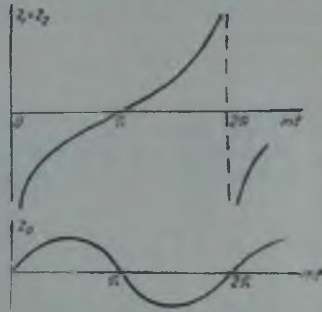


Рис. 13. 5. 18.

оказываются очень сложными в настройке и применяются сравнительно редко.

На очень коротких волнах и особенно в случае генераторов большой мощности связь между контурами может быть обеспечена через отверстия в общей стенке линий (или резонаторов). Регулировка такой связи может осуществляться изменением размера отверстия с помощью заслонок. Связь через отверстие конструктивно весьма удобна и надежна, так как при ней отсутствуют элементы с пониженной электрической прочностью.

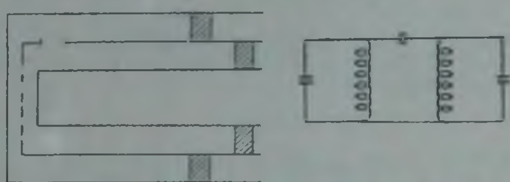


Рис. 13. 5. 19.

Если отверстие проделано в тех частях линий, где велики напряжения и малы токи (рис. 13. 5. 19), то имеет место емкостная или электрическая связь, так как в этом случае связь осуществляется через электрическое поле. Величина связи зависит от площади отверстия и почти не зависит от его конфигурации.

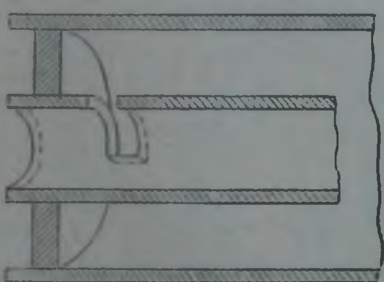


Рис. 13. 5. 20.

Если же отверстие проделано в тех частях линий, где протекают большие токи, то связь получается индуктивной или магнитной (рис. 13. 5. 20).

В этом случае связь между резонаторами осуществляется через магнитное поле.

Отверстие при магнитной связи должно иметь форму щели, вытянутой в направлении линий магнитного поля. Величина связи при этом сильно зависит от длины щели и сравнительно слабо меняется при изменении ее ширины.

§ 13.6. Технический расчет генератора дециметровых волн

Задача технического расчета состоит в выборе лампы и схемы генератора и расчете режима лампы, параметров колебательной системы и связи с нагрузкой.

Выбор лампы производится таким же образом, как и в случае генератора метровых волн.

При расчете режима следует различать два варианта:

1) Когда инерция электронов не существенна, т. е. при

$$U_1 = U_{mg} - DU_m \cong \frac{5P}{SE_a} > 20\frac{d_{g\kappa}^2}{\lambda^2},$$

где $d_{g\kappa}$ — расстояние сетка — катод лампы в *мм*;

λ — длина волны в *м*;

U_1 — амплитуда управляющего напряжения в *в*.

2) Когда инерция электронов сказывается на режиме, т. е. когда

$$U_1 < 20\frac{d_{g\kappa}^2}{\lambda^2}.$$

Вариант I

После выбора лампы и определения мощности, на которую ее следует рассчитывать, выбирают анодное напряжение и производят обычный расчет критического режима, предполагая, что он может быть получен. Критический режим генератора обеспечивается при условии:

$$R_{э_0} \cong \frac{Q}{\omega C_{ag}} > \frac{E_a^2}{2P}.$$

Если это неравенство не выполнено, то заданная мощность не обеспечивается и расчет режима необходимо проделать заново, задаваясь меньшим значением к. п. д. контура и производя расчет на бо́льшую генерируемую мощность. Если выбранная лампа такой мощности не обеспечивает и других подходящих ламп нет, то расчет ведется на максимальное использование лампы либо по анодному току, либо по мощности рассеяния на аноде. Генератор в этом случае будет работать с $\eta_{\kappa} = 0{,}5$ и сопротивлением нагрузки

$$R_э = \frac{R_{э_0}}{2}.$$

Для того, чтобы генератор работал при таком сопротивлении нагрузки в критическом режиме, необходимо иметь

$$I_m = \frac{U_m}{\alpha_1 R_э} = S_{\text{кр}}(E_a - U_m),$$

откуда

$$\xi = \frac{U_m}{E_a} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\alpha_1 S_{\text{кр}} R_э}}$$

и

$$E_a = U_m\left(1 + \frac{1}{\alpha_1 S_{\text{кр}} R_э}\right). \tag{13.6.1}$$

Если задаться импульсом анодного тока I_m, то

$$U_m = \alpha_1 I_m R_э, \tag{13.6.2}$$

и мощность генерируемых колебаний

$$P = \frac{1}{2} I_{a_1} U_m = \frac{\alpha_1^2}{2} I_m^2 R_э. \tag{13.6.3}$$

Потребляемая мощность

$$P_0 = I_{a_0} E_a = \frac{\alpha_0 I_m U_m}{\xi} = \alpha_0\alpha_1\left(1 + \frac{1}{\alpha_1 S_{\text{кр}} R_э}\right) I_m^2 R_э$$

и мощность рассеяния на аноде

$$P_a = P_0 - P = \alpha_0\alpha_1\left[1 + \frac{1}{\alpha_1 S_{\text{кр}} R_э} - \frac{\alpha_1}{2\alpha_0}\right] I_m^2 R_э. \tag{13.6.4}$$

Если при выбранном импульсе анодного тока мощность рассеяния на аноде не превышает допустимой, то из (13. 6. 2) и (13. 6. 1) выбирается анодное напряжение и производится расчет генератора на мощность, определяемую из (13. 6. 3). Если же мощность рассеяния на аноде превышает допустимую, то из (13. 6. 4) находится I_m и далее расчет ведется аналогично.

После расчета режима лампы выбирается схема генератора, руководствуясь соображениями, изложенными в § 13. 2—13. 3, и определяются реактивные сопротивления колебательной системы. В случае схемы с общей сеткой прежде всего определяется необходимое значение проводимости $\omega C_{a\kappa}$, если междуэлектродной емкости лампы недостаточно, затем находятся реактивные сопротивления линий:

$$x_{ag} = \frac{1}{\omega\left(C_{ag} + \frac{C_{a\kappa}}{1+k}\right)},$$

$$x_{\kappa} = \frac{1}{\omega\left(C_{g\kappa} - \frac{C_{a\kappa}}{k}\right)}$$

для схемы с общей сеткой, и:

$$x_{ag} = \frac{1}{\omega\left(C_{ag} + \frac{k}{1+k}C_{g\kappa}\right)},$$

$$x_{\kappa} = \frac{1}{\omega\,(C_{a\kappa} - kC_{g\kappa})}$$

для схемы с общим анодом. В случае двухтактных схем эти сопротивления равны половине входных сопротивлений отрезков линий колебательной системы.

Затем выбираются поперечные размеры анодно-сеточной линии. Исходными данными для их выбора являются конструкция лампы и допустимые градиенты напряжений на линии в случае мощных генераторов (см. § 5. 4). По выбранным поперечным размерам линии определяется ее волновое сопротивление ρ_a и длина

$$l_a = \frac{\lambda}{2\pi}\operatorname{arc\,tg}\frac{x_{ag}}{\rho_a}.$$

При получении очень малой величины l_a длина линии увеличивается на $\frac{\lambda}{2}$, и в случае мощного генератора пересчитываются поперечные размеры линии из-за увеличения напряжения на ней (см. стр. 106).

После определения размеров анодно-сеточной линии определяются размеры катодной линии. Волновое сопротивление катодной линии ρ_κ выбирается на основании размеров выводов лампы, допустимых градиентов напряжений и отсутствия самовозбуждения на основной частоте колебательной системы в случае удлинения линий на $\frac{\lambda}{2}$ (см. § 13. 4).

В схеме с общей сеткой далее выбирается способ осуществления дополнительной связи между линиями (если таковая требуется) и определяются размеры элементов связи и место их включения (см. § 13. 5).

После этого оцениваются активные сопротивления потерь в линиях и определяются мощность потерь в контуре P_κ (как и в случае генератора метровых волн) и мощность в нагрузке

$$P_н = P_1 - P_\kappa - P_g.$$

Затем выбирается способ связи с нагрузкой и производится расчет связи на основании известных мощности в нагрузке и ее сопротивления (см. § 5. 8).

Вариант II

Выбирается лампа и производится расчет критического режима с учетом инерции электронов (см. § 6. 3), в результате которого находятся амплитуда и фазы катодного тока I_κ, φ_κ, анодного тока I_{a_1}, φ_{a_1}, напряжения возбуждения U_{mg}, φ_g, напряжения на аноде U_{ma}, φ_a. Если критический режим не обеспечивается из-за малого сопротивления ненагруженного анодно-сеточного контура

$$R_{ag_0} < 2\frac{U_{mag}}{I_{a_1}},$$

то берется меньшая величина U_{mag}:

$$U_{mag} \cong \frac{1}{2}R_{ag_0}I_{a_1},$$

что ведет к понижению мощности генератора. Если мощность рассеяния на аноде при этом превысит допустимую величину, то необходимо понизить анодное напряжение, учитывая однако, что последнее приведет к меньшему значению $x_?$, а следовательно, и к меньшему значению первой гармоники анодного тока.

После расчета режима находятся реактивные проводимости элементов колебательной системы по формулам (13. 3. 12), (13. 3. 13), (13. 3. 14) и (13. 3. 15), причем (для схемы с общей сеткой) величина $\frac{1}{\rho_g . Q_{g\kappa}}$ предварительно ориентировочно оценивается согласно выражению:

$$\frac{1}{\rho_{g\kappa} Q_{g\kappa}} \simeq \frac{\omega C_{g\kappa}}{Q_{g\kappa}}.$$

После определения величины $\frac{1}{x_{ag}}$ и $\frac{1}{x_{g\kappa}}$ находятся входные сопротивления линий:

$$\frac{1}{x_a} = \frac{1}{x_{ag}} + \omega C_{ag};$$

$$\frac{1}{x_\kappa} = \frac{1}{x_{g\kappa}} + \omega C_{g\kappa},$$

и дальнейший расчет ведется так же, как и в варианте I.

Глава 14

КЛИСТРОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ С САМОВОЗБУЖДЕНИЕМ

Пролетный клистрон как генератор с внешним возбуждением был рассмотрен в главе 7. Преимущества клистронного генератора перед триодным в диапазоне весьма коротких (сантиметровых) волн сохраняются и при использовании его в режиме самовозбуждения. Подобно триодному генератору с самовозбуждением, клистронный генератор может быть использован либо как возбудитель, либо как мощный генератор с самовозбуждением, работающий на фидер.

§ 14. 1. Самовозбуждение пролетного клистрона

Для осуществления режима самовозбуждения пролетного клистрона необходимо ввести цепь обратной связи между улавливателем и группирователем и надлежащим образом подобрать фазу напряжения между сетками группирователя. Обратная связь может быть осуществлена либо через внешнюю цепь, соединяющую резонаторы, либо просто через отверстие в примыкающих друг к другу стенках резонаторов (рис. 14. 1. 1).

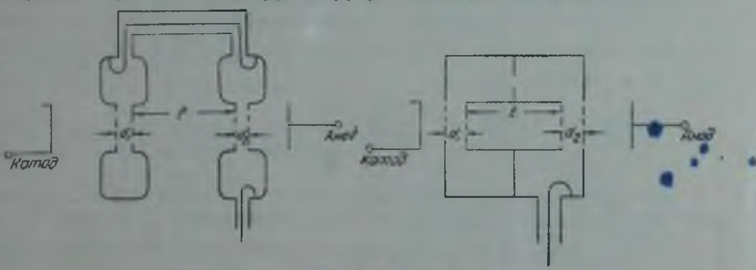


Рис. 14. 1. 1.

В § 7. 3 было показано, что если напряжение на сетках группирователя задано в виде $u_1 = U_{m_1} \sin \omega t$, то первая гармоника наведенного в улавливателе тока выражается следующим равенством:

$$i_{н_1} \cong I_{н_1} \cos(\omega t - \psi_0) = \beta_2 k_c I_a \cdot 2J_1(X) \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2} - \psi_0\right).$$

Рассмотрим условия баланса фаз и баланса амплитуд для клистронного генератора с самовозбуждением.

Для обеспечения возможности самовозбуждения, напряжение, создаваемое цепью обратной связи на сетках группирователя, должно совпадать по фазе с напряжением u_1 и быть равным ему по амплитуде. Цепь обратной связи в общем случае создает некоторый фазовый сдвиг φ между напряжениями на улавливателе и группирователе.

Следовательно, условие баланса фаз имеет следующий вид:

$$\psi_0 + \frac{\pi}{2} - \varphi = 2\pi p, \qquad (14.1.1)$$

где $p = 0;\ 1,\ 2,\ 3\ldots$

Необходимо иметь в виду, что фазовый угол φ зависит как от параметров цепи обратной связи, так и от настройки обоих резонаторов.

Амплитуда напряжения на группирователе прямо пропорциональна амплитуде напряжения на улавливателе. Коэффициент пропорциональности между ними может быть назван коэффициентом обратной связи. Предположим, что оба резонатора настроены точно на одну и ту же частоту. Тогда:

$$\overline{U}_{m_1} = \overline{k}\,\overline{U}_{m_2};$$

$$\overline{U}_{m_2} = k e^{j\varphi_k} U_{m_1} e^{-j\left(\frac{\pi}{2}+\psi_0\right)}.$$

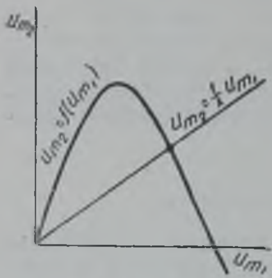


Рис. 14. 1. 2.

Отсюда:

$$\varphi_k = \psi_0 + \frac{\pi}{2} + 2\pi N; \qquad (14.1.1а)$$

$$U_{m_1} = \frac{1}{k} U_{m_2}. \qquad (14.1.2)$$

Но, с другой стороны,

$$U_{m_2} = I_{н_1} R_э = k_c \beta_2 I_к \cdot 2J_1(X) R_э =$$

$$= k_c \beta_2 I_к \cdot 2J_1\left(0{,}5\beta\psi_0 \frac{U_{m_1}}{E_a}\right) R_э. \qquad (14.1.3)$$

Уравнение (14.1.3) может быть представлено графически в виде колебательной характеристики, уравнение (14.1.2) — в виде прямой обратной связи (рис. 14.1.2). Учитывая, что $U_{m_1} = \frac{2E_a X}{\beta_1\psi_0}$ и подставляя (14.1.2) в (14.1.3), получим:

$$\frac{E_a}{\beta_1\beta_2\psi_0 I_к k_c} = k\frac{J_1(X)}{X}\cdot R_э \quad \text{или} \quad k = \frac{E_a}{\beta_1\beta_2 k_c\psi_0 \frac{J_1(X)}{X} I_0 R_э} = \frac{1}{S_{ср}R_э}.$$

Это выражение совершенно аналогично соответствующему выражению для триодного генератора с самовозбуждением. Величина $S_{ср} = \frac{I_0}{E_a}\beta_1\beta_2 k_c\psi_0 \frac{J_1(X)}{X}$ имеет размерность и смысл средней крутизны (средней электронной проводимости) генерирующего клистрона.

Минимальное значение коэффициента обратной связи, при котором возможно самовозбуждение, найдем, положив $X \to 0$:

$$k_{мин} = \frac{2E_a}{I_к R_э \beta_1\beta_2 k_c\psi_0} = \frac{1}{SR_э}. \qquad (14.1.4)$$

Величина $S = 0{,}5\frac{I_0}{E_a}\beta_1\beta_2 k_c\psi_0$ является статической крутизной (электронной проводимостью).

Резонаторы образуют систему из двух связанных контуров и, следовательно, при достаточно больших значениях добротностей и сильной связи обладают двумя резонансными частотами. При этом фазовый сдвиг между напряжением u_1 и u_2 может быть либо 0, либо π, в зависимости от того, на какой из частот связи установятся колебания. Тогда условие баланса фаз примет вид:

$$\psi_0 + \frac{\pi}{2} = 2\pi p,$$

или

$$\psi_0 - \frac{\pi}{2} = 2\pi p,$$

откуда следует:

$$\left.\begin{aligned} \psi_0 &= 2\pi\left(p - \frac{1}{4}\right), \\ &\text{или} \\ \psi_0 &= 2\pi\left(p + \frac{1}{4}\right). \end{aligned}\right| \qquad (14.1.5)$$

Принимая во внимание, что

$$\psi_0 = 2\pi \frac{500}{\lambda\sqrt{E_a}}\left(\frac{d_1}{2} + \frac{d_2}{2} + l\right),$$

эти условия можно представить так:

$$\left.\begin{aligned} \frac{500\left(l + \dfrac{d_1 + d_2}{2}\right)}{\lambda_{\mathrm{I}}\sqrt{E_a}} &= p - \frac{1}{4}; \\ \frac{500\left(l + \dfrac{d_1 + d_2}{2}\right)}{\lambda_{\mathrm{II}}\sqrt{E_a}} &= p + \frac{1}{4}. \end{aligned}\right| \qquad (14.1.6)$$

Отсюда следует, что при изменении анодного напряжения автоколебания возможны лишь при определенных его значениях.

Зависимость мощности автоколебаний от напряжения на аноде представлена на рис. 14. 1. 3. Области значений анодного напряжения, в которых существуют автоколебания, называются зонами генерирования. Каждая зона является парной, причем переход от одной половины зоны к другой сопровождается скачкообразным переходом с одной частоты связи на другую.

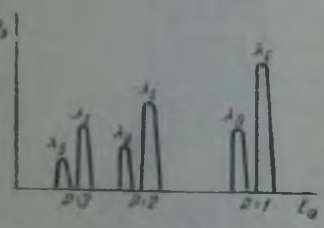


Рис. 14. 1. 3.

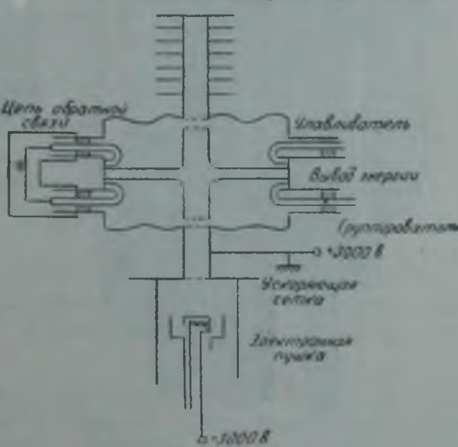


Рис. 14. 1. 4.

Энергетические соотношения в клистронном генераторе с самовозбуждением ничем не отличаются от рассмотренных в главе 7 соотношений для клистронного генератора с внешним возбуждением. На рис. 14. 1. 4 дан эскиз конструкции 30-ваттного самовозбуждающегося клистрона.

§ 14. 2. Устройство и принцип работы отражательного клистрона

Отражательный клистрон впервые был предложен и разработан в Советском Союзе В. Ф. Коваленко (авт. свид. № 59112, 1940 г.). Теория отражательного клистрона разработана советскими специалистами: В. И. Калининым, С. Д. Гвоздовером, Я. П. Терлецким и В. Ф. Коваленко.

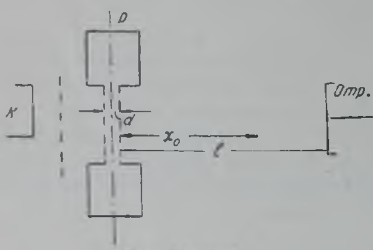


Рис. 14. 2. 1.

Особенностью отражательного клистрона является совмещение функций группирователя и улавливателя в одном резонаторе, что существенно упрощает его регулировку по сравнению с двухконтурным клистронным автогенератором. Однако эта особенность, как будет показано ниже, приводит к значительному уменьшению коэффициента полезного действия. Поэтому отражательные клистроны целесообразно использовать в тех случаях, когда требуемая полезная мощность невелика, например в качестве гетеродина приемника СВЧ, для измерительных целей

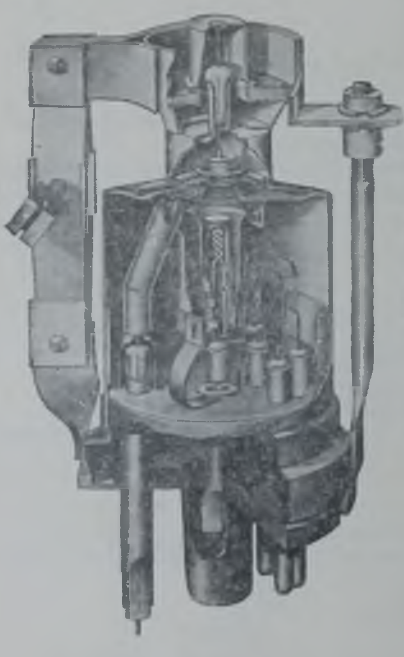


Рис. 14. 2. 2.

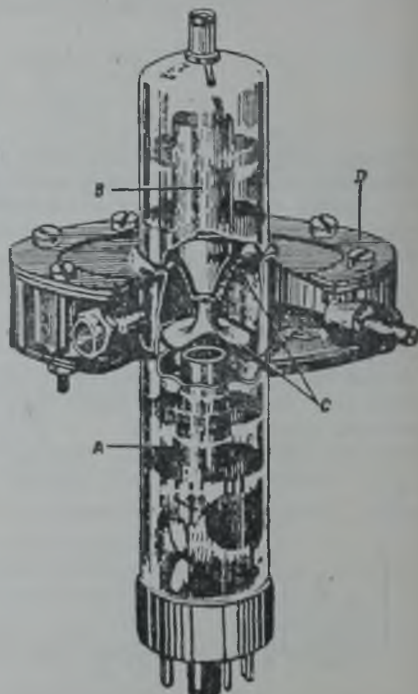


Рис. 14. 2. 3.

и т. д., в соответствии с чем отражательные клистроны строятся на мощности от нескольких милливатт до десятка ватт. Кроме того, в результате этой особенности отражательный клистрон, в отличие от пролетного, может быть использован только в режиме самовозбуждения.

На рис. 14.2.1 схематически показано устройство отражательного клистрона, на рис. 14.2.2 и 14.2.3 представлены конструкции двух отражательных клистронов. Катод κ излучает электроны, ускоряемые постоянным анодным напряжением E_a. Пройдя сетки резонатора, электроны попадают в тормозящее поле между отражателем O и резонатором P, в результате чего останавливаются на некотором расстоянии от последнего и направляются обратно в резонатор. Если между сетками резонатора действует некоторое переменное напряжение $U_m \sin \omega t$,— электроны, первый раз пролетевшие через резонатор, покидают его с различными скоростями, в зависимости от фазы напряжения в момент прохождения данным электроном середины зазора между сетками. Вследствие этого электроны с большими скоростями удалятся от резонатора в тормозящем поле отражателя на большее расстояние, чем электроны, обладающие меньшими скоростями. Время между первым и вторым прохождением резонатора электронами, получившими различные ускорения при первом прохождении резонатора, поэтому будет различным, и при определенных условиях оказывается возможным одновременное возвращение в резонатор электронов, прошедших через него в первый раз в различные моменты времени, т. е. группирование электронного потока. Если при вторичном прохождении через резонатор группы электронов напряжение между сетками окажется тормозящим, — произойдет увеличение энергии поля резонатора, в результате чего оказывается возможным поддержание в резонаторе незатухающих колебаний.

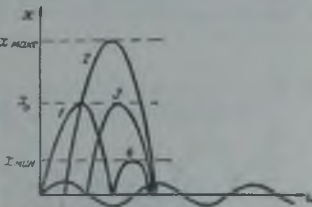


Рис. 14. 2. 4.

Рисунок 14.2.4, представляющий диаграмму движения электронов в пространстве между резонатором и отражателем, которое будем называть пространством группирования, иллюстрирует это положение. Проследим за движением электронов, поступивших в пространство группирования в различных фазах напряжения между сетками, предполагая, для простоты, что угол пролета между сетками достаточно мал. Электроны 1-й группы, прошедшие резонатор в момент $\omega t = 0$, не испытывают в резонаторе ни замедления, ни ускорения и пройдут в пространстве группирования некоторый путь x_0, возвратясь в резонатор в момент $\omega t_{\text{пр}_0}$, где $t_{\text{пр}_0}$ — время пролета от резонатора до точки остановки x_0 и обратно до резонатора.

Электроны 2-й группы, имеющие фазу вылета из резонатора $\omega t = \frac{\pi}{2}$, ускоряются полем резонатора, удаляются от него на большее расстояние $x_{\text{макс}}$ и возвращаются в резонатор в момент времени, определяемый фазой $\frac{\pi}{2} + \omega t_{\text{пр.макс}}$.

Электроны 3-й группы, имеющие фазу вылета $\omega t = \pi$, также не испытывают замедления или ускорения и вернутся в резонатор в момент времени, определяемый фазой $\pi + \omega t_{\text{пр}_0}$. Наконец, электроны 4-й группы замедляются в резонаторе, поэтому они находятся в пространстве группирования минимальное время и возвращаются в момент времени, определяемый фазой $\frac{3}{2}\pi + \omega t_{\text{пр.мин}}$.

Таким образом, имеет место группирование электронов в интервале фаз вылета из резонатора $\frac{\pi}{2} < \omega t < \frac{3}{2}\pi$ около электронов с фазой вылета

$\omega t = \pi$, т. е. прошедших резонатор при напряжении между сетками равном нулю, в момент изменения полярности этого напряжения от положительного (ускоряющего) к отрицательному (тормозящему).

Для того, чтобы возвращающиеся электроны увеличивали энергию резонатора, необходимо, чтобы их угол пролета в пространстве группирования определялся неравенством:

$$2\pi\left(N+\frac{3}{4}\right)-\frac{\pi}{2}<\psi_0<2\pi\left(N+\frac{3}{4}\right)+\frac{\pi}{2},$$

так как при этом условии сгруппированные электроны попадут в тормозящее поле резонатора.

Наибольшую энергию резонатор получит, если угол пролета $\psi_0 = 2\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)$, где $p = 0, 1, 2, 3\ldots$, так как при этом электроны проходят резонатор при максимальном значении тормозящего поля. Величина угла пролета ψ_0 неускоренных и незамедленных электронов определяется только их начальной скоростью и разностью потенциалов отражателя и резонатора.

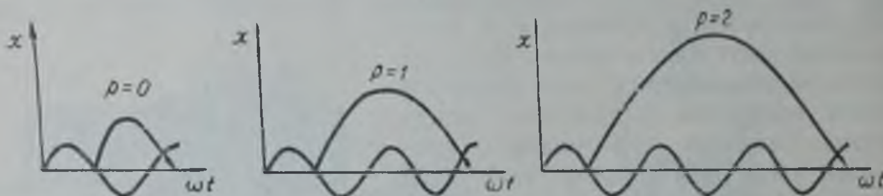


Рис. 14. 2. 5.

Следовательно, изменяя потенциал отражателя, всегда можно получить требуемое значение угла пролета $\psi_0 = 2\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)$. Возможность поддержания незатухающих колебаний, т. е. самовозбуждения обеспечивается в определенных областях значений потенциала отражателя, при которых $2\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)-\frac{\pi}{2}<\psi_0<2\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)+\frac{\pi}{2}$, называемых областями или зонами самовозбуждения. Величина p представляет собой время пребывания в пространстве группирования невозмущенных электронов, выраженное в целом числе периодов собственных колебаний резонатора, и называется номером зоны самовозбуждения. На рис. 14. 2. 5 представлена пространственно-временная диаграмма движения невозмущенных электронов в пространстве группирования для различных зон самовозбуждения. Рассмотренное условие является необходимым, но недостаточным для самовозбуждения. Оно соответствует условию баланса фаз триодного автогенератора.

Для поддержания незатухающих колебаний наряду с этим условием требуется удовлетворение условия баланса амплитуд, при котором средняя за период энергия, сообщаемая резонатору возвращающимися электронами, должна быть равна расходу энергии в резонаторе за это же время. Энергия, сообщаемая резонатору электронами за один период, зависит от силы электронного тока и степени сгруппированности электронов, которая, в свою очередь, определяется напряжением между сетками резонатора и потенциалом отражателя. Энергия, расходуемая за период в резонаторе, также определяется напряжением между сетками и эквивалентным активным сопротивлением резонатора. Задачей дальнейшего изучения отражательного клистрона является установление соотношений между напряжениями на его электродах, обеспечивающими самовозбуждение и получение максимальной мощности в нагрузке, связанной с резонатором.

§ 14. 3. Энергетические соотношения в отражательном клистроне

При анализе процессов в отражательном клистроне (рис. 14.2.1) будем исходить из допущений, сделанных при изучении пролетного клистрона, а именно: угол пролета между сетками резонатора считаем достаточно малым и пренебрегаем действием объемного заряда электронов. Электронный ток катода $I_к$, прежде чем совершить полезную работу, проходит в прямом направлении обе сетки резонатора и затем в обратном направлении — одну сетку, уменьшаясь вследствие этого до величины $k_{c_1}^3 I_к$, где k_{c_1} — коэффициент прозрачности одной сетки. Иногда между катодом и резонатором помещается еще одна сетка, улучшающая фокусировку электронного потока. В общем случае, следовательно, при наличии n одинаковых сеток электронный ток катода уменьшается до величины $k_c I_к$, где $k_c = k_{c_1}^{n+1}$. Если сетки имеют разные значения коэффициента прозрачности, то $k_c = k_{c_1} \cdot k_{c_2} \cdot k_{c_3} \ldots k_{cn}^2$.

В пространстве катод — резонатор электроны ускоряются анодным напряжением так, что скорость их при входе в резонатор равна

$$v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} E_a}.$$

Пусть между сетками резонатора действует напряжение

$$u = U_m \sin \omega t_1,$$

где t_1 — момент прохождения данным электроном середины зазора между сетками. Тогда, как известно из предыдущего, энергия электронов, прошедших через резонатор, будет равна

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + eU_m \frac{\sin \frac{\theta_0}{2}}{\frac{\theta_0}{2}} \sin \omega t_1,$$

или

$$\frac{mv^2}{2} = eE_a (1 + \beta\xi \sin \omega t_1).$$

Скорость электронов при выходе в пространство группирования будет изменяться по закону:

$$v = v_0 (1 + 0{,}5\beta\xi \sin \omega t_1).$$

Здесь:

$$\beta = \frac{\sin \frac{\theta_0}{2}}{\frac{\theta_0}{2}} < 1 \quad \text{и} \quad \xi = \frac{U_m}{E_a} \leqslant 1.$$

Определим мощность, отдаваемую возвращающимся из пространства группирования электронным потоком резонатору. Заряд, прошедший через середину резонатора за время dt_1,

$$dq = k_c I_к dt_1,$$

через некоторое время $t_{пр}$ вернется снова к середине резонатора, двигаясь в противоположном направлении. За это время напряжение между сетками резонатора изменится до величины $U_m \sin(\omega t_1 + \omega t_{пр})$. Следовательно, работа, совершенная этим зарядом в поле резонатора, учитывая направление его движения:

$$dw = -k_c I_к dt_1 \beta U_m \sin(\omega t_1 + \omega t_{пр}). \qquad (14.3.1)$$

Средняя за период мощность, отдаваемая электронным потоком резонатору:

$$P_{эл} = -\frac{1}{T}\int_0^T k_c I_к \beta U_m \sin(\omega t_1 + \omega t_{пр})\, dt_1.$$

В установившемся режиме амплитуда напряжения U_m не зависит от времени. Вынося постоянные величины за знак интеграла, получим

$$P_{эл} = \frac{U_m}{2}\left[-k_c I_к \beta \cdot \frac{2}{T}\int_0^T \sin(\omega t_1 + \omega t_{пр})\, dt_1\right] = \frac{U_m I_{н_1}}{2}.$$

Следовательно, первая гармоника наведенного тока

$$I_{н_1} = -k_c I_к \beta \cdot \frac{2}{T}\int_0^T \sin(\omega t_1 + \omega t_{пр})\, dt_1. \qquad (14.3.2)$$

Входящее в это выражение время пролета $t_{пр}$ равно удвоенному времени пролета от середины зазора между сетками резонатора до точки остановки в пространстве группирования:

$$t_{пр} = 2(t_{пр_1} + t_{пр_2}).$$

Здесь $t_{пр_1}$ — время пролета от середины зазора до выхода в пространство группирования;

$t_{пр_2}$ — время пролета от сетки резонатора до точки остановки.

В пространстве группирования на электрон действует тормозящая сила

$$F_{торм} = \frac{e(E_a - E_{отр})}{l},$$

которая останавливает электрон на расстоянии x_0 от сетки резонатора, совершив работу

$$F_{торм} \cdot x_0 = \frac{x_0}{l} e(E_a - E_{отр}),$$

равную энергии, с которой электрон вступил в пространство группирования:

$$\frac{mv^2}{2} = eE_a(1 + \beta\xi \sin\omega t_1).$$

Следовательно,

$$\frac{x_0}{l} e(E_a - E_{отр}) = eE_a(1 + \beta\xi \sin\omega t_1),$$

откуда

$$x_0 = l\,\frac{(1 + \beta\xi \sin\omega t_1)E_a}{E_a - E_{отр}} = l\,\frac{1}{1 - \frac{E_{отр}}{E_a}}(1 + \beta\xi \sin\omega t_1).$$

В равномерном тормозящем поле электрон двигается равнозамедленно. В начале пути его скорость равна $v = v_0(1 + 0{,}5\beta\xi \sin\omega t_1)$, в точке остановки $v=0$. Следовательно, средняя скорость в пространстве группирования

$$v_{ср}=\frac{v}{2}=\frac{v_0}{2}(1+0{,}5\beta\xi\sin\omega t_1).$$

Отсюда

$$t_{пр_2}=\frac{x_0}{v_{ср}}=\frac{2l}{v_0}\cdot\frac{1}{1-\frac{E_{отр}}{E_a}}\cdot\frac{1+\beta\xi\sin\omega t_1}{1+0{,}5\beta\xi\sin\omega t_1}\approx$$

$$=\frac{2l}{v_0\left(1-\frac{E_{отр}}{E_a}\right)}(1+0{,}5\beta\xi\sin\omega t_1). \qquad (14.3.3)$$

Полное время пролета

$$t_{пр}=2(t_{пр_1}+t_{пр_2})=2\left[\frac{d}{2v_0}(1-0{,}5\beta\xi\sin\omega t_1)+\right.$$

$$\left.+\frac{2l}{v_0}\cdot\frac{1+0{,}5\beta\xi\sin\omega t_1}{1-\frac{E_{отр}}{E_a}}\right]=\frac{d}{v_0}+\frac{4l}{v_0\left(1+\frac{E_{отр}}{E_a}\right)}+\left(\frac{4\frac{l}{v_0}}{1-\frac{E_{отр}}{E_a}}-\frac{d}{v_0}\right)0{,}5\beta\xi\sin\omega t_1.$$

Первое слагаемое в этом выражении есть время пролета невозмущенного электрона между сетками резонатора $\frac{\theta_0}{\omega}$, второе слагаемое — время пролета его в пространстве группирования $\frac{\psi_0}{\omega}$. Следовательно,

$$\omega t_{пр}=\theta_0+\psi_0+(\psi_0-\theta_0)\cdot 0{,}5\beta\xi\sin\omega t_1. \qquad (14.3.4)$$

Величина $X=0{,}5\beta\xi(\psi_0-\theta_0)$ называется параметром группирования отражательного клистрона:

$$\omega t_{пр}=\theta_0+\psi_0+X\sin\omega t_1.$$

Активная составляющая первой гармоники наведенного в резонаторе тока:

$$I_{н_1\,акт}=-k_c\beta I_к\cdot\frac{2}{T}\int_0^T\sin(\omega t_1+\theta_0+\psi_0+X\sin\omega t_1)\,dt_1=$$

$$=-k_c\beta I_к\cdot 2J_1(X)\sin(\theta_0+\psi_0). \qquad (14.3.5)$$

Мощность, отдаваемая электронами резонатору:

$$P_{эл}=\frac{U_m I_{н_1}}{2}=-\frac{U_m}{2}k_c\beta I_к\cdot 2J_1(X)\sin(\theta_0+\psi_0) \qquad (14.3.6)$$

должна быть положительна. Это возможно, если один из сомножителей полученного выражения будет отрицателен. Заметим, что отрицательные значения могут принимать сомножители $J_1(X)$ и $\sin(\theta_0+\psi_0)$. Начнем с подбора такого напряжения на отражателе, которое обеспечивает отрицательное значение $\sin(\theta_0+\psi_0)$.

Для этого необходимо, чтобы

$$2\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)+\frac{\pi}{2}>\theta_0+\psi_0>2\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)-\frac{\pi}{2}.$$

Наибольшее значение мощности будет получено, если

$$\sin(\theta_0+\psi_0)=-1,$$

т. е. при $(\theta_0+\psi_0)=2\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)$.

При этом, как было показано выше, возвращающиеся электроны проходят зазор при максимальном значении тормозящего поля.

Максимальное значение мощности равно

$$P_{эл} = k_c U_m I_к \cdot J_1(X).$$

Исследуем это выражение. Заменим $U_m = \frac{2E_a X}{\beta(\psi_0 - \theta_0)}$:

$$P_{эл} = 2k_c \beta I_к E_a X \cdot J_1(X) \frac{1}{\beta(\psi_0 - \theta_0)}. \qquad (14.3.7)$$

Здесь все величины постоянны, кроме параметра группирования X. Следовательно, наибольшая мощность будет получена при таком значении параметра группирования $X_{опт}$, при котором величина $X_{опт} \cdot J_1(X_{опт})$ имеет максимум. Дифференцируя это выражение и приравнивая нулю производную, получим

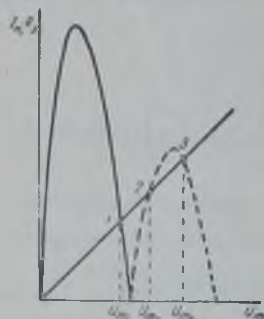


Рис. 14. 3. 1.

$$\frac{d}{dX}[X \cdot J_1(X)] = X \frac{dJ_1(X)}{dX} + J_1(X) = J_0(X) = 0,$$

откуда:

$$X_{опт} = 2{,}4;$$

$$X_{опт} \cdot J(X_{опт}) = 2{,}4 \cdot 0{,}52 = 1{,}25;$$

$$P_{эл\,макс} = \frac{2{,}5 k_c I\, E_a}{\psi_0 - \theta_0} =$$

$$= \frac{2{,}5 k_c I\, E_a}{2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right) - \theta_0}. \qquad (14.3.8)$$

Рассмотрим теперь случай, когда $\sin(\theta_0 + \psi_0) = +1$, т. е. $\theta + \psi_0 = 2\pi\left(p + \frac{1}{4}\right)$. При этом, для того, чтобы мощность, отдаваемая резонатору, была положительна и максимальна, необходимо, чтобы $X \cdot J_1(X)$ имел максимальное отрицательное значение. Последнее имеет место при:

$$X = 5{,}52;$$

$$X \cdot J_1(X) = -1{,}88.$$

Мощность при этом была бы равна

$$P_{эл} = \frac{3{,}66 k_c I_к E_a}{\psi_0 - \theta_0}.$$

Для уяснения возможности реализации данных условий рассмотрим колебательные характеристики отражательного клистрона. Напряжение на сетках резонатора создается первой гармоникой наведенного тока

$$U_m = R_э I_{н_1} = k_c \beta I_к \cdot 2J_1(X) \sin(\theta_0 + \psi_0) R_э.$$

Напряжение U_m определяет параметр группирования, а значит и амплитуду первой гармоники, т. е.

$$I_{н_1} \cdot R_э = f(U_m).$$

На рис. 14.3.1 представлена эта зависимость для $\sin(\theta_0 + \psi_0) = -1$ (сплошная кривая) и $\sin(\theta_0 + \psi_0) = +1$ (пунктирная кривая). Установившийся режим определится точкой пересечения колебательной характеристики и прямой $U_m = I_{н_1} R_э$. Из рассмотрения этого графика видно, что в первом случае устойчивая точка *1* будет достигнута при произвольно малой начальной амплитуде напряжения на сетках резонатора, т. е. имеет место мягкий режим самовозбуждения. Во втором случае устойчивой будет точка 3, для достижения которой начальная амплитуда должна превышать значение $U_{m_2} > U_{m_1}$, т. е. будет иметь место жесткий режим самовозбуждения.

Сравним условия баланса амплитуд в мягком и жестком режимах.

В установившемся режиме мощность, отдаваемая электронным потоком полю резонатора, равна мощности, расходуемой в резонаторе, и полезной нагрузке:

$$P_{эл} = \frac{U_m^2}{2R_э}.$$

В этом выражении $R_э$ — эквивалентное сопротивление резонатора с учетом вносимого сопротивления нагрузки. Используя выражение (14.3.7), получим

$$-\frac{U_m}{2} k_c \beta I_к \cdot 2J_1(X) \sin(\theta_0 + \psi_0) = \frac{U_m^2}{2R_э}.$$

Учитывая, что $U_m = \frac{2XE_a}{\beta(\psi_0 - \theta_0)}$, получим

$$-\frac{k_c \beta^2 I_к \cdot 2\frac{J_1(X)}{X} \cdot \sin(\theta_0 + \psi_0) \cdot (\psi_0 - \theta_0)}{E_a} = \frac{1}{R_э}.$$

В мягком режиме самовозбуждения $\sin(\theta_0 + \psi_0) = -1$. Следовательно,

$$\frac{k_c \beta^2 I_к \cdot 2\frac{J_1(X)}{X} \cdot (\psi_0 - \theta_0)}{E_a} = \frac{1}{R_э}.$$

Левая часть этого равенства имеет размерность и смысл средней крутизны (электронной проводимости) генерирующего клистрона.

При произвольно малой амплитуде напряжения на сетках резонатора, т. е. при $U_m \to 0$, $X \to 0$ и $\frac{J_1(X)}{X} \to 0{,}5$. Поэтому условием возникновения колебаний в мягком режиме является равенство:

$$\frac{k_c \beta^2 I_к (\psi_0 - \theta_0)}{E_a} = \frac{1}{R_э}. \tag{14.3.9}$$

Отсюда можно определить минимальное значение тока катода, при котором возможно возникновение колебаний. Это значение тока катода называется пусковым:

$$I_{к\,пуск} = \frac{E_a}{R_э k_c \beta^2 (\psi_0 - \theta_0)}. \tag{14.3.10}$$

В жестком режиме самовозбуждения $\sin(\theta_0 + \psi_0) = +1$. Следовательно,

$$-\frac{k_c \beta^2 I_к \cdot 2\frac{J_1(X)}{X} \cdot (\psi_0 - \theta_0)}{E_a} = \frac{1}{R_э}.$$

Наименьшее значение тока катода, при котором возможно самовозбуждение в жестком режиме, найдем, подставляя в это выражение максимальное отрицательное значение величины $\frac{J_1(X)}{X} = -0{,}0675$:

$$I_{к\,пуск} \cong 8\frac{E_a}{R_э k_c \beta^2 (\psi_0 - \theta_0)}. \tag{14.3.11}$$

Таким образом, при одинаковом эквивалентном сопротивлении резонатора, для самовозбуждения в жестком режиме необходим пусковой ток, примерно в восемь раз превышающий пусковой ток мягкого режима. Кроме того, как уже указывалось, для самовозбуждения в жестком режиме требуется достаточно большая начальная амплитуда напряжения на резонаторе. Поэтому самовозбуждение отражательного клистрона всегда происходит в мягком режиме, т. е. при условии, что $\psi_0 + \theta_0 = 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)$. Последнее условие можно записать иначе:

$$2\pi \frac{500}{\lambda\sqrt{E_a}}\left[d + \frac{4l}{1 - \frac{E_{\text{отр}}}{E_a}}\right] = 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right),$$

или

$$\frac{500}{\lambda\sqrt{E_a}}\left[d + \frac{4l}{1 - \frac{E_{\text{отр}}}{E_a}}\right] = p + \frac{3}{4}. \qquad (14.3.12)$$

Из этой формулы определяется напряжение на отражателе, обеспечивающее мягкий режим самовозбуждения в заданной зоне.

Установим границы применимости выведенных соотношений. Одним из исходных допущений, положенных в основу теоретического анализа, было условие $\beta\xi < 1$. Определим, в каких зонах это условие удовлетворяется.

Так как угол пролета между сетками резонатора обычно значительно меньше угла пролета в пространстве группирования, т. е. $\theta_0 \ll \psi_0$, параметр группирования приблизительно равен

$$X \cong 0{,}5\beta\xi\psi_0 = 0{,}5\beta\xi \cdot 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right).$$

При оптимальном группировании $X_{\text{опт}} = 2{,}4$, откуда

$$p = \frac{2{,}4}{\pi\beta\xi} - \frac{3}{4} = \frac{0{,}764}{\beta\xi} - 0{,}75.$$

Если $\beta\xi < 1$, то первое слагаемое всегда больше второго, следовательно, $p > 0$. Таким образом, сделанные нами выводы применимы для всех зон, кроме нулевой. Это обстоятельство, однако, не имеет существенного значения, так как режим работы в нулевой зоне требует весьма больших, практически недостижимых значений эквивалентного сопротивления резонатора и обычно клистрон работает в 3-й — 7-й зонах. Учитывая, что $\psi_0 \gg \theta_0$, запишем выражение для пускового тока в иной форме:

$$I_{\text{пуск}} \cong \frac{E_a}{R_э k_c \beta^2 \psi_0} = \frac{E_a}{R_э k_c \beta^2 \cdot 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)}. \qquad (14.3.13)$$

Из этой формулы следует, что чем выше номер зоны, тем меньший требуется пусковой ток. Физически последнее объясняется тем, что с увеличением номера зоны увеличивается время пребывания электронов в пространстве группирования, за счет чего они успевают достаточно хорошо сгруппироваться при меньших разностях скоростей, т. е. при меньшей амплитуде U_m. Этим же обстоятельством объясняется вытекающее из формулы (14.3.8) уменьшение мощности с увеличением номера зон. Зависимость мощности $P_{эл}$ от тока эмиссии, представленная на рис. 14.3.2, иллюстрирует приведенные положения.

Найдем условия получения максимальной мощности в нагрузке, связанной с резонатором. Мощность, отдаваемая электронным потоком, расходуется в самом резонаторе и в связанной с ним полезной нагрузке.

Обозначая как всегда эквивалентное сопротивление ненагруженного резонатора $R_{э_0}$, получим для мощности в нагрузке следующее выражение:

$$P_н = P_{эл} - P_р = \frac{2k_c I_к E_a X J_1(X)}{\psi_0 - \theta_0} - \frac{U_m^2}{2R_{э_0}}.$$

Учитывая, что $\psi_0 \gg \theta_0$ и

$$U_m = \frac{2XE_a}{\beta(\psi_0 + \theta_0)} \simeq \frac{2XE_a}{\beta\psi_0},$$

получим

$$P_н \simeq \frac{2k_c I_к E_a X J_1(X)}{\psi_0} - \frac{2X^2E_a^2}{\beta^2\psi_0^2 R_{э_0}}. \qquad (14.3.14)$$

Так как ψ_0 не зависит от амплитуды напряжения на сетках резонатора,— величины X и ψ_0 в этом выражении можно рассматривать как независимые переменные.

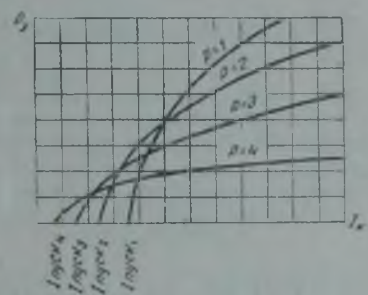


Рис. 14. 3. 2.

Непосредственно по структуре выражения (14.3.14) можно заключить, что оно имеет максимум по обеим переменным. Действительно, при достаточно малых значениях ψ_0 второе слагаемое станет равным первому и мощность в нагрузке — равной нулю. При достаточно больших значениях ψ_0 оба слагаемых, а значит и их разность, также стремятся к нулю. Следовательно, при некотором значении ψ_0 мощность в нагрузке будет максимальна. Фиксируя это оптимальное значение ψ_0 и изменяя параметр группирования X аналогичными рассуждениями, убеждаемся в наличии максимума мощности в нагрузке по переменной X. Дифференцируя выражение (14.3.14) по ψ_0 и приравнивая производную нулю, получим

$$\frac{\partial P_н}{\partial \psi_0} = -\frac{2k_c I_к E_a X J_1(X)}{\psi_0^2} + \frac{4E_a^2 X^2}{\beta^2\psi_0^3 R_{э_0}} = 0,$$

откуда

$$\psi_{0\,опт} = \frac{2E_a X}{k_c \beta^2 R_{э_0} I_к J_1(X)}. \qquad (14.3.15)$$

Подставляя найденное значение $\psi_{опт}$ в формулу (14.3.14), получим

$$P_{н\,макс} = k_c^2\beta^2 I_к^2 R_{э_0} J_1^2(X) - \frac{1}{2} k_c^2\beta^2 I_к^2 R_{э_0} J_1^2(X) =$$

$$= \frac{1}{2} k_c^2\beta^2 I_к^2 R_{э_0} J_1^2(X). \qquad (14.3.16)$$

Оптимальный к. п. д. резонатора

$$\eta_{к\,опт} = \frac{P_{н\,макс}}{P_{эл}} = 0{,}5.$$

Следует иметь в виду, что в действительности ψ_0 не является непрерывной переменной, так как величина его связана соотношением $\psi_0 = 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)$, где p — дискретные числа натурального ряда. Поэтому найденному из

(14. 3. 16) оптимальному значению $\psi_{0\,\text{опт}}$ соответствует некоторая оптимальная зона, номер которой определяется из условия:

$$p_{\text{опт}} \cong \frac{\psi_{0\,\text{опт}}}{2\pi} - \frac{3}{4}. \qquad (14.3.17)$$

Следовательно, выражение (14. 3. 15) является строгим равенством лишь при условии, что $p_{\text{опт}}$ есть целое число. Единственной переменной величиной в этом равенстве будет функция Бесселя первого порядка от параметра группирования, имеющая максимум при $X = 1{,}84$, равный $J_1(X)_{\text{макс}} = 0{,}58$. Следовательно:

$$X_{\text{опт}} = 1{,}84; \qquad (14.3.18)$$

$$P_{\text{н макс}} \cong 0{,}17 k_c^2 \beta^2 I_\kappa^2 R_{э_0}. \qquad (14.3.19)$$

Используя (14. 3. 15), получим

$$\psi_{0\,\text{опт}} = \frac{2E_a X_{\text{опт}}}{k_c \beta^2 R_{э_0} I_\kappa J_1(X)} = \frac{3{,}68 E_a}{k_c \beta^2 R_{э_0} I_\kappa \cdot 0{,}58} = \frac{6{,}33 E_a}{k_c \beta^2 R_{э_0} I_\kappa}.$$

Подставляя этот результат в (14. 3. 17), найдем

$$p_{\text{опт}} \cong \frac{E_a}{k_c \beta^2 R_{э_0} I_\kappa} - \frac{3}{4}. \qquad (14.3.20)$$

Таким образом, с уменьшением номера зоны мощность, отдаваемая электронным потоком резонатору, непрерывно увеличивается, но одновременно быстро увеличивается мощность потерь в резонаторе, пропорциональная квадрату напряжения на нем. Этим и объясняется наличие оптимальной зоны. На рис. 14. 3. 3 представлены зависимости:

$$P_э = \frac{2k_c I_\kappa E_a X J_1(X)}{2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)} \text{ и } P_р = \frac{U_m^2}{2R_{э_0}}$$

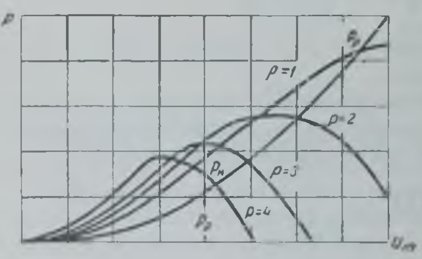


Рис. 14. 3. 3.

от величины U_m в различных зонах, поясняющая эти положения.

Мощность, подводимая от источника ускоряющего напряжения к клистрону, равна

$$P_0 = I_\kappa E_a.$$

Электронный коэффициент полезного действия

$$\eta_{эл} = \frac{P_{эл}}{P_0} = \frac{2k_c X J_1(X)}{2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)} \qquad (14.3.21)$$

увеличивается с уменьшением номера зоны, и внутри каждой зоны максимален при $X = 2{,}4$. Максимальное значение электронного к. п. д.

$$\eta_{эл\,\text{макс}} = \frac{2{,}5 k_c}{2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)} < 0{,}53 k_c. \qquad (14.3.22)$$

Результирующий коэффициент полезного действия

$$\eta = \frac{P_н}{P_0} = \eta_{эл} - \frac{2X^2}{\beta^2 \left[2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)\right]^2} \cdot \frac{E_a}{I_\kappa R_{э_0}}$$

также максимален в оптимальной зоне.

В современных отражательных клистронах величина максимального к. п. д. имеет порядок единиц процентов, что и обуславливает их использование в качестве маломощных генераторов сверхвысоких частот.

§ 14.4. Электронная настройка и устойчивость частоты генерируемых колебаний

При использовании отражательного клистрона в качестве гетеродина приемника или для измерительных целей необходимо иметь возможность изменять, в некотором диапазоне, частоту генерируемых колебаний.

Управление частотой колебаний отражательного клистрона можно производить путем воздействия на собственную частоту его резонатора. Так как резонатор обычно находится в вакууме, наиболее простым решением этой задачи является механическое изменение объема резонатора, часть поверхности которого выполнена из гофрированного материала. Наряду с механической настройкой, для плавного изменения частоты колебаний в сравнительно небольших пределах используется так называемая электронная настройка, основанная на влиянии времени пролета электронов на частоту генерируемых колебаний.

Выше рассматривался лишь случай, когда угол пролета $\psi_0 = 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)$. При этом первая гармоника наведенного тока совпадала по фазе с напряжением на сетках резонатора, следовательно, сопротивление резонатора было чисто активным, т. е. колебания происходили с собственной частотой резонатора. Если, увеличив напряжение на отражателе, уменьшить величину угла пролета ψ_0, — первая гармоника наведенного тока будет опережать по фазе напряжение на сетках, сопротивление резонатора при этом имеет емкостный характер, т. е. колебания происходят с частотой, большей собственной частоты резонатора.

Аналогично, уменьшение отрицательного напряжения на отражателе вызовет увеличение ψ_0, запаздывание по фазе первой гармоники наведенного тока и, следовательно, уменьшение частоты генерируемых колебаний. Установим связь между изменением напряжения на отражателе и изменением частоты.

Активная составляющая первой гармоники наведенного тока была найдена нами в следующем виде:

$$I_{\text{н. акт}} = -2k_c\beta I_\kappa J_1(X)\sin(\psi_0 + \theta_0) \cong -2k_c\beta I_\kappa J_1(X)\sin\psi_0.$$

При условии $\psi_0 = 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)$, активная составляющая первой гармоники наведенного тока равна ее амплитуде:

$$I_{\text{н}_1\,\text{акт}} = I_{\text{н}_1} = 2k_c\beta I_\kappa J_1(X).$$

Изменим напряжение на отражателе так, чтобы угол пролета изменился на малую величину $\Delta\psi$, т. е. стал равным

$$\psi = 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right) + \Delta\psi.$$

Тогда для активной составляющей первой гармоники получим

$$I_{\text{н, акт}} = I_{\text{н}_1}\cos\varphi = -2k_c\beta I_\kappa J_1(X)\sin\left[2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right) + \Delta\psi\right] =$$

$$= 2k_c\beta I_\kappa J_1(X)\left[\sin 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)\cos\Delta\psi + \cos 2\pi\left(p + \frac{3}{4}\right)\sin\Delta\psi\right] =$$

$$= 2k_c\beta I_\kappa J_1(X)\cos\Delta\psi = I_{\text{н}_1}\cos\Delta\psi,$$

откуда

$$\Delta\psi = \varphi.$$

Заменяя, как обычно, резонатор эквивалентным колебательным контуром, имеем

$$\varphi = -\operatorname{arc\,tg} 2Q\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cong -2Q\frac{\Delta\omega}{\omega_0}.$$

Следовательно,

$$\Delta\psi = -2Q\frac{\Delta\omega}{\omega_0}.$$

Отсюда

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{\Delta\psi}{2Q}. \qquad (14.4.1)$$

Угол пролета связан с напряжениями на электродах клистрона выражением:

$$\psi = \frac{500}{\lambda\sqrt{E_a}}\cdot 2\pi\frac{4l}{1-\frac{E_{отр}}{E_a}}.$$

Логарифмируя и дифференцируя это выражение, получим

$$\frac{d\psi}{\psi_0} = \frac{dE_{отр}}{E_a - E_{отр}}.$$

Переходя от дифференциалов к конечным малым приращениям, найдем

$$\Delta\psi = \psi_0\frac{\Delta E_{отр}}{E_a - E_{отр}} = 2\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)\frac{\Delta E_{отр}}{E_a - E_{отр}}. \qquad (14.4.2)$$

Подставляя (14.4.2) в (14.4.1), получим

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)}{Q}\cdot\frac{\Delta E_{отр}}{E_a - E_{отр}}. \qquad (14.4.3)$$

Полученный результат следует расценивать с двух точек зрения. Если требуется высокая стабильность частоты в процессе работы генератора, необходимо иметь возможно большую добротность резонатора (слабую связь с нагрузкой) и работать в зоне с наименьшим возможным номером. Если клистрон используется в какой-либо схеме с автоматической подстройкой частоты, — желательно иметь достаточно сильную зависимость между отклонением частоты и изменением напряжения на отражателе. В таком случае связь с нагрузкой должна подбираться оптимальной, и номер рабочей зоны должен быть взят возможно большим.

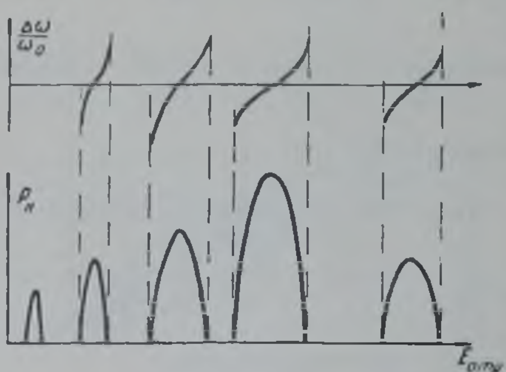


Рис. 14. 4. 1.

Зависимость частоты от напряжения на отражателе при этом принято численно характеризовать так называемой крутизной электронной настройки

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta E_{отр}} = -\frac{\pi}{Q}\left(p+\frac{3}{4}\right)\frac{\omega_0}{E_a - E_{отр}}. \qquad (14.4.4)$$

В процессе электронной настройки происходит изменение активной составляющей первой гармоники наведенного тока, а следовательно, и мощности, отдаваемой в нагрузку. Считая, что $\Delta\psi \ll \psi_0$ и связь с нагрузкой — фиксированная, установим зависимость между изменением напряжения на отражателе и мощностью в нагрузке. Так как связь с нагрузкой фиксирована, то мощность в нагрузке пропорциональна электронной мощности.

Если $\psi = \psi_0 = 2\pi\left(p+\frac{3}{4}\right)$, то электронная мощность в данной зоне максимальна и равна

$$P_{эл\,макс} = \frac{2k_c I_к E_a X_0 J_1(X_0)}{\psi_0}.$$

Если $\psi = \psi_0 + \Delta\psi$, то электронная мощность уменьшится до величины

$$P_{эл} = \frac{2k_c I_к E_a X J_1(X)}{\psi_0}\cos\Delta\psi.$$

Отсюда

$$\frac{P_{э.л}}{P_{э.л\ макс}} = \frac{XJ_1(X)}{X_0 J_1(X_0)} \cos \Delta\psi.$$

Но

$$\frac{X}{X_0} = \sqrt{\frac{P_{э.л}}{P_{э.л\ макс}}}.$$

Следовательно,

$$\cos[\pm\Delta\psi] = \frac{\sqrt{\dfrac{P_{э.л}}{P_{э.л\ макс}}}}{\dfrac{J_1(X)}{J_1(X_0)}}, \tag{14.4.5}$$

где

$$X = X_0 \sqrt{\frac{P_{э.л}}{P_{э.л\ макс}}}. \tag{14.4.6}$$

На рис. 14. 4. 1 представлен характер зависимости мощности в нагрузке и изменений частоты от напряжения на отражателе в различных зонах самовозбуждения.

В процессе работы генератора всегда возможны некоторые изменения питающих напряжений, что приведет к нестабильности частоты генерируемых колебаний. Во избежание этого явления следует принимать специальные меры стабилизации источников питания, которые рассматриваются в главе 24.

Глава 15

МАГНЕТРОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

§ 15.1. Принцип работы и устройство многорезонаторного магнетрона

При изучении работы пролетного клистрона было установлено, что поддержание в резонаторе-улавливателе незатухающих колебаний сгруппированным электронным потоком обусловлено тем, что в улавливателе большее количество электронов испытывает торможение, а не ускорение. В результате этого средняя скорость электронного потока, прошедшего через улавливатель, уменьшается. Уменьшение средней за период колебаний скорости соответствует уменьшению средней энергии электронного потока на величину энергии, сообщенной полю резонатора.

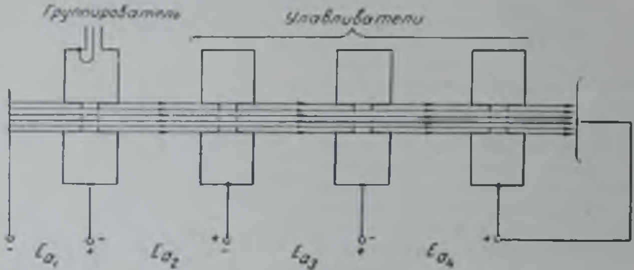


Рис. 15. 1. 1.

Так как высокочастотное поле между сетками улавливателя имеет значительно большую напряженность, чем между сетками группирователя, — электроны покидают улавливатель с увеличенной вариацией скоростей. Следовательно, электроны, прошедшие улавливатель, на некотором расстоянии от него снова сгруппируются, и если в этом месте расположить второй улавливатель, то в нем снова будет выделено некоторое количество энергии, меьшее, однако, чем в первом, потому что средняя энергия электронного потока стала меньше. Если между первым и вторым улавливателями создать постоянное ускоряющее электрическое поле и восстановить подобным образом среднюю скорость электронов, то энергия, выделенная во втором улавливателе, будет такой же, как и в первом.

Очевидно, что за вторым улавливателем можно будет поставить третий, четвертый и т. д., заставляя таким образом один и тот же электронный поток совершать полезную работу многократно, в результате чего, при данной эмиссии катода, общая мощность высокочастотных колебаний может быть увеличена в несколько раз. Подобный прибор схематически представлен на рис. 15. 1. 1.

Реализация этого прибора в таком виде встречает практические трудности вследствие того, что общее напряжение источника ускоряющего напряжения возрастает примерно пропорционально числу улавливателей, а количество электронов в потоке уменьшается благодаря неабсолютной прозрачности сеток. Поэтому число улавливателей не может быть сделано весьма большим. Указанные затруднения можно было бы обойти, если бы заставить электронный поток двигаться не по прямой линии, а по окружности, расположив конечное число резонаторов также по окружности. Не касаясь пока возможности ее практической реализации, рассмотрим схему подобного прибора, представленную на рис. 15. 1. 2.

Однажды введенное в кольцевой электронный поток количество электронов в таком устройстве бесконечное число раз совершало бы полезную работу в резонаторах. Для этого необходимо ускорять электроны в пространстве между любой парой резонаторов для компенсации отданной пройденному резонатору энергии. Благодаря тому, что каждый электрон совершает в таком приборе полезную работу бесконечное количество раз, — можно уменьшить взаимодействие потока с полем резонатора, устранив сетки, а следовательно, и связанную с их наличием потерю электронов. Так как энергия, затраченная на ускорение электронов, равна энергии, отданной полю резонатора, — коэффициент полезного действия такого прибора был бы близок к единице.

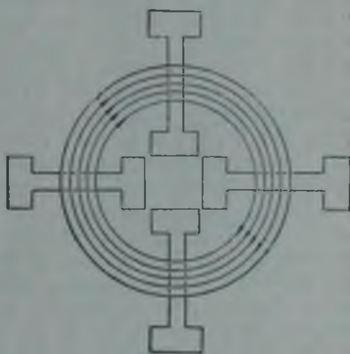


Рис. 15. 1. 2.

Средняя скорость движения электронов должна быть подобрана так, чтобы они проходили резонатор в интервалы времени, когда поле его является тормозящим. Для этого среднее время пролета между соседними резонаторами должно быть равно половине периода высокочастотных колебаний (или любому нечетному числу полупериодов).

При соблюдении данного условия незатухающие колебания в таком устройстве поддерживались бы без подведения к нему внешнего возбуждающего напряжения, т. е. оно работало бы, подобно отражательному клистрону, как генератор с самовозбуждением. Сделанное нами допущение о постоянстве числа электронов в кольцевом потоке, разумеется, не может иметь места, так как часть электронов неизбежно, вследствие неучтенных нами сил взаимного расталкивания, будет выходить из кольца и попадать на резонаторы, отдавая энергию в виде тепла, вследствие чего к. п. д. такого прибора будет меньше единицы и для работы его потребуется непрерывное пополнение количества электронов.

Практическое приближение к рассмотренной идеализированной схеме можно получить в случае, если движение электронов происходит во взаимно перпендикулярных магнитном и электрическом полях. Идея применения магнитного поля для искривления траекторий электронов возникла в 20-х годах, и разнообразные электронные приборы, использующие магнитное поле, получили название магнетронов. Характерно отметить, что зарубежные работы по использованию магнетронов шли по пути создания генераторов низкой частоты. Так, первые работы в США

(Хэлл, 1921 г.) имели целью построение магнетронного генератора звуковых (и близких к звуковым) частот.

В Германии (Хабан, 1924 г.) был построен магнетронный генератор на длину волны порядка 7 метров. Так как в данном диапазоне частот обычный триодный генератор оказывается проще и эффективнее, эти работы дальнейшего развития не получили. Советскими специалистами с самого начала были правильно оценены возможности магнетрона как генератора сверхвысоких частот и советская техническая мысль непрерывно работала в направлении создания магнетронных генераторов СВЧ.

В 1925 году А. А. Слуцкиным и Д. С. Штейнбергом был построен магнетронный генератор на длину волны 60 *см*. К 1927 году длина волны магнетронного генератора Слуцкина и Штейнберга была доведена до 7,5 *см*. В период с 1924 по 1935 гг. советские специалисты настойчиво занимались усовершенствованием магнетронных генераторов СВЧ и теоретическим анализом их работы. Здесь необходимо отметить теоретические исследования профессора Г. А. Гринберга и В. С. Лукошкова, опубликованные в 1935 году, впервые давшие исчерпывающий анализ работы так называемого разрезного магнетрона.

В 1929 году проф. М. А. Бонч-Бруевич предложил многоконтурную колебательную систему для мощных коротковолновых генераторов (авт. свид. № 16269, 1929 г.) и обосновал ее преимущества. Напряженная работа советских теоретиков и инженеров над использованием магнетрона для генерирования колебаний СВЧ увенчалась разработкой сотрудниками и учениками проф. М. А. Бонч-Бруевича — Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым в период с 1936 по 1937 год многорезонаторного магнетрона на длины волн от 2,6 *см* до 10 *см*, при мощностях в нагрузке до 300 ватт в непрерывном режиме. Созданием этого магнетрона советские специалисты произвели подлинный переворот в технике генерирования СВЧ. Не будет преувеличением сказать, что быстрое развитие техники радиолокации и других важнейших специальных служб и их современное состояние целиком и полностью обязаны этому выдающемуся изобретению советских специалистов. Крупнейшее научное и техническое значение его было признано даже органом Американской радиокорпорации, журналом «Proceedings of the Institute of Radio Engineers», обычно упорно игнорирующим работы советских ученых. В статье «Развитие электронных ламп» (№ 3, том 33, апрель 1945 г.) сказано следующее: «... В 1940 году новый тип магнетрона был описан в русской технической печати Алексеевым и Маляровым и в 1944 году перевод их статьи был опубликован в американской печати. Этот новый тип магнетрона состоит из ряда отдельных резонаторов, расположенных симметрично по окружности вокруг центрального отверстия; анодный блок изготовлен из целого куска меди путем соответствующих выточек. Самым важным нововведением является то, что вместо обычных внешних контуров применены полые резонаторы. Авторы сообщают, что они получили от такой лампы на волне 9 *см* колебательную мощность 300 *вт*.

Для того, чтобы оценить значение этого типа магнетрона, полезно напомнить, что когда Килгор из Ист-Питсбурга сообщил о получении им примерно на той же частоте от магнетрона колебаний мощностью в один ватт, то эта мощность рассматривалась как ужасно большая ...».

После завершения разработки многорезонаторного магнетрона группой Алексеева и Малярова и опубликования их конструкции в советской печати (Журнал технической физики, т. 10, № 15, 1940 г.), работы по другим типам магнетронов во всем мире были фактически прекращены ввиду очевидных, бесспорных, подавляющих преимуществ многорезонаторного магнетрона. В настоящее время многорезонаторный магнетрон Алексеева и Малярова является основным типом мощного генератора СВЧ. Только с помощью такого магнетрона на сантиметровых волнах могут быть получены мощности порядка сотен и тысяч ватт в непрерывном режиме и до нескольких тысяч киловатт при работе короткими импульсами.

Так как все остальные типы магнетронов к настоящему времени полностью утратили практический интерес, то здесь их рассматривать не будем. Изучение многорезонаторного магнетрона начнем с качественного описания процесса генерирования незатухающих колебаний. Многорезонаторный магнетрон Алексеева и Малярова изображен на рис. 15.1.3. Он состоит из анодного блока (*а*) с высверленными в нем полостями — резонаторами, сообщающимися посредством щелей (*щ*) с кольцевым пространством взаимодействия (*б*), окружающим цилиндрический катод (*к*). В одной из полостей помещен виток связи с нагрузкой. Постоянное магнитное поле действует в направлении оси анодного блока. Все современные магнетроны имеют точно такое же устройство и отличаются друг от друга лишь формой и числом резонаторов и некоторыми второстепенными деталями.

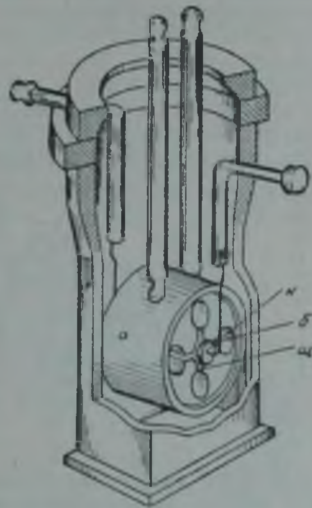


Рис. 15. 1. 3.

Таким образом, колебательная система магнетрона состоит из нескольких (обычно восьми и более) отдельных резонаторов, связанных друг с другом кольцевым пространством взаимодействия. Форма отдельных резонаторов может быть различной (рис. 15.1.4); общим свойством их является постоянство поперечных размеров вдоль оси. При возбуждении такого резонатора в азимутальном направлении основная резонансная длина волны приближенно определяется длиной пути тока, обтекающего внутреннюю поверхность резонатора, как это показано на рис. 15.1.4, и, следовательно, не зависит от аксиального размера (т. е. от высоты анодного блока). С увеличением высоты анодного блока увеличивается поверхность, обтекаемая током, вследствие чего при данном токе уменьшаются потери на поверхности резонаторов.

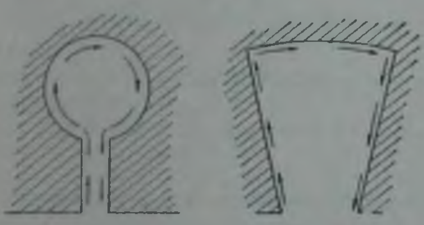


Рис. 15. 1. 4.

Эти обстоятельства позволяют осуществлять резонаторы, обладающие поверхностью, достаточной для рассеяния заданной мощности потерь при весьма коротких волнах. Поверхность цилиндрического катода зависит от его радиуса и длины. Очевидно, полезная длина катода равна высоте анодного блока, определяющейся заданной мощностью потерь. Дальнейшее увеличение высоты анодного блока нецелесообразно, так как при этом затрудняется получение постоянного магнитного поля требуемой напряженности. Следовательно, длина катода, равная высоте анодного блока, не должна превышать минимально необходимой.

Увеличение эмиссии катода может быть достигнуто за счет увеличения его радиуса. Поэтому радиус катода в многокамерном магнетроне обычно близок к внутреннему радиусу анодного блока. Увеличение внутреннего радиуса анодного блока при неизменном числе резонаторов приводит к увеличению расстояния между резонаторами и, как показывает теория и опыт, ухудшает энергетические свойства магнетрона. Во избежание этого, с увеличением радиуса катода приходится увеличивать число резонаторов. Итак, на основе простого, качественного рассмотрения требований к конструкции магнетрона приходим к следующим, важным для дальнейшего выводам: поперечные размеры отдельного резонатора определяют рабочую длину волны и не связаны с величиной генерируемой мощности; для увеличения последней необходимо увеличивать высоту, внутренний радиус анодного блока и число резонаторов. Нахождение оптимальной связи между этими величинами является задачей проектирования магнетронов, выходящей за рамки настоящей книги.

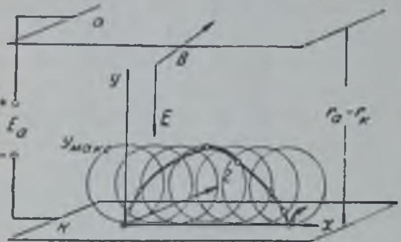


Рис. 15. 1. 5.

Рассмотрим качественно механизм поддержания колебаний в резонаторах такого магнетрона исходя из следующих условий: число резонаторов велико, радиус катода немногим меньше радиуса анода, равномерное магнитное поле действует вдоль оси катода. На основании этих условий некоторый участок цилиндрических поверхностей катода и анода можно рассматривать как две плоско-параллельные поверхности. Кроме того, будем полагать, как обычно, скорость электронов, покидающих катод, равной нулю. В таком случае движение электрона будет происходить в однородном электрическом и магнитном полях (рис. 15. 1. 5). Вектор напряженности электрического поля $\mathrm{E} = \frac{E_a}{r_a - r_к}$ направлен по оси y, вектор индукции магнитного поля B — по оси z.

Уравнение траектории электрона в параметрической форме имеет вид *):

$$\left.\begin{aligned} x &= \frac{m}{e}\frac{\mathrm{E}}{B^2}[\omega_ц t - \sin\omega_ц t] = \frac{1}{\omega_ц}\frac{\mathrm{E}}{B}(\omega_ц t - \sin\omega_ц t); \\ y &= \frac{m}{e}\frac{\mathrm{E}}{B^2}[1 - \cos\omega_ц t] = \frac{1}{\omega_ц}\frac{\mathrm{E}}{B}(1 - \cos\omega_ц t), \end{aligned}\right| \qquad (15.1.1)$$

т. е. является уравнением циклоиды. Здесь $\omega_ц = \frac{e}{m}\cdot B$ — так называемая циклотронная частота.

Смысл этих уравнений состоит в том, что в направлении x электрон совершает поступательное движение, в направлении y — периодическое колебательное движение с угловой частотой $\omega_ц$. Обладая при выходе из катода нулевой скоростью, электрон в ускоряющем поле анода стремится двигаться равноускоренно в направлении y, перпендикулярном плоскости катода. Но как только скорость его становится отличной от

*) Во всех уравнениях принята рационализированная система единиц MKS, в расчетных формулах — линейные величины в сантиметрах, магнитная индукция в гауссах.

нуля, на него начинает действовать магнитная сила ($v \cdot B$) в направлении, перпендикулярном вектору скорости, в результате чего траектория движения электрона искривляется и принимает форму циклоиды.

Постоянное магнитное поле, в силу закона сохранения энергии, не может изменить энергию электрона, ускоряемого электрическим полем. Поэтому максимальной кинетической энергией электрон будет обладать в точке максимального удаления от катода:

$$y_{\text{макс}} = \frac{2}{\omega_{ц}} \frac{E}{B} \qquad (15.1.2)$$

в момент времени, когда $\omega_{ц} t = \pi$.

Если $y_{\text{макс}} \geqslant r_a - r_к$, электрон попадет на анод и катодный ток замкнется через источник питания. При этом магнетрон представляет собой обычный диод и наличие постоянного магнитного поля приводит лишь к удлинению пути пролета электрона. Возникновение колебаний в данном случае невозможно, так как вся энергия, накопленная электроном за время движения в ускоряющем поле, отдается аноду в виде тепла.

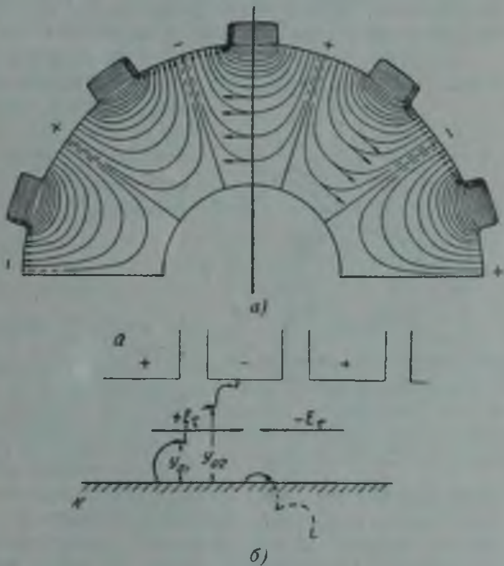


Рис. 15. 1. 6.

Если $y_{\text{макс}} = r_a - r_к$, имеет место предельный, или критический случай, при котором магнетрон еще сохраняет свойства обычного диода. Наконец, если $y_{\text{макс}} < r_a - r_к$, электрон не достигнув анода возвращается к катоду. При этом он будет двигаться в тормозящем поле анода, возвращая источнику питания энергию, полученную от него за время движения от $y = 0$ до $y = y_{\text{макс}}$. В момент $\omega_{ц} t = 2\pi$ электрон остановится на поверхности катода, т. е. его кинетическая энергия станет снова равной нулю, после чего процесс движения повторится и т. д.

Покажем, что в данном случае обеспечивается возможность поддержания незатухающих колебаний в резонаторе. Для этого рассмотрим взаимодействие движущегося электрона с полем резонаторов.

На рис. 15. 1. 6, *а* изображена возможная картина распределения электрического поля резонаторов при условии, что на каждом резонаторе действует некоторое синусоидальное напряжение и токи в соседних резонаторах находятся в противофазе. Ниже увидим, что именно такое распределение поля является наиболее целесообразным, и установим условия, в которых оно может быть получено.

Электрическое поле краевого эффекта на щели резонатора, распределенное в пространстве взаимодействия, оказывает существенное влияние на движение электронов. Разложим мысленно данное поле на радиальную и тангенциальную составляющие и проследим взаимодействие электронов с этими составляющими поля. Если электрон покинул катод вблизи щели, тангенциальная составляющая поля которой является для него тормозящей (рис. 15. 1. 6, *б*), — он будет отдавать полю энергию, получаемую от источника ускоряющего напряжения, в результате чего его энергия станет равной нулю ранее, чем он вернется на катод. Из точки остановки y_{01} электрон снова начнет двигаться и остановится в точке y_{02}, еще более удаленной от катода. Такое движение электрона будет продолжаться до тех пор, пока он, в конце концов, не попадет на анод. Следовательно, электрон, отдающий энергию в поле резонатора, совершит несколько витков криволинейной траектории. В конце каждого витка, кроме последнего, электрон останавливается, т. е. всю энергию, полученную от источника ускоряющего анодного напряжения, отдает полю резонатора, и только последний виток прерывается моментом попадания электрона на анод.

Энергия, полученная электроном за все время движения от катода к аноду, есть eE_a, энергия, с которой электрон прибывает на анод, равна $\frac{mv_a^2}{2}$, где v_a — скорость электрона у поверхности анода. Разность этих величин есть энергия, отданная полю резонатора. Коэффициент полезного действия электрона

$$\eta_{эл} = \frac{eE_a - \frac{mv_a^2}{2}}{eE_a} = 1 - \frac{mv_a^2}{e2E_a}.$$

К анализу данного выражения вернемся ниже.

Рис. 15. 1. 7.

Рассмотрим теперь движение электрона, покинувшего катод вблизи щели, тангенциальная составляющая поля которой является для него ускоряющей. Такой электрон отбирает энергию от поля, вследствие чего возвращается на катод с энергией большей нуля на первом же витке циклоиды и отдает эту избыточную энергию, полученную от поля резонатора, катоду. Итак, электроны «полезные», отдающие энергию полю резонатора, двигаются от катода к аноду, совершая несколько витков циклоиды, электроны «вредные», отбирающие энергию от поля резонатора, возвращаются на катод на первом же витке циклоиды. В результате этого объемный заряд в пространстве взаимодействия принимает характерную форму спиц, направленных от катода к щелям резонаторов, на которых в данный момент поле является тормозящим (рис. 15. 1. 7).

При рассмотрении влияния радиальной составляющей поля резонатора найдем скорость поступательного движения электронов вдоль щелей анодного блока дифференцируя выражение (15. 1. 1):

$$\frac{dx}{dt} = \frac{E}{B}(1 - \cos\omega_ц t). \qquad (15.1.3)$$

Величина $v_0 = \frac{E}{B}$ — постоянная скорость центра круга, образующего циклоиду, — является средним значением скорости поступательного движения электрона по циклоиде. Считая катод однородным, заключаем, что в любом сечении, параллельном щели резонатора, в любой момент равновероятно одинаковое количество электронов со всеми значениями скоростей, от $v = 0$ до $v_{макс} = 2v_0$. На этом основании примем, что вся масса электронов движется поступательно в пространстве взаимодействия со средней скоростью $v_0 = \frac{E}{B}$.

Рассмотрим влияние радиальной составляющей поля резонатора на три группы электронов (№ 1, № 2 и № 3), находящихся вблизи щели в момент, когда ее поле, являясь тормозящим, достигло максимального значения (рис. 15. 1. 8). Радиальная составляющая поля резонатора в плоскости, проходящей через середину щели, равна нулю, поэтому электрон, проходящий середину щели в момент максимального торможения, не испытывает воздействия радиальной составляющей. Электроны первой группы, «опаздывающие» к моменту максимального торможения в щели, испытают воздействие суммарного поля анода и радиальной составляющей поля резонатора $E = \frac{E_a}{r_a - r_к} + E_r$, в результате чего их скорость увеличится. Электроны третьей группы, прошедшие середину щели до того, как тормозящее поле на ней достигло максимального значения, испытают воздействие разностной напряженности поля $\frac{E_a}{r_a - r_к} - E_r$, поэтому их скорость уменьшится. В результате все три группы электронов к следующей щели прибудут более компактно, т. е. будет иметь место группирование, вполне подобное группированию в клистроне. Для того, чтобы эта группа электронов отдала максимум энергии следующему резонатору, электроны второй группы, около которых происходит группирование, должны пройти расстояние между двумя щелями за время, равное половине периода высокочастотных колебаний, так как за данное время поле соседнего резонатора станет максимальным тормозящим. Путь, пройденный электроном за это время, есть расстояние между двумя щелями

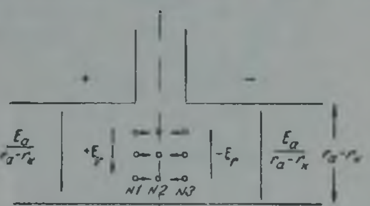


Рис. 15. 1. 8.

$$\frac{2\pi}{N}\frac{(r_a + r_к)}{2},$$

где N — число резонаторов.

Следовательно, средняя скорость электронов второй группы должна быть равна

$$v_s = \frac{2\pi}{N}\frac{(r_a + r_к)}{2}\frac{2}{T} = \frac{2\pi}{N}\frac{r_a + r_к}{2\pi}\omega = \frac{\omega}{N}(r_a + r_к)$$

Средняя угловая скорость движения электронов

$$\omega_s = \frac{v_0}{\frac{r_a + r_к}{2}} = \frac{2v_0}{r_a + r_к} = \frac{2\omega}{N}. \qquad (15.1.4)$$

Это важнейшее соотношение носит название условия или принципа синхронизации. Так как $v_0 = \frac{E}{B} = \frac{E_a}{(r_a - r_к)B}$, то условие (15. 1. 4) можно переписать следующим образом:

$$\frac{2E_a}{(r_a^2 - r_к^2)B} = \frac{2\omega}{N};\ E_a = B\frac{\omega}{N}(r_a^2 - r_к^2). \qquad (15.1.5)$$

В результате приходим к следующим выводам. Для того, чтобы обеспечить поддержание незатухающих колебаний в магнетроне, необходимо, чтобы напряжение на аноде его было меньше критического и равно величине, определяемой выражением (15. 1. 5). При этом условии в результате взаимодействия радиальных и тангенциальных полей с электронным потоком объемный заряд складывается в спицеобразное облако, вращающееся вокруг катода с угловой скоростью ω_0, обеспечивающей прохождение плотных групп электронов мимо щелей в момент наличия на них максимального тормозящего поля (рис. 15.1.9).

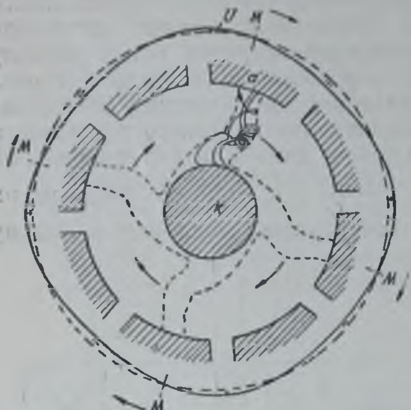


Рис. 15. 1. 9.

§ 15. 2. Колебательная система многорезонаторного магнетрона

Колебательная система современного многорезонаторного магнетрона состоит из нескольких резонаторов, выполненных в виде полостей в анодном блоке и связанных с кольцевым пространством взаимодействия. Существуют колебательные системы, в которых все резонаторы одинаковы, а также системы, состоящие из некоторого числа одинаковых пар резонаторов различных размеров и формы. Колебательные системы первого вида изображены на рис. 15. 2. 1, *а*, *б* и *в*.

Как видно из рисунка, внутренняя полость магнетрона представляет собой сложную связанную систему из нескольких резонаторов. Полагая магнитное поле сосредоточенным в цилиндрической части резонатора и перпендикулярным плоскости рисунка, а электрическое поле сосредоточенным в щели резонатора и лежащим в плоскости рисунка, можем отдельные резонаторы заменить эквивалентными колебательными контурами с сосредоточенными параметрами $L_р$ и $C_р$. Полагаем далее,

а) б) в)

Рис. 15. 2. 1.

Рис. 15. 2. 2.

что элементом связи между соседними резонаторами является только емкость заключенного между ними сегмента анода на катод и что магнитная связь между резонаторами весьма мала. Приняв эти допущения, можем представить внутреннюю полость магнетрона в виде эквивалентной схемы, изображенной на рис. 15. 2. 2.

Анализ данной эквивалентной схемы дает нам приближенное значение основных резонансных частот первого рода. Опыт показывает, что колебания второго рода, а также колебания высших порядков, возможность которых не учитывается этой эквивалентной схемой, практически не оказывают заметного влияния на работу магнетрона. Так как система обладает кольцевой симметрией, токи в смежных резонаторах в установившемся режиме колебаний будут равны по амплитуде, но могут отличаться по фазе на некоторый угол γ. Обозначим число резонаторов N. Начав отсчет фазовых углов с любого из резонаторов и обойдя по кольцу все N резонаторов, должны будем прийти к исходному току с его начальной фазой. Таким образом, полный фазовый сдвиг при обходе всех N резонаторов будет либо нуль, либо целое число 2π.

Сдвиг фаз между токами в смежных резонаторах, очевидно, будет в N раз меньше, т. е.

$$\gamma = n \cdot \frac{2\pi}{N}, \qquad (15.2.1)$$

где n — любое целое число, включая нуль.

Выделим одну из ячеек эквивалентной схемы (рис. 15. 2. 3). Падение напряжения на резонаторе, очевидно, будет равно

$$U_m = U - Ue^{j\gamma} = Iz_p, \qquad (15.2.2)$$

где

$$z_p = \frac{1}{j\omega C_p + \frac{1}{j\omega L_p}}.$$

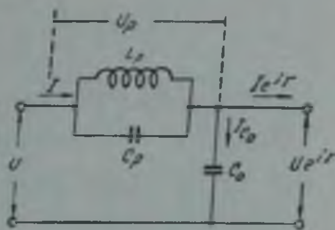


Рис. 15. 2. 3.

Ток, ответвляющийся в емкость C_0, равен разности токов входящего и выходящего из резонатора, т. е.

$$I_{C_0} = I - Ie^{j\gamma} = \frac{Ue^{j\gamma}}{z_0}.$$

Следовательно,

$$I = \frac{Ue^{j\gamma}}{z_0(1 - e^{j\gamma})}.$$

Подставляя найденное значение тока в уравнение (15. 2. 2), получим

$$U(1 - e^{j\gamma}) = \frac{z_p}{z_0} \cdot \frac{Ue^{j\gamma}}{1 - e^{j\gamma}},$$

откуда

$$(1 - e^{j\gamma})^2 = e^{j\gamma} \frac{z_p}{z_0}.$$

Деля обе части этого равенства на $e^{j\gamma}$, получим

$$\left(e^{-j\frac{\gamma}{2}} - e^{-j\frac{\gamma}{2}}\right)^2 = \frac{z_p}{z_0}.$$

Выражение в скобках

$$e^{-j\frac{\gamma}{2}} - e^{j\frac{\gamma}{2}} = -2j \sin\frac{\gamma}{2}.$$

Следовательно,

$$\frac{z_p}{z_0} = -4 \sin^2\frac{\gamma}{2}. \qquad (15.2.3)$$

Полученное равенство должно удовлетворяться в любом установившемся режиме колебаний и резонансные частоты должны обращать это равенство в тождество. Подставляя в него выражения для z_p и z_0 как функции частоты, получим

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_p C_p}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4 \frac{C_p}{C_0} \sin^2 \frac{\gamma}{2}}}}.$$

Но $\frac{1}{\sqrt{L_p C_p}}$ есть основная резонансная частота колебаний первого рода одиночного резонатора ω_p. Следовательно, окончательно

$$\omega_n = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \frac{1}{4 \frac{C_p}{C_0} \sin^2 \frac{\pi n}{N}}}}. \qquad (15.2.4)$$

Для длин волн получим соответственно

$$\lambda_n = \lambda_p \sqrt{1 + \frac{1}{4 \frac{C_p}{C_0} \sin^2 \frac{\pi n}{N}}}. \qquad (15.2.5)$$

Исследуем найденное решение. Подставляя вместо n целое число 0, 1, 2, 3 и т. д., будем получать различные значения длины волны. Так как длина волны зависит при данных параметрах λ_p, C_p и C_0 только от функции $\sin^2 \frac{\pi n}{N}$, период которой равен π, очевидно, нет смысла подставлять значение $n \geqslant N$, потому что при этом будем получать повторяющиеся значения длины волны. Значения $n = 0$ и $n = N$ обращают длину волны в бесконечность и поэтому интереса не представляют.

Следовательно, уравнение (15. 2. 5) может иметь лишь $N-1$ принципиально различных решений для длины волны, каждое из которых соответствует определенной физической картине распределения электромагнитного поля во внутренней полости магнетрона.

Однако в интервале значений $n = 1, 2 \ldots (N-1)$ будут получаться численно равные значения длины волны для различных значений n. Так, при $n = 1$ получим

$$\lambda_1 = \lambda_p \sqrt{1 + \frac{1}{4 \frac{C_p}{C_0} \sin^2 \frac{\pi}{N}}}.$$

Численно такое же значение длины волны получим для $n = N - 1$:

$$\lambda_{N-1} = \lambda_p \sqrt{1 + \frac{1}{4 \frac{C_p}{C_0} \sin^2 \frac{\pi (N-1)}{N}}} = \lambda_p \sqrt{1 + \frac{1}{4 \frac{C_p}{C_0} \left(-\sin \frac{\pi}{N}\right)^2}} = \lambda_1.$$

Аналогично получим:

$$\lambda_2 = \lambda_{N-2};$$
$$\lambda_3 = \lambda_{N-3};$$
$$\cdots\cdots$$
$$\lambda_k = \lambda_{N-k}.$$

Пусть число резонаторов N — нечетное, т. е.

$$N = 2k + 1,$$

тогда:

$$\lambda_1 = \lambda_{N-1} = \lambda_{2k};$$
$$\lambda_2 = \lambda_{N-2} = \lambda_{2k-1};$$
$$\cdots\cdots\cdots$$
$$\lambda_k = \lambda_{k+1}.$$

Следовательно, при нечетном числе резонаторов будет иметь место $k = \frac{N-1}{2}$ пар численно равных резонансных волн.

При четном числе резонаторов, т. е. при $N = 2k$, получим:

$$\lambda_1 = \lambda_{N-1};$$
$$\lambda_2 = \lambda_{N-2};$$
$$\cdots\cdots$$
$$\lambda_k = \lambda_{N-k} = \lambda_k = \lambda_{\frac{N}{2}}.$$

Следовательно, при четном числе резонаторов будет иметь место $\frac{N}{2} - 1$ пар численно равных резонансных волн и одна резонансная волна, соответствующая $n = \frac{N}{2}$. Колебания, длины волн которых равны для разных значений n, носят название попарно вырожденных колебаний или дублетов. Таким образом, при нечетном числе резонаторов все собственные колебания являются попарно вырожденными, при четном имеется одно невырожденное колебание, соответствующее $n = \frac{N}{2}$.

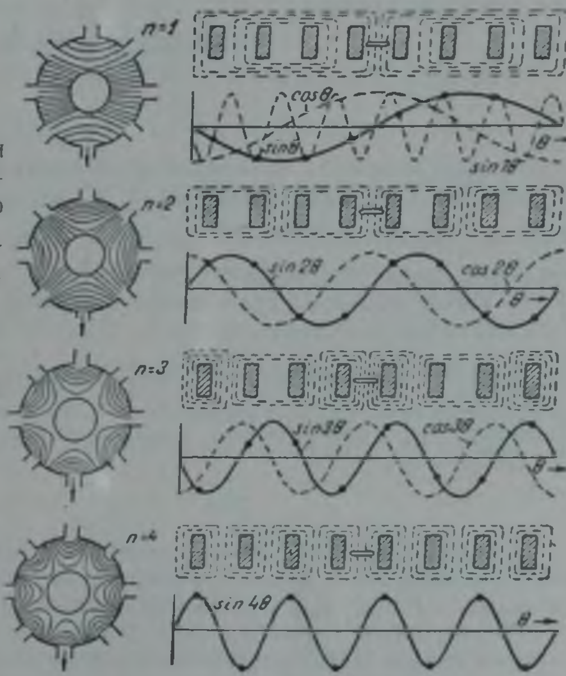


Рис. 15. 2. 4.

При этом виде колебаний фазовый сдвиг между токами в смежных резонаторах

$$\gamma = \frac{2\pi n}{N} = \pi.$$

Поэтому колебания такого вида называют колебаниями вида π или противофазными.

Постараемся уяснить физический смысл полученных результатов. Развернем мысленно анодный блок магнетрона как это показано на рис. 15. 2. 4 и рассмотрим картину распределения потенциала вдоль анодного блока для любого из дублетов. Фазовый сдвиг между напряжениями на щелях смежных резонаторов как и между токами в них будет:

для $n = n_1$

$$\gamma_1 = \frac{2\pi n_1}{N}; \qquad (15.2.6)$$

для $n_2 = N - n_1$

$$\gamma_{N-n_1} = \frac{2\pi (N-n_1)}{N} = 2\pi - \frac{2\pi n_1}{N} = 2\pi - \gamma_1. \qquad (15.2.7)$$

Пусть на щели одного из резонаторов в момент времени t_0 действует напряжение

$$U_q = U_m \cos \omega t_0.$$

Тогда для $n = n_1$ на щели соседнего резонатора в этот же момент времени будем иметь

$$U_{q+1} = U_m \cos (\omega t_0 - \gamma_0).$$

Напряжение U_{q+1} станет равным U_q спустя момент времени Δt, таким образом, чтобы

$$\omega (t_0 + \Delta t) - \gamma_1 = \omega t_0,$$

т. е.

$$\Delta t = \frac{\gamma_1}{\omega_1}.$$

Итак, за время Δt начальная фаза напряжения на резонаторе переместится на соседний резонатор, т. е. поле, создаваемое колебанием длины волны λ_1, повернется на угол $\Delta\theta = \frac{2\pi}{N}$. Спустя время $2\Delta t$ начальная фаза напряжения переместится на следующий резонатор и т. д. Таким образом, поле, соответствующее резонансной волне λ_{n_1}, будет перемещаться вдоль анодного блока с угловой скоростью

$$\omega_{вр^1} = \frac{\Delta\theta}{\Delta t} = \frac{\omega}{n}.$$

Повторяя эти рассуждения для $n_2 = N - n_1$, получим, учитывая (15. 2. 7):

$$\omega_{вр^2} = -\frac{\omega}{n} = -\omega_{вр}.$$

Следовательно, поля, создаваемые в пространстве взаимодействия двумя колебаниями дублета, образуют две бегущие с равными угловыми скоростями в противоположных направлениях волны одинаковой частоты.

В результате сложения двух таких волн, как известно, получается стоячая волна. Для волн колебаний вида $n = 1$ и $n = N-1$ в пространстве взаимодействия вдоль анодного блока уложится одна стоячая волна, для колебаний вида $n = 2$ — две стоячие волны и т. д. Для отвода энергии петлю связи необходимо расположить в пучности тока. При попарно вырожденных колебаниях, очевидно, число стоячих волн, укладывающихся вдоль анодного блока, меньше половины числа резонаторов, следовательно, число пучностей тока в резонаторах меньше числа резонаторов. Иными словами, при вырожденных колебаниях всегда, по крайней мере в одной паре резонаторов будут узлы тока. Положение узлов и пучностей при этом зависит от начальной фазы возникновения колебаний, т. е. является совершенно случайным. Малейшее изменение симметрии системы вызовет перемещение пучностей и узлов тока из одних резонаторов в другие, в результате энергия, выводимая петлей связи из одного из резонаторов, может изменяться в самых широких пределах.

При невырожденных колебаниях вида π фазы токов в смежных резонаторах всегда противоположны. Вдоль анодного блока укладывается $\frac{N}{2}$ стоячих волн, и число пучностей тока равно числу резонаторов, т. е.

в каждом резонаторе имеет место пучность тока и на каждой щели пучность напряжения. Поэтому петля связи, расположенная в любом из резонаторов, всегда находится в пучности магнитного поля, т. е. обеспечивается устойчивость величины выводимой энергии. Следовательно, рабочим видом колебаний являются невырожденные колебания вида π, остальные виды колебаний будут паразитными и требуется принимать специальные меры, устраняющие возможность их возникновения. Для этого прежде всего необходимо, чтобы колебательная система магнетрона содержала четное число резонаторов. Далее, как убедимся ниже, условия возбуждения колебаний определяются длиной их волны и потому при возбуждении колебаний вида π следует стремиться, чтобы длина волны ближайшего к ним дублета вида $\frac{N}{2} \pm 1$ возможно сильнее отличалась от длины волны рабочих колебаний.

Вернемся к формуле (15. 2. 5). Для колебаний вида π получим

$$\lambda_{\pi} = \lambda_p \sqrt{1 + \frac{1}{4\frac{C_p}{C_0}}}.$$

Для ближайшего дублета

$$\lambda_{\frac{N}{2}\pm 1} = \lambda_p \sqrt{1 + \frac{1}{4\frac{C_p}{C_0}\sin^2\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{N}\right)}} = \lambda_p \sqrt{1 + \frac{1}{4\frac{C_p}{C_0}\cos^2\frac{\pi}{N}}}.$$

Величина $\frac{C_p}{C_0}$, как показывает опыт, имеет порядок 5—10. Поэтому второе слагаемое под корнем в обоих выражениях много меньше единицы. Извлекая приближенно корни, получим

$$\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_{\frac{N}{2}-1}} = \frac{1 + \frac{1}{8\frac{C_p}{C_0}}}{1 + \frac{1}{8\frac{C_p}{C_0}\cos^2\frac{\pi}{N}}} \cong 1 - \frac{1}{8\frac{C_p}{C_0}}\left(\frac{1}{\cos^2\frac{\pi}{N}} - 1\right) = 1 - \frac{1}{8\frac{C_p}{C_0}} \cdot \operatorname{tg}^2\frac{\pi}{N}.$$

Так, например, при числе резонаторов $N = 8$ получим, считая $\frac{C_p}{C_0} = 10$,

$$\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_{\frac{N}{2}-1}} = 1 - 0{,}002 = 0{,}998.$$

Опыт показывает, что при столь ничтожной разнице в частотах невозможно обеспечить устойчивое возбуждение колебаний желательного вида. С увеличением числа резонаторов частоты колебаний вида π и элементы дублета еще более сближаются. Для разделения этих частот в настоящее время используются два приема: а) в магнетронах на рабочие волны свыше 3 *см* вводятся связки; б) в более коротковолновых магнетронах колебательная система составляется из некоторого числа одинаковых пар разных резонаторов.

Прежде чем перейти к рассмотрению способов разделения частот, остановимся на определении собственной частоты и добротности резонаторов магнетрона.

Для определения резонансных частот (волн) колебательной системы магнетрона необходимо прежде всего знать собственную частоту (длину волны) отдельного резонатора. Ограничимся рассмотрением двух наиболее распространенных форм резонаторов, используемых в многорезонаторных магнетронах, а именно: резонатор типа щель-отверстие и резонатор лопаточного типа (рис. 15. 2. 1, *а* и *б*).

А. Резонатор типа щель-отверстие

При вычислении основной резонансной волны резонатора типа щель-отверстие развернем кольцевой анодный блок в плоскость и рассмотрим пару смежных резонаторов (рис. 15. 2. 5).

Резонансную волну одиночного резонатора будем искать в виде *)

$$\lambda_p = 2\pi \sqrt{L_p C_p}.$$

Эквивалентная индуктивность резонатора L_p состоит из индуктивности цилиндрической части и индуктивности щели

$$L_p = L_ц + L_щ.$$

Эквивалентную индуктивность цилиндрической части резонатора определим как коэффициент пропорциональности между током, протекающим по стенке резонатора, I и его полным магнитным потоком

$$L_ц = \frac{\Phi}{I}.$$

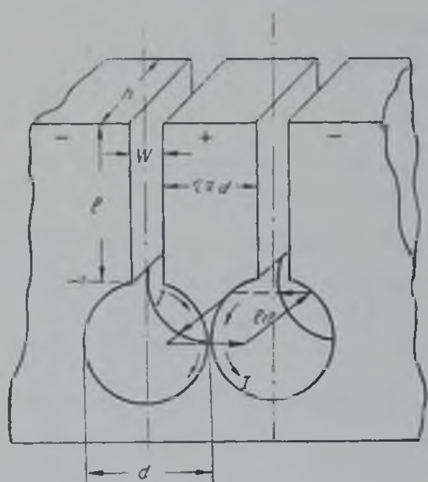


Рис. 15. 2. 5.

По закону Ампера средняя напряженность магнитного поля

$$H_{ср} = \frac{4\pi \cdot 2I}{l_{ср}},$$

где $l_{ср}$ — средняя длина пути обхода вокруг стенки резонатора;

$$l_{ср} = 2h + d.$$

Следовательно,

$$H_{ср} = \frac{8\pi I}{2h + d}.$$

Полный магнитный поток

$$\Phi = H_{ср} \cdot S = \frac{8\pi I}{2h + d} \cdot \frac{\pi d^2}{4} = \frac{2\pi^2 d^2}{2h + d} I,$$

откуда

$$L_ц = \frac{2\pi^2 d^2}{2h + d}. \quad (15.2.8)$$

Индуктивность щели определим, полагая, что напряженность магнитного поля вдоль щели равномерно падает по мере удаления от цилиндрической части резонатора от величины $H_{ср.\,ц}$ до нуля. Тогда

$$H_{ср.\,щ} = \frac{H_{ср.\,ц}}{2}.$$

Магнитный поток щели

$$\Phi_щ = \frac{H_{ср.\,ц}}{2} lw = \frac{4\pi I l w}{2h + d}.$$

Индуктивность щели

$$L_щ = \frac{4\pi l w}{2h + d}. \quad (15.2.9)$$

Общая эквивалентная индуктивность

$$L_p = L_ц + L_щ = \frac{2\pi^2 d^2 + 4\pi l w}{2h + d}. \quad (15.2.10)$$

Эквивалентная емкость резонатора складывается из емкости щели, емкости цилиндрической части и краевой емкости, обусловленной наличием электрического поля между сегментами анода, линии которого примем имеющими вид дуг окружности:

$$\left.\begin{aligned} C_p &= C_щ + C_ц + C_{кр}; \\ C_щ &= \frac{lh}{4\pi w}. \end{aligned}\right\} \quad (15.2.11)$$

*) Все линейные размеры, емкость и индуктивность здесь выражены в сантиметрах.

Емкость цилиндрической части определим следующим приемом. При основном резонансе только цилиндрической части вдоль нее уложится половина стоячей волны. Следовательно,

$$\lambda_ц = 2\pi d.$$

С другой стороны

$$\lambda_ц = 2\pi\sqrt{L_ц C_ц};$$

$$C_ц = \frac{d^2}{L_ц} = \frac{d^2(2\pi + d)\cdot 4}{8\pi\cdot\pi d^2} = \frac{1}{\pi^2}\left(h + \frac{d}{2}\right). \qquad (15.2.12)$$

Краевую емкость между сегментами анода определим подобно тому как это было сделано для тороидальных резонаторов.

Пусть на щели действует напряжение U_m (рис. 15. 2. 6). Тогда напряженность поля вдоль силовой линии радиуса r

$$E = \frac{U_m}{\pi r} = 4\pi\sigma.$$

Поверхностная плотность зарядов на сегментах анода

$$\sigma = \frac{U_m}{4\pi^2 r}.$$

Заряд емкости $C_{кр}$ будет равен

$$q = \int\limits_{\frac{w}{2}}^{\frac{d}{2}} \frac{U_m h}{4\pi^2}\cdot\frac{dr}{r} = \frac{U_m h}{4\pi^2}\ln\frac{d}{w}.$$

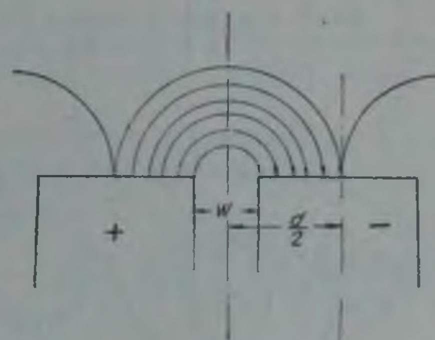


Рис. 15. 2. 6.

Краевая емкость

$$C_{кр} = \frac{q}{U_m} = \frac{h}{4\pi^2}\ln\frac{d}{w}. \qquad (15.2.13)$$

Таким образом, полная емкость резонатора

$$C_р = C_щ + C_ц + C_{кр} = \frac{lh}{4\pi w} + \frac{1}{\pi^2}\left(h + \frac{d}{2}\right) + \frac{1}{4\pi^2}\ln\frac{d}{w} =$$

$$= \frac{1}{4\pi}\left[\frac{lh}{w} + \frac{4}{\pi}\left(h + \frac{d}{2}\right) + \frac{1}{\pi}\ln\frac{d}{w}\right]. \qquad (15.2.14)$$

Резонансная длина волны

$$\lambda_р = 2\pi\sqrt{L_р C_р} = 2\pi\sqrt{\frac{\left(\frac{\pi d^2}{4} + lw\right)\left[\frac{lh}{w} + \frac{4}{\pi}\left(h + \frac{d}{2} + 4\ln\frac{d}{w}\right.\right]}{(2h + d)}}. \qquad (15.2.15)$$

Б. Резонатор лопаточного (секторообразного) вида

Выделим один из резонаторов анодного блока (рис. 15. 2. 1, *в*) и будем рассматривать его как секторную линию, замкнутую на широком конце, присоединенную к сосредоточенной емкости, образованной краевым эффектом торцов лопастей резонатора (рис. 15. 2. 7). Эту емкость определим тем же приемом, что и ранее:

$$C_{кр} = \frac{h}{4\pi^2}\ln\frac{4d_a}{\pi d_a - N\tau}, \qquad (15.2.16)$$

где N — число резонаторов.

Входное сопротивление секторной линии

$$x_л = \frac{120\pi\psi_a}{h\,\mathrm{Ct}\,(ma;\,mb)}. \qquad (15.2.17)$$

Здесь:

$$\psi = \frac{2\pi}{N} \quad \text{и} \quad \mathrm{Ct}(ma;\, mb) = \frac{J_0(ma)\, N_1(mb) - N_0(ma)\, J_1(mb)}{J_1(mb)\, N_1(ma) - J_1(ma)\, N_1(mb)};$$

$$a = \frac{d_a}{2} - \rho; \quad \frac{b}{2} = \frac{D}{2} - \rho; \quad \rho = \frac{\tau}{2 \sin \frac{\pi}{N}};$$

$\mathrm{Ct}(ma,\ mb)$ — функция, называемая большим радиальным котангенсом. График этой функции приведен на рис. 15. 2. 8.

При резонансе входное сопротивление линии равно сопротивлению сосредоточенной емкости, т. е.

$$4{,}77\, \frac{\lambda_\text{р}}{C_\text{кр}} = \frac{120\pi \cdot 2\pi a}{Nh\, \mathrm{Ct}(ma;\, mb)}. \qquad (15.2.17)$$

Для грубо приближенного расчета можно принять, что в радиальном направлении вдоль лопасти резонатора уложится одна четверть резонансной волны:

$$\lambda_\text{р} = 4\,[b - a]. \qquad (15.2.18)$$

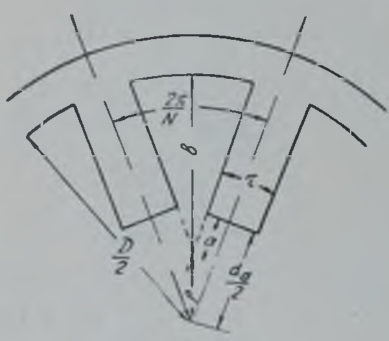


Рис. 15. 2. 7.

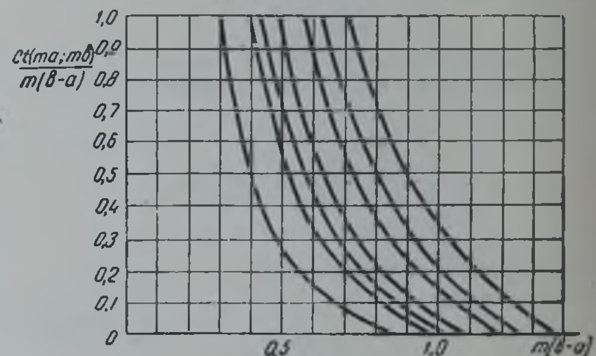


Рис. 15. 2. 8.

Добротность и эквивалентное сопротивление одиночных резонаторов магнетрона могут быть вычислены такими же приемами, как это было сделано в § 5. 6 для коаксиальных резонаторов. Потери на стенках резонатора типа щель-отверстие:

$$P_\text{р} = \frac{U_m^2}{2R_{э_0}} = R_{11}\, \frac{\pi d + l}{h} \cdot \frac{I_\text{р}^2}{2} = R_{11}\, \frac{\pi d + l}{h} \cdot \frac{(C_\text{р} \cdot \omega\, U_m)^2}{2}.$$

Отсюда эквивалентное сопротивление при резонансе

$$R_{э_0} = \frac{h}{R_{11}(\pi d + l)\, \omega C_\text{р}} = \frac{74{,}5 \cdot \lambda_\text{р}^{\frac{3}{2}} \cdot h}{\sqrt{k} \cdot (\pi d + l)}. \qquad (15.2.19)$$

В этой формуле, как и в последующих, все линейные величины выражены в сантиметрах. Так как резонаторы всегда выполняются из меди и рабочая температура поверхности резонатора обычно равна 200—300°, коэффициент k близок к единице. При расчетах можно принять $k = 1{,}2$—$1{,}4$.

Запас энергии в электрическом поле резонатора

$$W = \frac{C_\text{р} \cdot U_m^2}{2}.$$

Добротность резонатора

$$Q_0 = 2\pi \cdot f \cdot \frac{W}{P_\text{р}} = \frac{105 \cdot \lambda^{\frac{3}{2}} \cdot h}{C_\text{р} \cdot \sqrt{k} \cdot (\pi d + l)}. \qquad (15.2.20)$$

Для резонатора лопаточного типа В. Ф. Коваленко получены приближенные формулы:

$$R_э = \frac{1{,}17\cdot10^6\cdot6\pi^3\cdot4\,(b^2-a^2)^2}{\lambda_р\,\sqrt{\lambda_р}\,[N(h+\tau)+\pi b]^2\cdot\left[\frac{2(b-a)}{h}+\frac{2\pi b}{Nh}\right]}; \qquad (15.2.21)$$

$$Q_0 = \frac{1{,}17\cdot10^6}{\sqrt{\lambda_р}}\cdot\frac{(b^2-a^2)}{[N(h+\tau)+\pi b]}\cdot\frac{1}{\left[\frac{2(b-a)}{h}+\frac{2\pi b}{Nh}\right]}. \qquad (15.2.22)$$

Вышеприведенные формулы для расчета резонаторов предложены и экспериментально проверены В. Ф. Коваленко на большом числе образцов. Погрешность расчетов по этим формулам имеет порядок 5—10%.

§ 15. 3. Разделение резонансных частот связками

На рис. 15. 3. 1 и 15. 3. 2 представлены колебательные системы магнетрона с различными видами связок.

Физический смысл действия связок заключается в следующем. Как видно из рис. 15. 3. 2, связки соединяют между собой точки *1*, *2*, *3* и т. д., являющиеся эквипотенциальными для колебаний вида π, так как сдвиг фаз напряжений между этими точками равен 2π. Поэтому при колебаниях типа π ток по связке между точками *1—2*, *2—3* и т. д. равен нулю. При колебаниях всех других видов фазовый сдвиг напряжений между этими точками будет отличен от 2π и по связке пойдет ток.

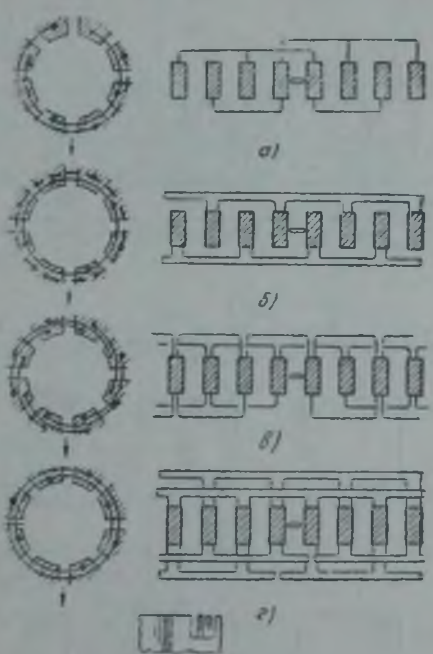


Рис. 15. 3. 1.

Вследствие этого распределенная индуктивность участков связки *1—2*, *2—3* и т. д. будет шунтировать соответствующие пары резонаторов, увеличивая их собственную частоту, а следовательно, и частоту соответствующего вида колебаний.

Обратимся к приближенному, для простейшего случая одиночной кольцевой связки, количественному анализу разделения частот. Рассмотрим участок связки *1—2* и его эквивалентную схему (рис. 15. 3. 3).

Будем полагать, что участок связки, проходящий над щелью, мал по сравнению с участком, проходящим вдоль сегмента, который, в свою очередь, мал по сравнению с длиной волны и радиус связки велик по сравнению с рассматриваемым ее участком. Это упрощает дальнейшие выкладки, позволяя заменить участок связки комбинацией сосредоточенных емкости и индуктивности, как показано на рис. 15. 3. 3, *б*.

Здесь $L_{св\,э}$ и $C_{св\,э}$ эквивалентные емкость и индуктивность связки, приведенные к щели одного резонатора. Физически эти параметры определяют половину энергии магнитного ($L_{св\,э}$) и электрического ($C_{св\,э}$) полей участка связки, соединяющего сегменты анода. Очевидно, при неизменных статических параметрах $L_{св\,0}$ и $C_{св\,0}$, определяющихся геометрическими размерами связки и колебательной системы, эквивалентные параметры будут изменяться в зависимости от разности фаз между точками *1—2*, т. е. в зависимости от вида колебаний. Определим эту зависимость для любого вида колебаний. Между связкой и сегментом анода, вблизи которого она проходит, будет протекать емкостный ток. Эквивалентное емкостное сопротивление связки, шунтирующее резонатор, определим как коэффициент пропорциональности между напряжением на щели резонатора и этим емкостным током.

Пусть при колебаниях вида n потенциал точки 1 относительно сегмента анода будет

$$U_1 = U_{m_1} \cos \omega t;$$

тогда потенциал точки 2 в этот же момент времени относительно того же сегмента

$$U_2 = -U_{m_1} \cos (\omega t - \gamma).$$

Между связкой и сегментом анода пойдет емкостный ток, величина которого определится средним потенциалом связки относительно этого сегмента анода. В самом деле, элементарный ток, текущий между элементом связки длиною dx и сегментом анода, как следует из рис. 15. 3. 4, будет равен

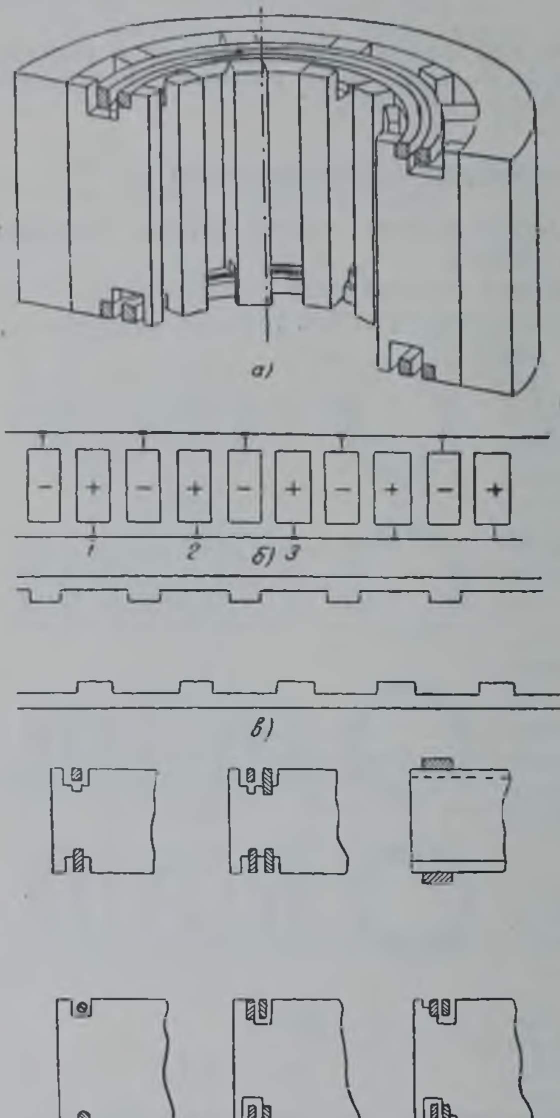


Рис. 15. 3. 2.

$$di = dC \frac{du_x}{dt} = C_{\text{св}_0} \frac{du_x}{dt} dx.$$

Так как

$$u_x = U_{m_1} \cos [\omega t - \varphi(x)],$$

получим

$$\frac{du_x}{dt} = -U_{m_1} \omega \sin [\omega t - \varphi(x)].$$

Полный ток между связкой и сегментом

$$i = \omega d_0 \int_0^\tau U_{m_1} \sin [\omega t - \varphi(x)]\, dx.$$

Ввиду того, что поперечные размеры связки и канавки, в которой она проходит, не зависят от переменной x, очевидно,

$$\varphi(x) = \gamma \cdot \frac{x}{\tau}.$$

Учитывая это равенство и выполняя интегрирование, получим

$$i = \omega C_{\text{св}_0} \frac{U_{m_1} [\cos \omega t - \cos (\omega t - \gamma)]}{2}.$$

Таким образом, полный емкостный ток связки определится средним потенциалом связки относительно сегмента анода, который равен

$$u_{\text{ср}} = \frac{U_{m_1} \left[\cos \omega t - \cos \left(\omega t - \frac{2\pi n}{N}\right)\right]}{2}.$$

Преобразуя разность косинусов в скобках, получим

$$u_{\text{ср}} = U_{m_1} \sin \frac{\gamma}{2} \sin \left(\omega t + \frac{\gamma}{2}\right).$$

Амплитуда среднего потенциала

$$U_{m\,\text{ср}} = U_{m_1} \sin \frac{\gamma}{2}.$$

Амплитуда емкостного тока определится амплитудой средней разности потенциалов и статической емкостью связка—сегмент:

$$I_{C\,\text{св}} = \omega C_{\text{св}_0} U_{m\,\text{ср}} = \omega C_{\text{св}_0} U_m \sin \frac{\gamma}{2};$$

$$x_{C\,\text{св}_э} = \frac{U_m}{I_{C\,\text{св}}} = \frac{1}{\omega C_{\text{св}_0} \sin \frac{\gamma}{2}},$$

откуда следует, что эквивалентная емкость связки

$$C_{св_э} = C_{св_0} \sin\frac{\gamma}{2}. \qquad (15.3.1)$$

Эквивалентное индуктивное сопротивление связки определим как коэффициент пропорциональности между напряжением на щели резонатора и током, текущим по связке в результате наличия разности потенциалов между точками *1* и *2*. Эта разность потенциалов, очевидно, равна

$$U_{12} = U_1 - U_2 = U_m \cos\omega t + U_m \cos(\omega t - \gamma).$$

Выполняя аналогичное преобразование, получим

$$U_{12} = 2U_m \cos\frac{\gamma}{2} \cos\left(\omega t + \frac{\gamma}{2}\right).$$

Обозначим статическую индуктивность участка *1 — 2* связки $2L_{св_0}$. Тогда:

$$I_{L св} = \frac{2U_{12}}{2\omega L_{св_0}} = \frac{U_m \cos\frac{\gamma}{2}}{\omega L_{св_0}};$$

$$L_{св_э} = \frac{x_{L\,св_э}}{\omega} = \frac{L_{св_0}}{\cos\frac{\gamma}{2}}. \qquad (15.3.2)$$

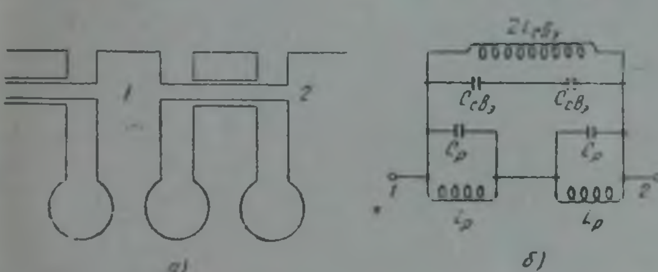


Рис. 15. 3. 3.

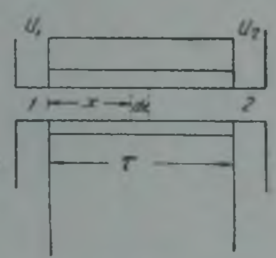


Рис. 15. 3. 4.

Следовательно, наличие связки изменит эквивалентные параметры резонатора следующим образом:

$$L'_р = \frac{L_р L_{св_э}}{L_р + L_{св_э}} = \frac{L_р L_{св_0}}{L_р \cos\frac{\gamma}{2} + L_{св_0}}; \qquad (15.3.3)$$

$$C'_р = C_р + C_{св_э} = C_р + C_{св_0} \sin\frac{\gamma}{2}. \qquad (15.3.4)$$

Вследствие этого собственная волна резонатора станет равной

$$\lambda'_р = 2\pi \sqrt{L'_р C'_р} = \lambda_р \sqrt{\frac{1 + \frac{C_{св_0}}{C_р} \sin\frac{\gamma}{2}}{1 + \frac{L_р}{L_{св_0}} \cos\frac{\gamma}{2}}}. \qquad (15.3.5)$$

Длина волны колебаний вида π

$$\lambda'_\pi = \lambda_0 \sqrt{1 + \frac{C_{св_0}}{C_р}} \sqrt{1 + \frac{1}{4\frac{C_р + C_{св_0}}{C_0}}}. \qquad (15.3.6)$$

Длина волны смежного вида колебаний

$$\lambda'_{\frac{N}{2}\pm 1} = \lambda_0 \sqrt{\frac{1 + \frac{C_{св_0}}{C_р} \cos\frac{\pi}{N}}{1 + \frac{L_р}{L_{св_0}} \sin\frac{\pi}{N}}} \sqrt{1 + \frac{1}{4\frac{C'_р}{C_0} \cos^2\frac{\pi}{N}}}. \qquad (15.3.7)$$

Из рассмотрения формул (15. 3. 6) и (15. 3. 7) следует, что чем больше число резонаторов, тем меньше выигрыш в разделении частот, даваемый связкой. При данном числе резонаторов разделение частот растет с увеличением отношений:

$$\frac{C_{св_0}}{C_р} \quad \text{и} \quad \frac{L_р}{L_{св_0}}.$$

Если число резонаторов достаточно велико, можно приближенно принять $\cos\frac{\pi}{N} \cong 1$ и $\sin\frac{\pi}{N} \cong \frac{\pi}{N}$. Тогда

$$\frac{\lambda'_\pi}{\lambda'_{\frac{N}{2}-1}} : \frac{\lambda_{\frac{N}{2}-1}}{\lambda_\pi} \cong \sqrt{1+\frac{L_р\pi}{L_{св}N}}. \qquad (15.3.8)$$

Поэтому, в целях увеличения разделения резонансных волн необходимо по возможности уменьшать индуктивность связки, для чего следует либо увеличивать ширину связки, либо применять параллельное соединение нескольких (обычно не

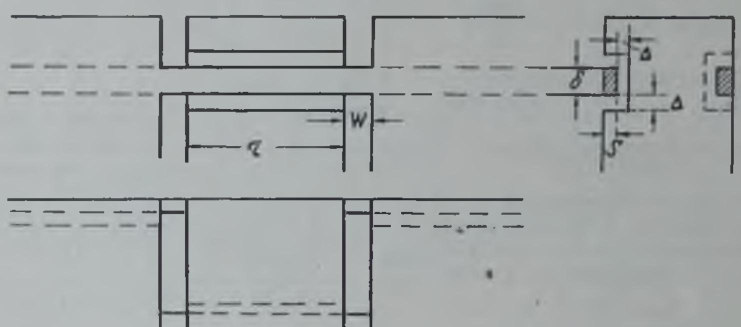


Рис. 15. 3. 5.

более двух) связок. В целях сохранения симметрии анодного блока кольцевые связки устраиваются по обеим его сторонам и соединяют сегменты блока, как показано на рис. 15. 3. 2. Опытом установлено, что связки должны быть экранированы от пространства взаимодействия. С этой целью связки помещают в кольцевые канавки, выточенные в теле анодного блока.

Перейдем к определению статических параметров связок. Рассмотрим случай одиночных двухсторонних кольцевых связок (рис. 15. 3. 5).

Статическая емкость связки, шунтирующая один резонатор, образуется поверхностями связки, обращенными к стенкам канавки, и при односторонней связке будет равна

$$C_{св_{0\,одн}} = \frac{1}{2}\cdot\frac{S}{4\pi\Delta},$$

где S — поверхность обкладок плоского конденсатора, обладающего такой же емкостью. Величину S определим как среднее арифметическое между поверхностью связки, обращенной к стенкам канавки, и поверхностью канавки

$$S = \frac{\tau(4s+2\delta+4\Delta)}{2}.$$

Следовательно, односторонняя связка шунтирует резонатор емкостью

$$C_{св_{0\,одн}} = \frac{1}{2}\cdot\frac{\tau(2s+\delta+2\Delta)}{4\pi\Delta}.$$

При двухсторонних связках эта емкость, очевидно, удвоится:

$$C_{св_0} = \frac{\tau(2s+\delta+2\Delta)}{4\pi\Delta}. \qquad (15.3.9)$$

На рис. 15. 3. 6 представлена часть анодного блока, связанная двойными двухсторонними связками. Для этого случая найденное значение емкости необходимо удвоить и прибавить емкость между обращенными друг к другу поверхностями связок, находящимися над щелью резонатора.

Таким образом, для двойных двухсторонних связок получим

$$C_{\text{св}_0\,\partial в} = \frac{2\pi\,(2s + \delta + 2\Delta)}{4\pi\Delta} + \frac{2ws}{4\pi\Delta}. \tag{15.3.10}$$

Статическую индуктивность связки определим из очевидного соотношения:

$$\lambda_{\text{св}_0} = 2\pi\sqrt{L_{\text{св}_0} C_{\text{св}_0}}.$$

Длина основной резонансной волны кольцевого проводника равна его периметру, т. е. $\lambda_{\text{св}_0} = 2\pi r_{\text{св}}$. Следовательно,

$$L_{\text{св}_0} = \frac{r_{\text{св}}^2}{C_{\text{св}_0}}. \tag{15.3.11}$$

При работе колебаниями вида π по связкам будет течь емкостный ток, обусловленный емкостью связка—сегмент. Потери, создаваемые этим током для двойных двухсторонних связок, будут равны

$$P_{\text{св}} = R_{11}\cdot\frac{\left(w + \frac{\tau}{2}\right)}{32s}\cdot\frac{1}{2}\,(U_m \omega C_{\text{св}_0})^2. \tag{15.3.12}$$

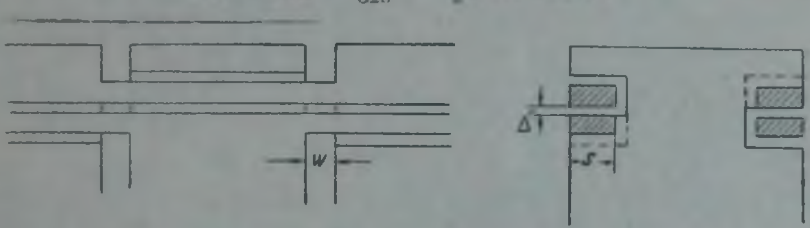


Рис. 15. 3. 6.

Добротность резонатора с учетом потерь в связках:
для резонатора щель-отверстие

$$Q_0 = \frac{106\lambda^{\frac{3}{2}}}{(C_p + C_{\text{св}_0})\left(\frac{\pi d + l}{h} + \frac{2w + \tau}{8s}\cdot\frac{C_{\text{св}_0}}{C_{\text{св}_0} + C_p}\right)}; \tag{15.3.13}$$

для лопаточного резонатора

$$Q_0 = \frac{1{,}17\cdot 10^6}{\sqrt{\lambda}}\,\frac{(b^2 - a^2)}{[N(h + \tau) + \pi b]}\,\frac{1}{\left[\frac{2(b - a)}{h} + \frac{2\pi b}{Nh} + \frac{2w + \tau}{8s}\cdot\frac{C_{\text{св}_0}^2}{(C_{\text{св}_0} + C_p)^2}\right]}. \tag{15.3.14}$$

Потери, вносимые связками, возрастают с квадратом частоты. Кроме этого, весьма важного обстоятельства нужно иметь в виду, что практическое выполнение связок сильно затрудняется по мере укорочения волны и связанного с ним уменьшения размеров всей колебательной системы. Так, например, размеры связки 3-сантиметрового магнетрона типа 725А: $\delta = 0{,}025$ *см*; $\Delta = 0{,}029$ *см*; $s = 0{,}089$ *см*. Оба эти обстоятельства заставляют отказаться от применения связок в магнетронах, предназначенных для работы на волнах короче 3 сантиметров.

Для обеспечения нужного коэффициента разделения частот в магнетронах, работающих в диапазоне волн короче 3 сантиметров, приходится видоизменять колебательную систему, выполняя ее из резонаторов разных размеров.

§ 15. 4. Разделение частот в разнорезонаторной системе

Разнорезонаторная колебательная система и эквивалентная схема пары смежных резонаторов приведены на рис. 15. 4. 1.

Таким образом, разнорезонаторную колебательную систему представляем как N одинаковых пар разных контуров, составляющих кольцо.

Используя кольцевую симметрию системы, можем принять, что напряжения, действующие на смежных парах, и токи в них могут отличаться только фазовым углом $\gamma = \frac{2\pi n}{N}$. Составляя уравнения токов и напряжений для такой пары, получим:

$$U - Ue^{j\gamma} = z_1 I + z_2 \left[I - \frac{U - Iz_1}{z_0} \right]; \tag{15.4.1}$$

$$I - Ie^{j\gamma} = \frac{U - Iz_1}{z_0} + \frac{Ue^{j\gamma}}{z_0}. \tag{15.4.2}$$

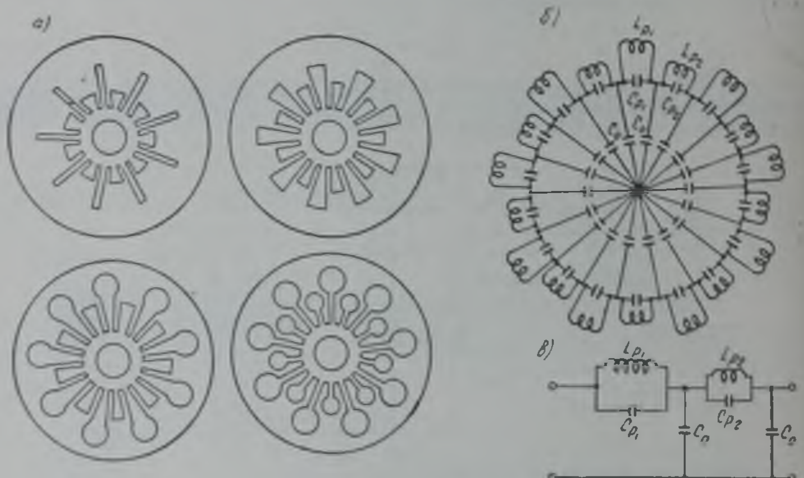


Рис. 15. 4. 1.

Подставляя из (15. 4. 2) в (15. 4. 1) значение тока I и сокращая полученное выражение на величину U, получим

$$\cos\gamma = 1 + \frac{C_0}{C_{p_1}} \frac{1}{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right)^2} + \frac{C_0}{C_{p_2}} \frac{1}{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_2}\right)^2} + \frac{1}{2} \frac{C_0^2}{C_{p_1} C_{p_2}} \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right)^2\right] \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_2}\right)^2\right]}.$$

Так как обычно $\frac{C_0}{C_{p_1}} \ll 1$ и $\frac{C_0}{C_{p_2}} \ll 1$, последним слагаемым в этом уравнении можно пренебречь. Заменяя $1 - \cos\gamma = 2\sin^2\frac{\gamma}{2}$ и обозначая $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = k$, получим окончательно:

$$\frac{C_0}{C_{p_1}} \frac{1}{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right)^2} + \frac{C_0}{C_{p_2}} \frac{1}{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} k\right)^2} + 2\sin^2\frac{\gamma}{2} = 0. \tag{15.4.3}$$

Полученное биквадратное уравнение будет иметь две серии положительных вещественных корней, соответствующих выбору знака перед вторым корнем дискриминанта его решения. При выборе знака (+) получим серию длинноволновых резонансов, при выборе знака (—) соответственно серию коротковолновых резонансов. Длина волны первой серии убывает с увеличением номера вида колебаний n, длина волны второй серии возрастает. Для длины волны колебаний вида π получим из уравнения (15. 4. 3):

$$\lambda_\pi = 2\pi \sqrt{(C_{p_1} + C_{p_2}) \frac{L_{p_1} + L_{p_2}}{L_{p_1} L_{p_2}}}. \qquad (15.4.4)$$

Полученные результаты имеют следующий физический смысл. В разнорезонаторном магнетроне длины волн длинноволновой серии резонансов близки к собственной длине волны больших резонаторов, коротковолновой серии — к собственной длине волны малых резонаторов. Длина волны колебаний вида π определяется контуром, полученным в результате параллельного соединения большого и малого резонаторов.

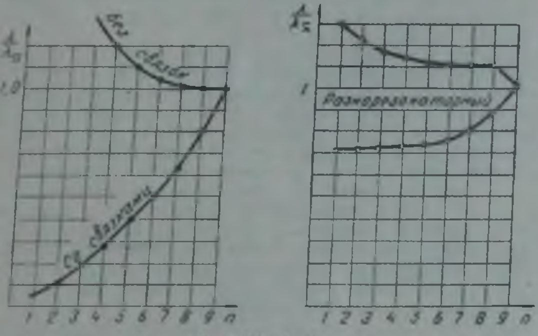


Рис. 15. 4. 2.

Последний результат может быть найден непосредственно из уравнения (15. 4. 1). В самом деле, для колебаний вида π из (15. 4. 1) получим

$$z_1 + z_2 = 0.$$

Полагая $z_1 = j\rho \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l_1$, $z_2 = j\rho \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l_2$, где l_1 и l_2 соответственно радиальные длины большого и малого резонаторов, получим

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l_1 + \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l_2 = 0,$$

откуда

$$\frac{2\pi}{\lambda_\pi} l_1 + \frac{2\pi}{\lambda_\pi} l_2 = \pi.$$

Следовательно,

$$\lambda_\pi = 2(l_1 + l_2).$$

Ближайшие длины волн длинноволновой и коротковолновой серий резонансов будут соответственно близки к величинам:

$$\lambda_{дл} = 4l_1; \ \lambda_{кор} = 4l_2.$$

Коэффициенты разделения будут равны:

$$\frac{\lambda_\pi}{\lambda_{дл}} = k_{дл} = \frac{2(l_1 + l_2)}{4l_1} = 0{,}5\left(1 + \frac{l_2}{l_1}\right);$$

$$\frac{\lambda_\pi}{\lambda_{кор}} = k_{кор} = \frac{2(l_1 + l_2)}{4l_2} = 0{,}5\left(1 + \frac{l_1}{l_2}\right).$$

Таким образом, выбором размеров больших и малых резонаторов можно получить требуемое разделение частот.

На рис. 15. 4. 2 представлены спектры резонансных длин волн 18-резонаторного магнетрона.

§ 15. 5. Способы настройки колебательной системы магнетронов

Рассмотренные выше колебательные системы многорезонаторного магнетрона имели некоторые фиксированные геометрические размеры и, следовательно, обеспечивали генерирование колебаний определенной фиксированной длины волны. При практическом же использовании магнетронного генератора, как и любого другого генератора, желательно иметь возможность управлять частотой генерируемых колебаний в тех или иных пределах. Но для магнетронного генератора это представляет значительно более сложную задачу, чем для других, рассмотренных выше типов генераторов.

Сложность практического решения этой задачи обусловлена следующими обстоятельствами: во-первых, все элементы колебательной системы магнетрона находятся в вакууме, чем затрудняется возможность механического воздействия на них; во-вторых, в процессе настройки желательно сохранение симметрии колебательной системы, для чего необходимо одинаково и одновременно воздействовать на все резонаторы, составляющие колебательную систему.

В настоящее время используются два способа настройки магнетронного генератора — механический и электронный. Первый способ основан на изменении параметров резонаторов механическим путем. Для обеспечения возможности точной настройки на заданную рабочую волну механическая настройка должна быть достаточно плавной, для чего механический привод к органам настройки выполняется в виде редуктора с большим замедлением. При механической настройке можно обеспечить весьма широкие пределы изменения рабочих длин волн, но для перехода с одной волны на другую требуется довольно много времени.

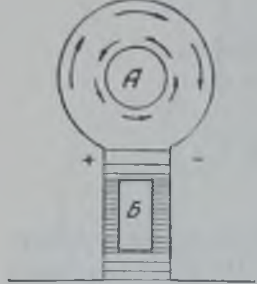


Рис. 15. 5. 1.

При электронной настройке в полость колебательной системы вводится управляемый электронный поток, вследствие чего изменяется эквивалентная емкость резонаторов. Диапазон электронной настройки значительно меньше, чем механической, но зато перестройка с одной волны на другую происходит практически мгновенно.

Таким образом, оба способа настройки связаны с значительным конструктивным усложнением магнетрона. Поэтому настраиваемые магнетроны выпускаются пока в относительно небольшом количестве.

Рассмотрим вкратце основные приемы осуществления настройки многокамерного магнетрона. Под механической настройкой будем понимать изменение параметров резонаторов в результате перемещения тех или иных органов настройки. Выше уже указывалось, что в процессе настройки желательно сохранять угловую симметрию колебательной системы. Такой способ настройки называется симметричным. Наряду с симметричным способом настройки находит себе применение значительно более простой в конструктивном отношении асимметричный способ настройки, при котором изменяются параметры одного из резонаторов. Однако при этом нарушение угловой симметрии приводит к искажению высокочастотного поля в пространстве взаимодействия и снижению коэффициента полезного действия.

На рис. 15. 5. 1 представлен одиночный резонатор типа щель-отверстие, с внесенными в него органами настройки *А* и *Б*. Цилиндрический орган настройки *А* вводится в высокочастотное магнитное поле цилиндрической части резонатора. На его поверхности наводится ток (направление которого показано стрелками), ослабляющий магнитное поле резонатора, т. е. уменьшающий его эквивалентную индуктивность. По мере погружения цилиндра *А* в резонатор, наведенный на нем ток увеличивается и эквивалентная индуктивность резонатора уменьшается.

При внесении в щель резонатора прямоугольного органа настройки *Б* возрастает напряженность поля в зазоре между стенками щели и поверхностью органа настройки, в результате чего при данной разности потенциалов увеличиваются заряды на поверхности стенок щели, т. е. увеличивается эквивалентная емкость резонатора. Существенно отметить, что как уменьшение индуктивности, так и увеличение емкости приводят к уменьшению добротности ненагруженного резонатора, следовательно, к снижению коэффициента полезного действия колебательной системы. Поэтому введение органов настройки снижает энергетические показатели магнетронного генератора, причем, очевидно, чем больше пределы изменения рабочей волны, тем более значительным будет ухудшение энергетических показателей. Это обстоятельство ограничивает пределы настройки. Кроме того, при настройке изменением емкости необходимо считаться с увеличением напряженности поля в зазоре между стенками щели и поверхностями органа настройки.

При больших мощностях увеличение напряженности поля, особенно при непрерывном режиме работы магнетрона, может привести к ионизации остатков газа и дуговому разряду, т. е. к весьма опасному для магнетрона нарушению его нормального режима работы. Все эти обстоятельства приводят к практически достижимым пределам изменения рабочей волны порядка 1,1—1,5.

Для симметричной индуктивной настройки настроечные цилиндры, в количестве, равном числу резонаторов, монтируются на общем диске, соединенном вакуумноплотной гибкой стенкой с анодным блоком магнетрона, как показано на рис. 15. 5. 2. Диск со смонтированными на нем настроечными цилиндрами называется индуктивной

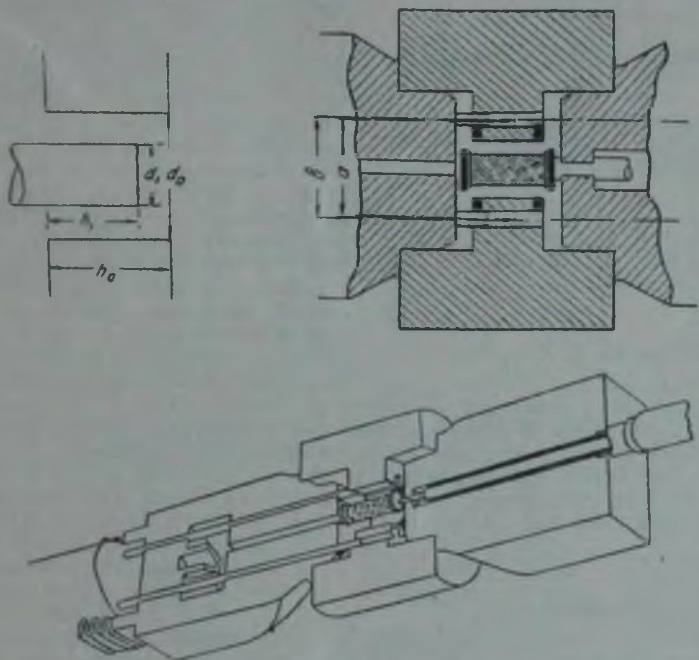


Рис. 15.5.2.

коронкой. При аксиальном перемещении индуктивной коронки собственная длина волны отдельных резонаторов изменяется и может быть приближенно определена по формуле:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = a + (1-a)\sqrt{1 + \frac{h_1 d_1^2}{h_0\left(d_0^2 - d_1^2\right)}}. \qquad (15.5.1)$$

Здесь λ_0 — собственная длина волны резонатора при отсутствии настроечного цилиндра, a — эмпирический коэффициент, имеющий порядок 0,4—0,6; остальные величины, входящие в эту формулу, соответствуют обозначениям геометрических размеров на рис. 15. 5. 2.

Уменьшение индуктивности резонатора при погружении в него настроечного цилиндра увеличивает отношение $\frac{L_{св}}{L_р}$ и вследствие этого ухудшает разделение частот, обеспечиваемое связками. Обратное явление имеет место при настройке емкостной коронкой, увеличивающей емкость связок. Этот вид настройки схематически показан на рис. 15. 5. 3. При погружении емкостной коронки в пространство между связками длина волны колебаний вида π увеличивается более значительно, чем соседних видов колебаний. Практически оказывается возможным конструирование емкостной коронки, обеспечивающей шестикратное увеличение емкости связок. При этом относительный диапазон настройки имеет порядок 1,1—1,2, при незначительном изменении электрических показателей по диапазону.

Недостатком настройки емкостной коронкой является, как уже указывалось, опасность пробоя, поэтому такой способ настройки находит применение в маломощных низковольтных магнетронах. Использование емкостной коронки, настраивающие элементы которой входят в щели резонаторов, как показано на рис. 15. 5. 1 (элемент $Б$), нецелесообразно, так как при этом увеличивается емкость резонатора при неизменной емкости связок, что приводит к уменьшению разделения видов колебаний.

Наибольший диапазон настройки при почти неизменном значении добротности может быть достигнут при одновременном изменении емкости и индуктивности резонаторов посредством двойной индуктивно-емкостной коронки. Подобная конструкция представлена на рис. 15. 5. 4. Емкостная коронка с настраивающими элементами *Б*, расположенная по одну сторону анодного блока, с помощью стержней *С* связана с индуктивной коронкой с настраивающими элементами *А*, расположенной по другую сторону анодного блока. Таким образом, приближение элементов *А* к резонаторам, уменьшающее их индуктивность, сопровождается удалением от резонаторов элементов *Б*, вследствие чего их емкость тоже уменьшается. В такой конструкции удается получить относительный диапазон настройки порядка 1,5.

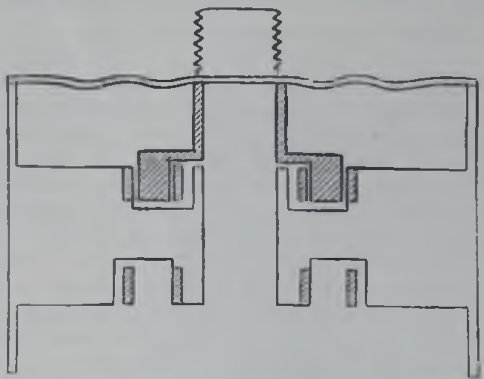


Рис. 15. 5. 3.

Рассмотрим некоторые способы настройки магнетронов, изготовленных на фиксированную волну, посредством внешних реактивностей. Поскольку внешние реактивности не входят в конструкцию магнетрона и не находятся в вакууме,—такой способ настройки представляет большой практический интерес. На рис. 15.5.5 представлена схема симметричной настройки магнетрона поредством внешней коаксиальной линии. Сегменты с нечетными номерами соединены с одним из проводов коаксиальной линии, сегменты с четными номерами — с другим. Проводники, соединяющие между собой четные и нечетные сегменты, играют роль связок.

Так как при колебаниях отличных от вида π напряжения на четных и нечетных сегментах непротивофазны, линия связана с колебательной системой при этих колебаниях слабее, чем при колебаниях вида π. Поэтому влияние длины линии на длину волны колебаний вида π оказывается значительно более сильным, чем на длину волны колебаний другого типа, т. е. при таком способе настройки разделение видов колебаний улучшается. Перемещение настроечного поршня коаксиальной линии меняет ее реактивность в широких пределах, поэтому такой способ настройки может обеспечить весьма широкий диапазон изменений рабочей длины волны. Недостатком этой системы является значительное конструктивное усложнение магнетрона.

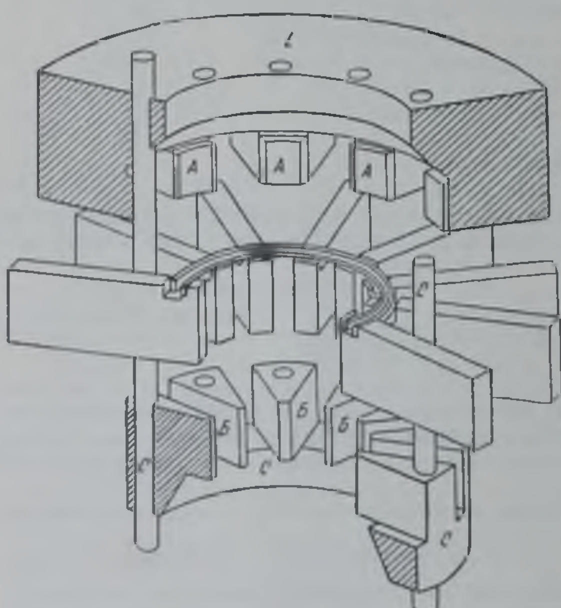


Рис. 15. 5. 4.

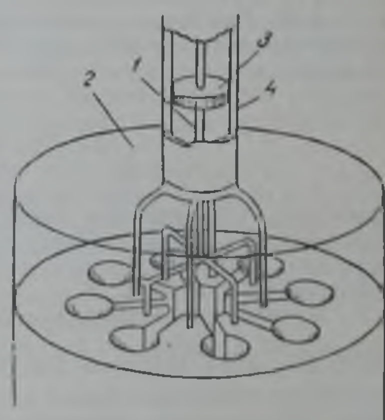


Рис. 15. 5. 5.

Для перестройки обычных магнетронов, изготовленных на фиксированную частоту, используются методы асимметричной настройки посредством внешней реактивности, связанной с одним из резонаторов, обычно именно с тем, из которого отводится энергия в нагрузку. Во избежание перехода на нежелательный вид колебаний из-за нарушения угловой симметрии в процессе настройки, абсолютное изменение частоты не должно превышать 30—50% от абсолютной разности частот смежных видов колебаний. При этом относительный диапазон изменений рабочей волны получается весьма небольшим, порядка 1,05—1,1.

Электронная настройка осуществляется введением в колебательную систему вспомогательного электронного потока в направлении, совпадающем с направлением постоянного магнитного поля. При этом постоянное магнитное поле фокусирует вспомогательный электронный поток в узкий пучок. Наличие электронного пучка в пространстве щели резонатора эквивалентно увеличению диэлектрической проницаемости этого пространства. Изменение плотности вспомогательного электронного пучка вызовет практически безинерционное изменение емкости резонатора, а следовательно, и его резонансной длины волны.

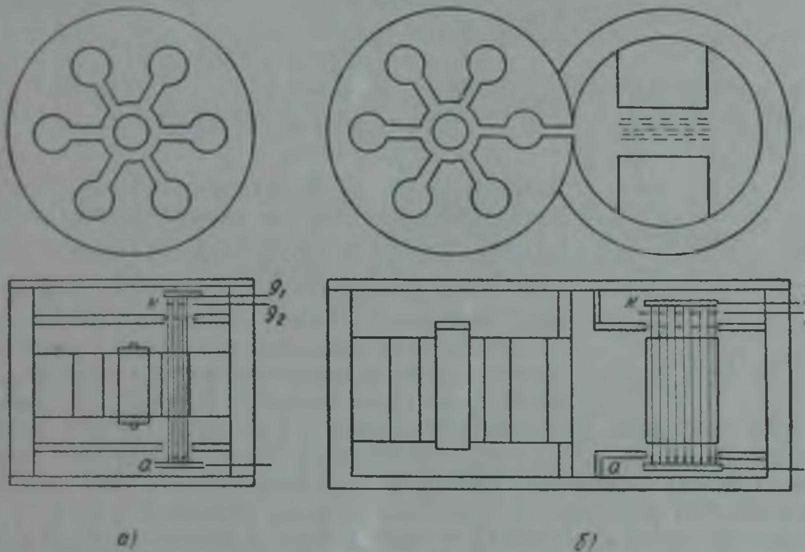


Рис. 15. 5. 6.

На рис. 15. 5. 6. *а* и *б* представлены два возможных варианта осуществления электронной настройки. В первом случае (рис. 15. 5. 6, *а*) электронный поток от вспомогательного катода *к*, ускоряемый напряжением на сетке g_1, проходит через щель резонатора и замыкается на вспомогательном аноде *а*. Плотность электронного потока управляется путем изменения напряжения на управляющей сетке g_1. На рис. 15. 5. 6, *б* управляемый магнетрон связан с объемным резонатором, эквивалентная емкость которого изменяется таким же точно способом.

Принципиальной разницы между данными вариантами нет, практически второй вариант может оказаться удобнее, так как размеры вспомогательных деталей в этом случае в малой степени зависят от размеров самого магнетрона и могут быть выбраны исходя из конструктивных соображений. Теория и эксперимент показывают, что при возможных практически плотностях вспомогательного электронного потока изменение рабочей длины волны составляет доли процента. Тем не менее, электронная настройка является наиболее целесообразным способом частотной модуляции магнетронных генераторов, так как вспомогательный электронный поток не взаимодействует с основным электронным потоком и поэтому практически не влияет на энергетические показатели генератора.

§ 15. 6. Условия самовозбуждения и области генерирования магнетрона

Определение условий существования незатухающих колебаний в магнетроне начнем с изучения статического режима.

В статическом режиме анодный ток магнетрона зависит от двух величин: напряжения, приложенного к аноду E_a, и индукции магнитного поля B. Выше, на примере плоского магнетрона было показано, что с увеличением индукции магнитного поля при постоянном анодном напряжении увеличивается кривизна траекторий электронов и при некотором значении индукции, которое называлось критическим, все электроны, излученные катодом, описав циклоидную траекторию, и не достигнув анода, возвращаются на катод. При этом значении магнитного поля происходит изменение качества магнетрона, а именно, он приобретает свойство генерировать электрические колебания.

Определим связь между напряжением на аноде и индукцией магнитного поля в критическом режиме. Дифференциальные уравнения движения электрона в прямоугольных координатах имеют вид:

$$\left.\begin{aligned} m\frac{d^2x}{dt^2} &= eE_x + eB\frac{dy}{dt}; \\ m\frac{d^2y}{dt^2} &= eE_y - eB\frac{dx}{dt}. \end{aligned}\right| \qquad (15.6.1)$$

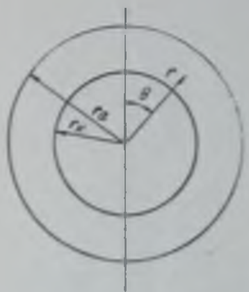


Рис. 15. 6. 1.

Здесь E_x и E_y — составляющие напряженности электрического поля в направлениях осей координат, $eB\frac{dy}{dt}$ и $eB\frac{dx}{dt}$ — составляющие магнитной силы, действующей на электрон в направлении, перпендикулярном вектору его скорости.

Поскольку многорезонаторные магнетроны имеют всегда цилиндрическую конструкцию, все расчетные соотношения, полученные интегрированием исходных уравнений движения (15. 6. 1), получают наиболее компактную форму, если эти уравнения записать в полярных координатах. Система полярных координат представлена на рис. 15. 6. 1. В этой системе координат положение электрона определяется двумя переменными: радиусом-вектором r, отсчитываемым от центра катода, и углом θ, отсчитываемым от произвольного начала отсчета, например от вертикали. Вместо составляющих скоростей, ускорений и сил по осям введем понятия радиальной и тангенциальной составляющих этих величин:

$$\left.\begin{aligned} v_y &= v_r = \frac{dr}{dt} = \frac{dv}{dt}; \\ v_x &= v_\tau = r\frac{d\theta}{dt} = r\omega_{эл}. \end{aligned}\right| \qquad (15.6.2)$$

Здесь $\omega_{эл} = \frac{d\theta}{dt}$ — угловая скорость движения электрона.

Выражения для ускорений криволинейного движения в полярных координатах имеют следующий вид:

Радиальная составляющая ускорения

$$\left(\frac{dv}{dt}\right)_r = \frac{d^2r}{dt^2} - r\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 \qquad (15.6.3)$$

Тангенциальная составляющая

$$\left(\frac{dv}{dt}\right)_\tau = r\frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\frac{dr}{dt}\cdot\frac{d\theta}{dt} \qquad (15.6.4)$$

Равенство всех сил, действующих на электрон в тангенциальном и радиальном направлениях, приводит к следующим дифференциальным уравнениям:

$$m\left(\frac{dv}{dt}\right)_\tau = m\left(r\,\frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\,\frac{dr}{dt}\cdot\frac{d\theta}{dt}\right) = eE_\tau + eB\,\frac{dr}{dt}, \qquad (15.6.5)$$

$$m\left(\frac{dv}{dt}\right)_r = m\left[\frac{d^2r}{dt^2} - r\left(\frac{d\theta}{d}\right)^2\right] = eE_r - eB\,\frac{d\theta}{dt}. \qquad (15.6.6)$$

Как было показано выше, увеличение напряженности магнитного поля в пределах от нуля до критического значения удлиняет путь, а следовательно, и время пролета электронов от катода к аноду. Пространственный заряд всех электронов, находящихся в пространстве катод—анод, равный $q = I_к t_{пр\ ка}$, постоянен, пока не изменится анодное напряжение.

Следовательно, с увеличением напряженности магнитного поля эмиссионный ток будет уменьшаться. Профессор Г. А. Гринберг впервые

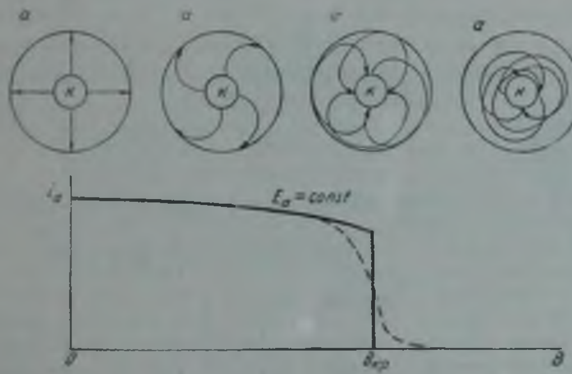


Рис. 15. 6. 2.

показал, что при изменении напряженности магнитного поля от нуля до критического значения эмиссионный ток уменьшается приблизительно на 25%. При $B = B_{кр}$ электроны, не достигая анода, возвращаются на катод и анодный ток скачком падает до нуля. Траектории электронов и зависимость анодного тока от индукции магнитного поля показаны на рис. 15. 6. 2. В действительности резкое уменьшение анодного тока наблюдается в некоторой конечной области значений индукции магнитного поля вблизи критического, вследствие того, что скорости электронов, эмитируемых разными участками катода, неодинаковы и абсолютная симметрия прибора на практике неосуществима.

В статическом режиме высокочастотных полей на щелях резонаторов нет, поэтому тангенциальная составляющая напряженности электрического поля равна нулю. При этом условии уравнение (15. 6. 5) принимает вид:

$$m\left(r\,\frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\,\frac{dr}{dt}\cdot\frac{d\theta}{dt}\right) = eB\,\frac{dr}{dt}. \qquad (15.6.7)$$

Левая и правая части этого уравнения могут быть представлены производными

$$\frac{d}{dt}\left[mr^2\,\frac{d\theta}{dt}\right] = \frac{d}{dt}\left[\frac{eBr^2}{2}\right].$$

Переходя к дифференциалам

$$d\left[mr^2\frac{d\theta}{dt}\right]=d\left[\frac{eBr^2}{2}\right]$$

и интегрируя в пределах $r=r_a$ и $r=r_\kappa$, получим

$$mr_a^2\frac{d\theta_a}{dt}-mr_\kappa^2\frac{d\theta_\kappa}{dt}=\frac{eB}{2}\left(r_a^2-r_\kappa^2\right).$$

Угловая скорость электронов у катода равна нулю:

$$\frac{d\theta_\kappa}{dt}=0,$$

поэтому

$$mr_a^2\frac{d\theta_a}{dt}=\frac{eB}{2}\left(r_a^2-r_\kappa^2\right);$$

$\frac{d\theta_a}{dt}$ есть угловая скорость электрона у анода, т. е. в точке возврата. Поскольку радиальная составляющая скорости в этой точке равна нулю, его кинетическая энергия полностью определяется тангенциальной составляющей скорости

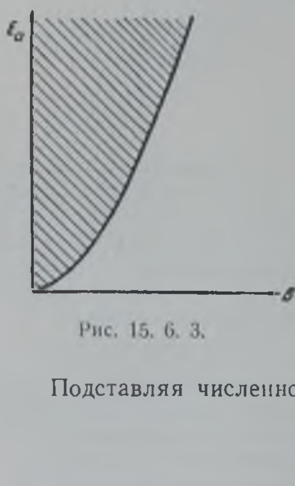


Рис. 15. 6. 3.

$$\frac{mv_\tau^2}{2}=\frac{mr_a^2\left(\frac{d\theta_a}{dt}\right)^2}{2}=eE_a.$$

Отсюда угловая скорость электрона у анода

$$\omega_{\text{эл}\,a}=\frac{d\theta_a}{dt}=\frac{1}{r_a}\sqrt{2\frac{e}{m}E_a}. \qquad (15.6.8)$$

Следовательно,

$$B_{\text{кр}}=\frac{m}{e}\cdot\frac{r_a^2\cdot\frac{d\theta_a}{dt}\cdot 2}{r_a^2-r_\kappa^2}=\frac{2\sqrt{2\frac{m}{e}E_a}}{r_a\left[1-\frac{r_\kappa^2}{r_a^2}\right]}\,\frac{\text{веб}}{\text{м}^2}.$$

Подставляя численное значение постоянных величин, получим

$$B_{\text{кр}}=\frac{6{,}72\sqrt{E_a}}{r_a\left(1-\frac{r_\kappa^2}{r_a^2}\right)}\text{ гаусс}. \qquad (15.6.9)$$

Здесь B выражено в гауссах, E_a — в вольтах, r_a и r_κ — в сантиметрах.

При заданной индукции магнитного поля B существует некоторое значение анодного напряжения, при котором начинается анодный ток и которое может быть также названо критическим:

$$E_{a\,\text{кр}}=\frac{B^2r_a^2\left(1-\frac{r_\kappa^2}{r_a^2}\right)^2}{45}=0{,}0221r_a^2\left(1-\frac{r_\kappa^2}{r_a^2}\right)\cdot B^2. \qquad (15.6.9а)$$

Эта зависимость в системе координат E_a, B графически представляется так называемой параболой критического режима (рис. 15. 6. 3), делящей плоскость E_a, B на две области.

Любая комбинация E_a и B может быть представлена некоторой точкой на данной плоскости, с абсциссой равной B и ординатой равной

E_a. Если эта точка находится в заштрихованной области левее параболы критического режима, то магнетрон является диодом и самовозбуждение колебаний невозможно. Если эта точка лежит правее параболы критического режима, то электроны, не достигая анода, возвращаются к катоду, проходя вблизи щелей анодного блока и обеспечивая тем самым возможность самовозбуждения.

При значениях E_a и B близких к критическим, пространство катод—анод заполнено электронным облаком, вращающимся в этом пространстве. Отдельные электроны, составляющие облако, описывают криволинейные траектории, причем тангенциальная составляющая их скоростей, равная нулю на поверхности катода, возрастает по мере приближения к аноду и в точке поворота у поверхности анода достигает максимального значения, определяемого формулой (15. 6. 8). Таким образом, электронное облако можно представить себе состоящим из концентрических слоев электронов, вращающихся с угловыми скоростями от $\omega_{\text{эл}\,к}=0$ до

$$\omega_{\text{эл}\,a}=\frac{1}{r_a}\sqrt{2\frac{e}{m}E_a}.$$

Предположим, что на резонаторах магнетрона имеется переменное напряжение одного из возможных видов колебаний, с угловой частотой ω_n. Так как здесь изучаем условия возникновения колебаний, то будем считать, что амплитуды тангенциальной и радиальной составляющих поля в пространстве взаимодействия весьма малы по сравнению с постоянным анодным напряжением. Естественно, что электроны, двигающиеся в слое, прилегающем к аноду, наиболее интенсивно взаимодействуют с тангенциальной составляющей поля резонаторов. Для поддержания незатухающих колебаний в резонаторах необходимо соблюдение установленного в § 15.1 принципа синхронизации, который сейчас можем уточнить следующим образом: для поддержания незатухающих колебаний в магнетроне необходимо подать на его анод такое напряжение, при котором скорость электронов в слое, прилегающем к аноду, обеспечивает торможение электронов тангенциальной составляющей поля резонаторов. Для этого следует добиться, чтобы электроны, прошедшие середину какой-либо щели в момент максимального значения тормозящего поля, приблизились к следующей щели в момент, когда напряжение на ней достигает такого же значения.

Фазовый сдвиг между напряжениями на щелях соседних резонаторов

$$\gamma=\frac{2\pi n}{N}.$$

Угол пролета электроном расстояния между щелями может отличаться от величины γ на любое целое число 2π:

$$\omega_n t_{\text{пр}}=\frac{2\pi n}{N}+p\cdot 2\pi.$$

Здесь ω_n — угловая частота данного вида колебаний;

$$p=0,\ \pm 1,\ \pm 2.$$

Время пролета, следовательно, должно быть равно

$$t_{\text{пр}}=\frac{1}{\omega_n}\cdot 2\pi\left(p+\frac{n}{N}\right).$$

Расстояние между щелями, которое за это время должен пролететь электрон,

$$l=\frac{2\pi r_a}{N}.$$

Отсюда получаем значение тангенциальной составляющей скорости, с которой должны двигаться электроны в слое, прилегающем к аноду,

$$v_{\tau a} = \frac{l}{t_{\text{пр}}} = \frac{\omega_n \cdot r_a}{|n + pN|} = \frac{\omega_n \cdot r_a}{|k|}. \qquad (15.6.10)$$

Угловая скорость в слое электронного облака, прилегающем к аноду,

$$\omega_{0a} = \frac{v_{\tau a}}{r_a} = \frac{\omega_n}{|k|}. \qquad (15.6.11)$$

Величина $|k| = |n + pN|$ равна числу периодов колебаний с угловой частотой ω_n, в течение которого электрон, двигающийся с угловой скоростью ω_{0a}, обойдет по окружности всего пространства взаимодействия. Так как число периодов есть величина существенно положительная, в формулах (15. 6. 10) и (15. 6. 11), естественно, нужно брать абсолютное значение k.

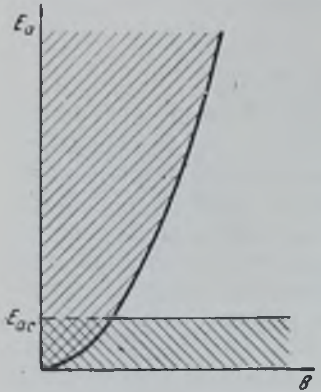


Рис. 15. 6. 4.

Подставляя (15. 6. 8) в (15. 6. 11), получим

$$\frac{1}{r_a}\sqrt{2\frac{e}{m}E_a} = \frac{\omega_n}{|k|}.$$

Отсюда определяем значение анодного напряжения, при котором обеспечивается синхронизация:

$$E_{ac} = \frac{r_a^2 \omega_n^2}{2\frac{e}{m}k^2}.$$

Подставляя постоянные величины и выражая угловую частоту через длину волны, получим

$$E_{ac} = 1{,}01 \cdot 10^7 \cdot \left(\frac{r_a}{k \cdot \lambda_n}\right)^2. \qquad (15.6.12)$$

Величина E_{ac} называется напряжением синхронизации у анода или просто напряжением синхронизации и представляет собой наименьшее значение анодного напряжения, при котором обеспечивается синхронизация движения наиболее быстрых электронов с изменениями поля на щелях резонаторов.

Итак, поддержание незатухающих колебаний в магнетроне возможно при условии, что напряжение на аноде меньше критического, но равно (или больше) напряжения синхронизации. Область значений E_a и B, в которой возможно возникновение колебаний, ограничивается, следовательно, параболой критического режима и прямой линией $E_a = E_{ac}$ (рис. 15. 6. 4).

Величина $\frac{|k|}{N}$ представляет собой время пролета электрона между двумя соседними щелями, выраженное в числе периодов данного вида колебаний. Для рабочих колебаний типа π, $n = \frac{N}{2}$ и $\frac{|k|}{N} = \left(p + \frac{1}{2}\right)$.

Величина p представляет собой время пролета электрона между двумя соседними щелями, выраженное в целом числе периодов данного типа колебаний. В § 15. 1 было показано, что каждая щель может рассматриваться как группирователь по отношению к следующей щели, играющей роль улавливателя. Поэтому величина p для магнетрона имеет такой же смысл, как номер зоны для отражательного клистрона. При увеличении анодного напряжения от нуля, при сохранении условия $E_a < E_{a\,\text{кр}}$, будем последовательно проходить ряд значений анодного напряжения, при которых удовлетворяется условие синхронизации (15. 6. 12) для различных значений k; каждое из этих значений соответствует определенному номеру зоны самовозбуждения колебаний определенного вида. Выше отмечалось, что колебательная система магнетрона обладает $\frac{N}{2}$ резонансных частот. Каждый из видов колебаний, соответствующий этим частотам, может возбуждаться в зонах с различными номерами. Чем выше номер зоны, тем меньше напряжение синхронизации, следовательно, тем меньше энергия, которую имеет электрон, проходящий мимо щели, а значит, тем меньше и энергия, отдаваемая им резонатору. Если энергия, отдаваемая электронами резонатору за период колебаний, будет меньше энергии, теряемой в резонаторах за это же время, самовозбуждение, несмотря на выполнение условий (15. 6. 12), окажется невозможным. При рабочем виде колебаний наибольшую энергию электроны отдадут резонаторам в нулевой зоне, которая обычно и является рабочей.

Полагая $p = 0$, имеем:

$$|k| = n;$$

$$E_{ac} = 1{,}01 \cdot 10^7 \left(\frac{r_a}{n \cdot \lambda_n}\right)^2.$$

Колебаниям вида π соответствует $n = \frac{N}{2}$ и наименьшее по сравнению с другими видами колебаний значение потенциала синхронизации:

$$E_{ac\pi} = 4{,}04 \cdot 10^7 \left(\frac{r_a}{N\lambda_\pi}\right)^2. \tag{15. 6. 13}$$

В § 15. 1, исходя из качественного рассмотрения взаимодействия тангенциальных и радиальных полей с движущимися электронами, было установлено, что в генерирующем магнетроне происходит группирование электронов около щелей с максимальным тормозящим полем и «отсев» электронов, попадающих в ускоряющее высокочастотное поле, в результате чего электронное облако формируется в спицы, причем число спиц равно числу щелей, напряжения на которых одновременно достигают максимального значения, т. е. равно величине n (номеру вида колебаний).

В результате эффекта группирования средние скорости электронов, составляющих спицу, выравниваются, приближаясь к скорости, обеспечивающей синхронизацию, и все спицеобразное электронное облако вращается с средней угловой скоростью, определяемой условием (15. 6. 11).

Определение скоростей и траекторий отдельных электронов в спицах электронного облака представляет собой исключительно трудную задачу, которая может быть решена лишь численно, методом последовательных приближений. Результат расчета траекторий трех электронов в спице представлен на рис. 15. 1. 9. Определение связи между анодным напряжением и индукцией магнитного поля при больших амплитудах напряжений на резонаторах также является чрезвычайно сложной задачей, строгое решение которой еще не найдено. Здесь рассмотрим лишь некоторые приближенные решения этой задачи.

Обратимся к исходному дифференциальному уравнению движения электрона (15. 6. 6), представив его в следующем виде:

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = eE_r - eBr\frac{d\theta}{dt} + mr\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2.$$

причем $r_к < r < r_a$. Умножая на dr обе части и интегрируя в этих пределах, получим

$$\int_{r_к}^{r_a} m\frac{d^2r}{dt^2}dr = \int_{r_к}^{r_a} e\mathrm{E}_r dr - \int_{r_к}^{r_a} eBr\frac{d\theta}{dt}dr + \int_{r_к}^{r_a} mr\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 dr.$$

Интеграл в левой части представляет собой часть кинетической энергии электронов, прибывающих на анод, обусловленную радиальной составляющей скорости. Первый интеграл в правой части есть работа радиальной составляющей электрического поля, второй — работа магнитной силы и, наконец, третий — работа центробежной силы. Вычислим эти интегралы в отдельности:

$$\int_{r_к}^{r_a} m\frac{d^2r}{dt^2}dr = m\int_{r_к}^{r_a}\frac{dr}{dt}\,d\left(\frac{dr}{dt}\right) = \frac{mv_{ra}^2}{2} = \frac{m\left(\frac{dr}{dt}\right)_a^2}{2}; \tag{15.6.14}$$

$$\int_{r_к}^{r_a} e\mathrm{E}_r dr = eE_a, \tag{15.6.15}$$

так как работа, совершенная разностью потенциалов E_a независимо от пути, равна данной величине.

Радиальная составляющая электрического поля складывается из радиальных составляющих постоянного и высокочастотного полей. Напряженность высокочастотного поля нам неизвестна, но при вычислении этого интеграла можем ее не учитывать, так как работа этой составляющей высокочастотного поля, выражающаяся в ускорении «отстающих» и торможении слишком быстрых электронов, считая, что количество тех и других равновероятно, — в среднем равна нулю.

В третьем интеграле величину $\frac{d\theta}{dt}$ заменим ее средним значением ω_0. Тогда

$$\int_{r_к}^{r_a} eB\cdot\frac{d\theta}{dt}\cdot dr = eB\omega_0\int_{r_к}^{r_a} rdr = \frac{eB\omega_0}{2}\left(r_a^2 - r_к^2\right). \tag{15.6.16}$$

Решение дифференциального уравнения получаем в виде:

$$\frac{mv_{ra}^2}{2} = eE_a - \frac{eB\omega_0}{2}\left(r_a^2 - r_к^2\right) + m\int_{r_к}^{r_a} r\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 dr. \tag{15.6.17}$$

При вычислении четвертого интеграла обычно делается такое же допущение, хотя, как будет показано далее, это приводит к значительной ошибке. Тогда

$$\int_{r_к}^{r_a} mr\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 dr = m\omega_0^2\int_{r_к}^{r_a} rdr = \left|\frac{m\omega_0^2 r^2}{2}\right|_{r_к}^{r_a};$$

$\omega_0 r_a = v_{\tau a}$ — тангенциальная скорость электрона у анода;
$\omega_0 r_к = v_{\tau к}$ — тангенциальная скорость у катода, равная нулю.

Следовательно,

$$\int_{r_к}^{r_a} mr\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 dr \cong \frac{mv_{\tau a}^2}{2} = m\frac{\omega_n^2 r_a^2}{2k^2}.$$

Но

$$\frac{\omega_n^2 r_a^2}{2k^2} = 2\,\frac{e}{m}\,E_{ac}.$$

Поэтому окончательно:

$$\int\limits_{r_\kappa}^{r_a} mr\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 dr = eE_{ac}. \qquad (15.6.18)$$

Подставляя найденные значения интегралов, получим

$$\frac{m\left(\frac{dr}{dt}\right)_a^2}{2} = eE_a - \frac{eB\omega_0}{2}\left(r_a^2 - r_\kappa^2\right) + eE_{ac}.$$

В работающем магнетроне эта величина должна быть больше нуля, в противном случае электроны не достигают анода. Следовательно, для того, чтобы магнетрон мог работать, на него нужно подать напряжение

$$E_a > \frac{B\omega_0}{2}\left(r_a^2 - r_\kappa^2\right) - E_{ac}.$$

Величина

$$E_{an} = \frac{B\omega_0}{2}\left(r_a^2 - r_\kappa^2\right) - E_{ac}$$

называется пороговым анодным напряжением. Используя (15. 6. 11) и (15. 6. 12) и выражая круговую частоту через длину волны, получим

$$E_{an} = \frac{942B}{|k|\lambda_n}\left(r_a^2 - r_\kappa^2\right) - 1{,}01\cdot 10^7\left(\frac{r_a}{k\lambda_n}\right)^2. \qquad (15.6.19)$$

Линии порогового напряжения в системе координат E_a, B имеют вид прямых, касающихся параболы критического режима в точке $E_a = E_{ac}$ (рис. 15. 6. 5).

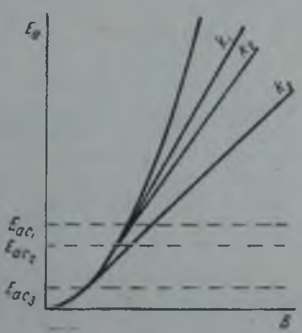


Рис. 15. 6. 5.

Необходимо подчеркнуть, что при выводе этой формулы не учитывался циклоидальный характер движения отдельных электронов, составляющих спицы объемного заряда, вращающегося со скоростью ω_0. В действительности некоторое количество электронов движется мимо щелей резонаторов со скоростью, превышающей среднюю скорость ω_0. Поэтому выведенная формула, широко используемая в переводной литературе по магнетронам, дает преувеличенное значение порогового напряжения, что подтверждается экспериментально, и может считаться лишь грубо приближенной. На данное обстоятельство впервые указал В. Ф. Коваленко, предложивший в своей работе «Введение в электронику сверхвысоких частот» иной подход к решению задачи определения порогового анодного напряжения. В. Ф. Коваленко рассматривает движение отдельного электрона в спице объемного заряда, полагая, что это движение происходит по циклоиде. Если тангенциальная составляющая высокочастотного поля весьма мала и средняя угловая скорость электрона, равная скорости перемещения центра образующей окружности ω_0, обеспечивает непрерывное торможение электрона высокочастотным полем, то его траектория будет иметь вид, представленный на рис. 15. 6. 6. При этом электрон совершает спирально-циклоидальное движение, медленно приближаясь к аноду, и прибывает на анод, находясь на вершине циклоиды, т. е. обладая кинетической энергией $\frac{mv^2_{\tau\,\text{макс}}}{2}$.

В момент прибытия электрона на анод тангенциальная скорость центра образующей окружности равна $\omega_0(r_a - \rho)$, где ρ — радиус образующей окружности.

На вершине циклоиды электрон обладает вдвое большей скоростью. Следовательно:

$$v_{\tau\,\text{макс}} = 2\omega_0 (r_a - \rho);$$

$$\frac{mv^2_{\tau\,\text{макс}}}{2} = 4m\frac{\omega_0^2 (r_a - \rho)^2}{2} = 4\,\frac{m(\omega_0 r_a)^2}{2}\left(1 - \frac{\rho}{r_a}\right)^2 =$$

$$= 4E_{ac}e\left(1 - \frac{\rho}{r_a}\right)^2. \qquad (15.6.20)$$

С другой стороны, максимальная тангенциальная скорость при циклоидальном движении $v_{\tau\,\text{макс}} = \omega_ц \rho$. Тогда

$$\omega_ц \rho = \omega_0 (r_a - \rho),$$

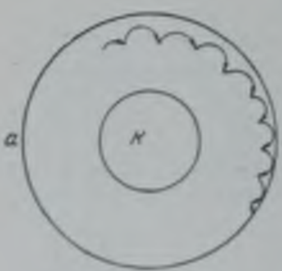


Рис. 15. 6. 6

откуда

$$\rho = \frac{E_a}{1 + \frac{\omega_ц}{\omega_0}}.$$

Из условия синхронизации следует:

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{|k|\lambda_n}.$$

Учитывая, что $\omega_ц = \frac{eB}{m}$, получим

$$\frac{\omega_0}{\omega_ц} = \frac{10\,650}{|k|\lambda_n B}. \qquad (15.6.21)$$

Подставляя эти величины в формулу (15. 6. 20), найдем

$$\frac{mv^2_{\tau\,\text{макс}}}{2} = 4E_{ac}e\left(\frac{\frac{\omega_ц}{\omega_0}}{1 + \frac{\omega_ц}{\omega_0}}\right)^2 = \frac{4E_{ac}e}{\left(1 + \frac{\omega_0}{\omega_ц}\right)^2} = \frac{4E_{ac}e}{\left(1 + \frac{10\,650}{|k|\lambda_n B}\right)^2}.$$

Но эта же величина, представляющая кинетическую энергию электрона, прибывающего на анод, равна

$$\frac{mv^2_{\tau\,\text{макс}}}{2} = \int_{r_к}^{r_a} mr\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 dr.$$

Следовательно,

$$m\int_{r_к}^{r_a} r\cdot\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 dr = \frac{4E_{ac}e}{\left(1 + \frac{10\,650}{|k|\lambda_n B}\right)^2}.$$

Подставляя это значение интеграла в уравнение (15.7.16), получим

$$\frac{mv_{ra}^2}{2} = eE_a - \frac{eB\omega_0}{2}\left(r_a^2 - r_к^2\right) + \frac{4E_{ac}e}{\left(1 + \frac{10\,650}{|k|\lambda_n B}\right)^2}.$$

Так как при пороговом напряжении $E_{ап}$ радиальная составляющая скорости электрона у анода равна нулю, то

$$eE_{ап} = \frac{eB\omega_0}{2}\left(r_a^2 - r_к^2\right) - \frac{4E_{ac}e}{1 + \frac{10\,650}{|k|\lambda_n B}}.$$

Сокращая на e и подставляя постоянные величины, получаем формулу В. Ф. Коваленко для порогового напряжения:

$$E_{ап} = \frac{942B}{|k|\lambda_n}\left(r_a^2 - r_к^2\right) - \frac{4{,}04\cdot 10^7 r_a^2}{\left(1 + \frac{10\,650}{|k|\lambda B}\right)^2} \text{ вольт} \qquad (15.6.22)$$

Эта формула дает значительно лучшее совпадение с экспериментом, чем формула (15. 6. 18). При анодных напряжениях ниже порогового для данной зоны и типа колебаний, определяемых величиной (k), колебания отсутствуют, электроны не достигают анода и анодный ток равен нулю.

Рис. 15. 6. 7.

С увеличением анодного напряжения кинетическая энергия электронов увеличивается, вследствие чего увеличивается энергия, отдаваемая полю резонаторов, и возрастает напряжение на щелях. Возрастание радиальной составляющей электрического поля резонаторов, как показано в § 15. 1, усиливает группирование электронов, а возрастание тангенциальной составляющей увеличивает наклон циклоидальной траектории электронов. В результате, в некотором интервале значений анодного напряжения сохраняется синхронизм между средней скоростью электронного облака и изменениями фазы поля на щелях резонаторов. При дальнейшем увеличении анодного напряжения все большее число электронов выпадает из синхронизма, вследствие чего уменьшается поле резонаторов и обусловленное им группирование и поддержание синхронизма и, в конце концов, колебания данного вида прекращаются.

Траектория электрона в рабочем режиме имеет вид, представленный на рис. 15. 6. 7. В момент прибытия на анод электроны могут находиться в любой точке витка циклоиды, т. е. тангенциальная составляющая их скорости у анода лежит в пределах $0 < v_{\tau a} < v_{\tau\,\text{макс}}$, энергия же, обусловленная этой составляющей скорости, — в пределах $0 < \frac{mv_{\tau a}^2}{2} < \frac{mv_{\tau\,\text{макс}}^2}{2}$. В. Ф. Коваленко предлагает в данном случае, основываясь на том, что число электронов, прибывающих к аноду с любым лежащим в указанных пределах значением энергии, обусловленной тангенциальной составляющей скорости, равновероятно, считать, что

$$\frac{mv_{\tau a}^2}{2} = \frac{(0 + v_{\tau\,\text{макс}})^2}{2\cdot 2} = \frac{mv_{\tau\,\text{макс}}^2}{4} = 2E_{ac}e\left(1 - \frac{\rho}{r_a}\right)^2 = \frac{2E_{ac}e}{\left(1 + \frac{10\,650}{|k|\lambda_n B}\right)^2}.$$

Радиальная составляющая скорости электронов v_{ra} у анода при этом не равна нулю. Подставляя полученный результат в выражение (15. 6. 16), получим уравнение, определяющее рабочее напряжение:

$$E_{a\ \text{раб}} = \frac{942B}{|k|\lambda_n}(r_a^2 - r_\kappa^2) - \frac{2{,}02\cdot 10^7 r_a^2}{k^2\lambda_n^2\left[1 + \frac{10\,650}{|k|\lambda_n B}\right]^2} + \frac{mv_{ra}^2}{2e}. \quad (15.6.23)$$

Первые два слагаемых в этом равенстве не зависят от анодного напряжения и силы тока, проходящего через магнетрон; вычисление третьего слагаемого, определяющего зависимость между током и напряжением в генерирующем магнетроне, представляет собой весьма сложную задачу, которая может быть решена лишь приближенно.

Ниже приводится приближенное вычисление этой величины, предложенное В. Ф. Коваленко. Обозначим $\frac{mv_{ra}^2}{2e} = \Delta E_a$ и рассмотрим физические причины, определяющие возрастание анодного напряжения ΔE_a при прохождении тока через магнетрон. Электронный ток катода I_κ образует в пространстве анод—катод объемный заряд $q = I_\kappa \cdot t_{\text{пр}}$. Так как напряженность электрического поля на поверхности оксидного катода, эмиссию которого считаем неограниченной, равна нулю, — все силовые линии этого объемного заряда заканчиваются на поверхности анода и создают добавочную напряженность поля $\Delta E_a = \frac{4\pi q}{a}$, где S_a — площадь анода.

Считая щели достаточно узкими, примем, что $S_a = 2\pi r_a \cdot h$, где h — высота анодного блока. Следовательно,

$$\Delta E_a = \frac{2I_\kappa t_{\text{пр}}}{r_a \cdot h}.$$

Закон изменения этой добавочной напряженности поля от расстояния x от катода неизвестен, известно только, что при $x = 0$, $\Delta E = 0$, при $x = r_a - r_\kappa$, $\Delta E = \Delta E_a$. В. Ф. Коваленко предлагает аппроксимировать эту зависимость синусоидальным законом:

$$\Delta E = \Delta E_a \sin\frac{\pi x}{2(r_a - r_\kappa)}.$$

Тогда добавочное напряжение на аноде определяется как

$$\Delta E_a = \int_0^{r_a - r_\kappa} \Delta E(x)\,dx = \int_0^{r_a - r_\kappa} \Delta E_a \sin\frac{\pi x}{2(r_a - r_\kappa)}\,dx = \frac{2}{\pi}\Delta E_a (r_a - r_\kappa) =$$

$$= \frac{2}{\pi}\cdot\frac{2I_\kappa \cdot t_{\text{пр}}}{r_a h}(r_a - r_\kappa),$$

или

$$\Delta E_a = \frac{3{,}6\cdot 10^{12}}{\pi}\cdot\frac{I_{\kappa\ \text{ампер}}\cdot t_{\text{пр}}(r_a - r_\kappa)_{\text{см}}}{h_{\text{см}} r_{a\ \text{см}}}\ \text{вольт}. \quad (15.6.24)$$

Время пролета электрона от катода до анода в работающем магнетроне определим исходя из того, что при рабочем напряжении на аноде сохраняется синхронизм движения спиц электронного облака.

Причиной сохранения синхронизации при изменении анодного напряжения является изменение радиальной и тангенциальной составляющих высокочастотного поля. Среднее значение скорости приближения электрона к аноду или радиальной скорости равно

$$v_{r\ \text{ср}} = \frac{E_\tau}{B}.$$

Среднее значение тангенциальной скорости есть скорость перемещения центра образующей циклоиду окружности:

$$v_{\tau\ \text{ср}} = \frac{E_r}{B}.$$

Время пролета от катода до анода

$$t_{\text{пр}} = \frac{r_a - r_к}{v_{r\,\text{ср}}} = \frac{r_a - r_к}{E_\tau} B. \qquad (15.6.25)$$

Ограничимся рассмотрением работы колебаниями типа π в нулевой зоне, так как именно этот случай представляет практический интерес.

Для этого случая время пролета между соседними щелями равно половине периода колебаний

$$\frac{l}{v_{\tau\,\text{ср}}} = \frac{lB}{E_r}.$$

При пороговом напряжении высокочастотные поля пренебрежимо малы и синхронизация обеспечивается постоянным напряжением

$$\frac{lB}{E_п} = \frac{T}{2}.$$

Радиальная составляющая высокочастотного поля E_r на половине пути l между щелями складывается с постоянным полем анода, на второй половине — вычитается из него:

$$E_{r_1} = E_п + \Delta E + E_r;$$

$$E_{r_2} = E_п + \Delta E - E_r.$$

Следовательно,

$$\frac{0.5l}{E_п + \Delta E + E_r} \cdot B + \frac{0{,}5l}{E_п + \Delta E - E_r} \cdot B = \frac{lB}{E_п}.$$

Отсюда

$$E_r = \sqrt{(E_п + \Delta E)\,\Delta E}.$$

На поверхности анода получим:

$$\left.\begin{aligned} E_{ra} &= \sqrt{(E_{пa} + \Delta E_a)\,\Delta E_a}; \\ \Delta E_a &= \frac{\pi}{2}\,\frac{\Delta E_a}{(r_a - r_к)}; \\ E_п + \Delta E_a &\cong \frac{E_{a\,\text{раб}}}{r_a - r_к}. \end{aligned}\right\} \qquad (15.6.26)$$

Переменный заряд q на поверхности сегмента анодного блока создает вблизи ее радиальное поле с напряженностью:

$$E_{ra} = \frac{4\pi q}{S_{\text{сегм}}},$$

где

$$S_{\text{сегм}} = 2\pi\,\frac{r_a h}{N}.$$

Рис. 15. 6. 8.

Выйдя из сегмента, этот поток разделяется на два, идущих к соседним сегментам, следовательно, под каждой щелью в тангенциальном направлении проходит его половина (рис. 15. 6. 8). Поэтому

$$E_\tau = \frac{2\pi q}{h\,(r_a - r_к)}.$$

Следовательно,

$$E_\tau = \frac{E_{ra} \cdot \pi r_a}{N\,(r_a - r_к)} = \frac{\pi r_a}{N\,(r_a - r_к)^2} \sqrt{\frac{\pi}{2} E_{a\,\text{раб}} \Delta E_a}. \qquad (15.6.27)$$

Теперь можем определить время пролета

$$t_{\text{пр}} = \frac{(r_a - r_к)\,B}{E_\tau} = \frac{3000 N B\,(r_a - r_к)^3}{\pi r_a \sqrt{E_{a\,\text{раб}} \Delta E_a}}.$$

Отсюда определим величину ΔE_a:

$$\Delta E_a = \left(\frac{2900 I_к B N\,(r_a - r_к)^4}{\sqrt{E_{a\,\text{раб}}}\, h r_a^2}\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad (15.6.28)$$

Полученное решение содержит два неизвестных: ΔE_a и $E_{a\,раб}$, поэтому определять их приходится методом последовательных приближений, взяв в качестве нулевого приближения

$$E_{a\,раб} = E'_{an} = \frac{942B}{|k|\lambda_n}\left(r_a^2 - r_к^2\right) - \frac{2{,}02\cdot 10^7 r_a^2}{k^2\lambda_n^2\left(1+\dfrac{10\,650}{|k|\lambda_n B}\right)^2}.$$

Величина E'_{an} определяется, таким образом, точкой пересечения продолжения вольтамперной характеристики с осью анодных напряжений. Расчет вольтамперных характеристик магнетрона по этой формуле дает удовлетворительное совпадение с результатами измерений.

§ 15. 7. Энергетические соотношения в магнетронном генераторе

Многорезонаторный магнетрон, как уже указывалось, является в настоящее время единственным типом генератора, позволяющего получать весьма большие мощности в диапазоне сантиметровых волн. Поэтому вопрос о коэффициенте полезного действия магнетрона весьма важен. Потери в магнетроне, как и в любом ламповом генераторе, складываются из потерь на аноде и катоде, обусловленных прибытием на анод и возвратом некоторой части на катод электронов с конечными скоростями, и потерь в активном сопротивлении колебательной системы. Последние в магнетронном генераторе относительно невелики вследствие чрезвычайно благоприятной конструкции колебательной системы.

В данном параграфе рассмотрим энергетические соотношения для рабочего вида колебаний $\left(n=\frac{N}{2}\right)$ в нулевой зоне ($p=0$), без учета потерь в колебательной системе.

Полезная мощность, отдаваемая электронами резонаторам, могла бы быть подсчитана, если бы удалось, подобно тому, как это было сделано для отражательного клистрона, найти аналитическую зависимость между напряжением на резонаторе и первой гармоникой наведенного тока. Однако такая зависимость до настоящего времени не найдена. Поэтому для вычисления полезной мощности и к. п. д. магнетрона обычно избирается косвенный путь, а именно, с теми или иными приближениями вычисляется энергия электронов, прибывающих на анод, и полезная мощность находится как разность между подводимой мощностью и мощностью потерь. Здесь не будем рассматривать многочисленных предложений для решения этой задачи. Ограничимся лишь рассмотрением наиболее простого метода определения электронного к. п. д., предложенного и экспериментально проверенного В. Ф. Коваленко.

Если электрон прибывает на анод с некоторой скоростью v_a, то энергия тепловых потерь на аноде равна $\frac{mv_a^2}{2}$. Энергия, полученная электроном, равна eE_a. Поэтому полезная энергия

$$w_{эл} = eE_a - \frac{mv_a^2}{2},$$

и электронный коэффициент полезного действия

$$\eta_{эл} = \frac{w_{эл}}{eE_a} = 1 - \frac{mv_a^2}{2eE_a}.$$

В рабочем режиме электроны прибывают к аноду под некоторым углом, т. е. обладая радиальной и тангенциальной скоростями. Поэтому

$$\frac{mv_a^2}{2} = \frac{mv_{ra}^2}{2} + \frac{mv_{\tau a}^2}{2}.$$

Эти составляющие скорости были определены в предыдущем параграфе. Подставляя их значения и учитывая, что для колебаний типа π в нулевой зоне $k = n = \frac{N}{2}$, получим

$$\frac{mv_a^2}{2} = \left(\frac{2900 I_\kappa NB (r_a - r_\kappa)^4}{\sqrt{E_a} h r_a^2}\right)^{\frac{2}{3}} + \frac{8{,}08 \cdot 10^7 r_a^2}{N^2\lambda^2 \left(1 + \frac{21\,300}{N\lambda B}\right)^2}.$$

Следовательно, электронный к. п. д. равен

$$\eta_{\text{эл}} = 1 - \frac{1}{E_a}\left[\left(\frac{2900 I_a NB (r_a - r_\kappa)^4}{\sqrt{E_a} h r_a^2}\right)^{\frac{2}{3}} + \frac{8{,}08 \cdot 10^7 r_a^2}{N^2\lambda^2 \left(1 + \frac{21\,300}{N\lambda B}\right)^2}\right]. \qquad (15.7.1)$$

Расхождение результатов расчета по этой формуле с экспериментальными данными обычно не превышает 7—10% при значениях анодного напряжения близких к нормальному рабочему, соответствующему середине зоны генерирования. Изменение в обе стороны от нормального рабочего анодного напряжения при неизменной напряженности магнитного поля приводит к выпадению из синхронизма все большего количества электронов, в результате чего полезная мощность и электронный к. п. д. начинают уменьшаться и, наконец, при некоторых значениях анодного напряжения колебания данного вида прекращаются.

Если одновременно с увеличением анодного напряжения соответственно увеличивается напряженность магнитного поля [согласно формуле (15. 6. 23)], то к. п. д. монотонно возрастает, что хорошо согласуется с экспериментом.

Рис. 15. 7. 1.

В магнетронах с разнорезонаторной колебательной системой явления в пространстве взаимодействия существенно осложняются наличием так называемой нулевой составляющей высокочастотного поля, обусловленной различием геометрических размеров больших и малых резонаторов. На рис. 15. 7. 1 представлена примерная картина распределения электрического и магнитного полей в пространстве взаимодействия разнорезонаторного магнетрона при колебаниях вида π. Вследствие различия геометрических размеров резонаторов, составляющих каждую пару, магнитный поток большого резонатора частично замыкается через пространство взаимодействия, образуя в нем не зависящее от азимута переменное магнитное поле. Наличие переменного магнитного поля приводит к появлению в пространстве взаимодействия переменного электрического поля, линии сил которого нормальны к магнитным силовым линиям, т. е. образуют концентрические окружности.

В случае совпадения циклотронной частоты движения электронов с частотой генерируемых колебаний электроны отдают часть энергии этому полю, что приводит к ухудшению группирования и снижению к. п. д. Приравнивая циклотронную частоту и частоту генерируемых колебаний, получим

$$\omega_\text{ц} = \frac{e}{m} \cdot B = \frac{2\pi c}{\lambda}.$$

Подставляя постоянные величины, получим

$$\lambda_{см} B_{гаусс} \cong 11\,000.$$

При данном значении произведения длины волны на напряженность магнитного поля наблюдается резкое падение коэффициента полезного действия. При конструктивном выполнении магнетронов, в настоящее время величину λB не удается сделать существенно отличающейся от этого значения, вследствие чего к. п. д. разнорезонаторных магнетронов получается несколько меньше, чем магнетронов со связками. На рис. 15. 7. 2 представлена типичная зависимость к. п. д. разнорезонаторного магнетрона и магнетрона со связками от величины λB.

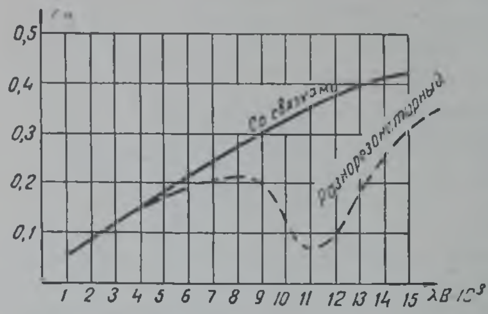


Рис. 15. 7. 2.

§ 15. 8. Связь с нагрузкой, рабочие и нагрузочные характеристики

Вывод энергии высокочастотных колебаний, возбуждаемых в колебательной системе магнетрона, осуществляется с помощью так называемого выходного устройства, которое конструктивно выполняется с учетом мощности и рабочей длины волны генератора. Основные формы выходного устройства показаны на рис. 15. 8. 1.

Представленный на рис. 15. 8. 1, *а* коаксиальный вывод энергии обычно используется в сравнительно длинноволновых магнетронах, а также в магнетронах малой и средней мощности. При этом внешний про-

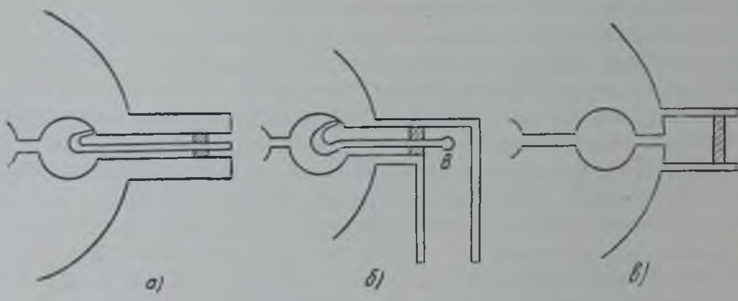


Рис. 15. 8. 1.

водник коаксиального фидера соединяется с анодным блоком магнетрона, внутренний — с выводом от витка связи, расположенного внутри одного из резонаторов. Вывод такой конструкции используется при волнах порядка 10 *см* и мощностях до 1000 *квт* в импульсе. С увеличением мощности или уменьшением длины волны используется так называемый коаксиально-волноводный вывод, представленный на рис. 15. 8. 1, *б*. В этом случае вывод от витка связи питает вибратор *B*, возбуждающий волновод, по которому энергия направляется к антенне.

Известно, что при одинаковых поперечных размерах по волноводу может быть передана значительно большая энергия, чем по коаксиальному фидеру. Удобные конструктивные размеры волновода получаются при длинах волн порядка сантиметров, поэтому такая форма вывода энергии используется преимущественно в диапазоне около 3 *см*, причем обеспечивает передачу мощности до 1000 *квт* в импульсе. В диапазоне 10 *см* коаксиально-волноводный вывод обеспечивает передачу мощности до 10000 *квт* в импульсе.

При волнах короче 3 *см* размеры резонатора настолько малы, что размещение в нем витка связи представляет значительные конструктивные трудности. В этом случае используется волноводный вывод, представленный на рис. 15. 8. 1, *в*. Резонатор возбуждает волновод через щель, являющуюся трансформатором сопротивления фидера. Эта конструкция при волне 1 *см* обеспечивает передачу мощности до 250 *квт* в импульсе. При любой конструкции вывода необходимо, разумеется, предусмотреть наличие в нем вакуумноплотной перегородки. Итак, во всех случаях полезная нагрузка (фидер, волновод) связывается с колебательной систе-

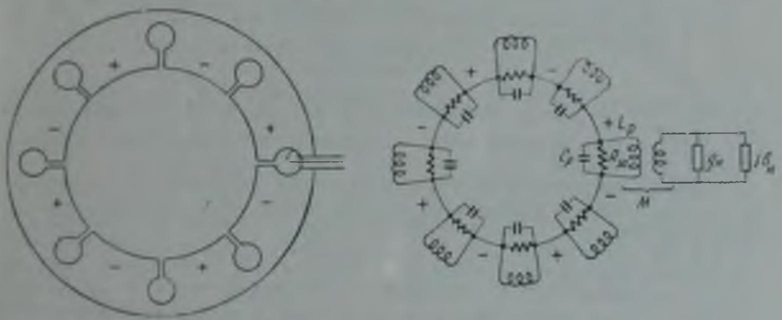


Рис. 15. 8. 2.

мой магнетрона через так называемый внутренний трансформатор, которым в первых двух случаях является виток связи, в третьем — щель, соединяющая резонатор с волноводом. Этот внутренний трансформатор представляет собой часть конструкции магнетрона и, во избежание усложнения ее, обычно делается нерегулируемым. Поэтому вносимое в колебательную систему магнетрона сопротивление определяется сопротивлением нагрузки, подключаемой к выводу. Для получения максимальной мощности в нагрузке от магнетронного генератора, как и от любого генератора, требуется определенное оптимальное значение вносимого сопротивления, для подбора которого необходимо наличие дополнительного, внешнего трансформатора. В качестве такового используются коаксиальные или волноводные четвертьволновые трансформаторы, конические переходы, диафрагмы и т. п. Изучение данного рода устройств является предметом специального курса, поэтому здесь они не рассматриваются.

Перейдем к выяснению влияния нагрузки на режим магнетронного генератора. Будем считать, что к выходному устройству магнетрона подключена пересчитанная через внешний трансформатор проводимость нагрузки

$$\bar{y}_н = g_н + jb_н.$$

При рабочем виде колебаний все сегменты анода попарно эквипотенциальны, поэтому колебательная система магнетрона, схематически показанная на рис. 15. 8. 2, может быть заменена эквивалентной схемой рис. 15. 8. 3, в которой вместо многорезонаторной системы имеется один эквивалентный колебательный контур. Так как эта схема получается в результате закорачивания эквипотенциальных точек, — параметры эквивалентного контура должны быть равны $L'_p = \frac{L_p}{N}$ и $C'_p = NC_p$. Если виток связи, находящийся в одном резонаторе, имеет с ним взаимоиндукцию M, — в эквивалентной схеме данную взаимоиндукцию следует заменить величиной $M' = \frac{M}{N}$; $\bar{I}_1$ есть первая гармоника тока, наводимого в резонаторе электронным потоком; в эквивалентной схеме она

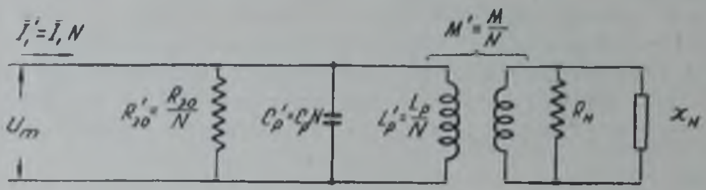


Рис. 15. 8. 3.

должна быть заменена величиной $\bar{I}'_1 = N\bar{I}_1$; $R'_{эо} = \frac{R_{эо}}{N}$ представляет собой резонансное сопротивление N параллельно соединенных ненагруженных резонаторов.

Коэффициент трансформации витка связи приближенно можно считать равным корню квадратному из отношения площади витка к площади резонатора.

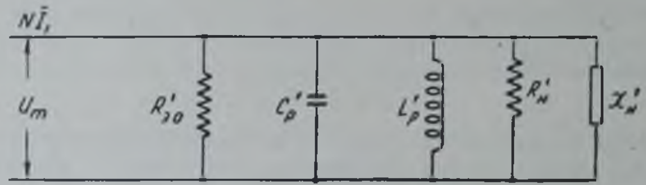


Рис. 15. 8. 4.

Действительно, э. д. с., индуктируемая в витке:

$$U_в = I'_p j\omega M';$$

$$I'_p = \frac{U_m}{j\omega L'_p};$$

$$U_m = I'_p j\omega L'_p;$$

$$\frac{U_в}{U_m} = \frac{M'}{L'_p} = \frac{M}{L_p} = \sqrt{\frac{S_в}{S_p}}.$$

При этом виток связи и резонатор образуют идеальный трансформатор, с коэффициентом трансформации $k = \sqrt{\frac{S_в}{S_p}}$, что дает возможность схему рис. 15.8.3 заменить схемой рис. 15.8.4, в которой $R'_н = \frac{R_н}{k^2}$ и $x'_н = -\frac{x_н}{k^2}$.

Мощность высокочастотных колебаний расходуется на активных проводимостях $\frac{1}{R'_{э_0}}$ и $\frac{1}{R'_н}$:

$$P_э = \frac{U_m^2}{2}\left(\frac{1}{R'_{э_0}} + \frac{1}{R'_н}\right).$$

Первое слагаемое есть мощность потерь в колебательной системе, второе слагаемое — полезная мощность, передаваемая в нагрузку.

Следовательно, коэффициент полезного действия колебательной системы

$$\eta_к = \frac{P_н}{P_э} = \frac{\dfrac{U_m^2}{2R'_н}}{\dfrac{U_m^2}{2}\left(\dfrac{1}{R'_{э_0}} + \dfrac{1}{R'_н}\right)} = 1 - \frac{R'_э}{R'_{э_0}},$$

где $R'_э = \dfrac{R'_{э_0} R'_н}{R_{э_0} + R'_н}$ — эквивалентное резонансное сопротивление нагруженной колебательной системы.

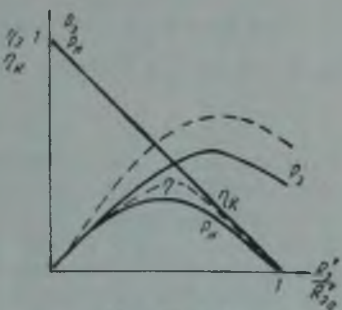


Рис. 15. 8. 5.

Результирующий к. п. д.

$$\eta = \frac{P_н}{P_a} = \eta_э \cdot \eta_к.$$

Рассмотрим зависимость результирующего к. п. д. от активного сопротивления нагрузки. При малом значении $R'_э$ мала амплитуда напряжения на щели резонатора $U_m = I_1 R_э$, фокусирующее действие радиальной составляющей поля резонатора проявляется слабо, вследствие этого малы первая гармоника наведенного тока и электронный к. п. д. С увеличением $R_э$ растет напряжение U_m, улучшается группирование электронов в вращающемся объемном заряде, быстро возрастает электронный к. п. д., вследствие чего, несмотря на уменьшение к. п. д. колебательной системы, результирующий к. п. д. и полезная мощность в нагрузке увеличиваются. При некотором значении $R_э$ получается оптимальная группировка, электронные мощность и к. п. д. достигают максимального значения, при дальнейшем же увеличении $R'_э$ наступает перегруппирование электронов, вследствие чего уменьшается электронный к. п. д. Так как при этом уменьшается и к. п. д. колебательной системы, — полезная мощность и результирующий к. п. д. быстро уменьшаются. Уменьшение к. п. д. колебательной системы с ростом $R'_э$ приводит к тому, что результирующий к. п. д. и мощность в нагрузке достигают максимального значения не в режиме оптимального группирования, а в несколько недогруппированном режиме, совершенно аналогично тому, что имело место в триодном и клистронном генераторах. На рис. 15. 8. 5 представлены примерные зависимости электронной и полезной мощностей и к. п. д. от активного сопротивления нагрузки.

Выражение для электронного к. п. д. в режиме близком к оптимальному получено нами в предыдущем параграфе; к. п. д. колебательной системы обычно лежит в пределах 0,6—0,9. Результирующий к. п. д. в оптимальном режиме получается порядка 0,35—0,70.

Выясним теперь влияние активной и реактивной составляющих сопротивления нагрузки на частоту генерируемых колебаний.

Полное реактивное сопротивление схемы рис. 15.8.4 определится равенством:

$$\frac{1}{jx_э} = j\left(\omega C'_р - \frac{1}{\omega L'_р}\right) + \frac{1}{jx_н}.$$

В установившемся режиме ток первой гармоники связан с напряжением на щели очевидным соотношением:

$$\bar{I}'_1 = \bar{U}_m\left(\frac{1}{R'_э} + \frac{1}{jx_э}\right) = \bar{U}_m\left[\frac{1}{R'_э} + j\left(\omega C'_р - \frac{1}{\omega L'_р}\right) + \frac{1}{jx_н}\right]. \quad (15.8.1)$$

Отношение $\frac{\bar{I}'_1}{\bar{U}_m} = \bar{S}_{ср}$ аналогично средней крутизне (или электронной проводимости) и в общем случае является комплексной величиной:

$$\bar{S}_{ср} = S_{ср}(\cos\varphi + j\sin\varphi). \quad (15.8.2)$$

Это означает, что в общем случае первая гармоника наведенного тока не совпадает по фазе с напряжением на щелях.

Такой фазовый сдвиг будет иметь место при изменении анодного напряжения. Если анодное напряжение несколько меньше значения, обеспечивающего синхронизм в рабочем режиме, — первая гармоника наведенного тока отстает по фазе от напряжения на щелях, при увеличении анодного напряжения, наоборот, опережает. Аналитической зависимости модуля и фазы средней крутизны для магнетрона пока не найдено, поэтому ограничимся качественным рассмотрением интересующих нас зависимостей.

Приравнивая (15.8.1) и (15.8.2), получим условия баланса амплитуд и фаз для магнетронного генератора:

$$S_{ср}\cdot\cos\varphi = \frac{1}{R'_э}; \quad (15.8.3)$$

$$S_{ср}\sin\varphi = -\frac{1}{x_э} = -\frac{1}{x'_н} + \left(\omega C'_р - \frac{1}{\omega L'_р}\right). \quad (15.8.4)$$

Отсюда находим

$$\operatorname{tg}\varphi = -\frac{R'_э}{x'_н} + R'_э\left(\omega C'_р - \frac{1}{\omega L'_р}\right) =$$

$$= -\frac{Q\rho'}{x'_н} + Q\rho'\left(\omega C'_р - \frac{1}{\omega L'_р}\right),$$

где Q — добротность нагруженного резонатора;

ρ' — характеристическое сопротивление.

Заменяя $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$, получим

$$\operatorname{tg}\varphi = -\frac{Q\rho'}{x'_н} + Q\rho'\left[\frac{1}{\rho'}\left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) - \frac{1}{\rho'\left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)}\right] \cong$$

$$\cong -\frac{Q\rho'}{x'_н} + Q\frac{2\Delta\omega}{\omega_0},$$

откуда

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\rho'}{2x'_н} + \frac{1}{2Q}\operatorname{tg}\varphi. \quad (15.8.5)$$

Это выражение определяет связь между частотой генерируемых колебаний, реактивностью нагрузки и электронным режимом магнетрона. Для непосредственных расчетов оно не может быть использовано, так как неизвестна зависимость фазы средней крутизны от электронного режима. Тем не менее оно позволяет сделать достаточно общие и важные выводы, а именно: устойчивость частоты генерируемых колебаний будет тем выше, чем меньше характеристическое сопротивление резонатора и чем больше добротность колебательной системы. При достаточно стабильном анодном напряжении фаза средней крутизны постоянна и отклонение частоты определяется реактивной составляющей сопротивления нагрузки, обусловленной неполным согласованием антенны с фидером. Но если реактивная составляющая сопротивления нагрузки постоянна, то отклонение частоты также постоянно. Полезная же мощность, выделяемая в нагрузке $P_н = \frac{U_m^2}{2R_н}$, будет постоянной до тех пор, пока не изменится величина $R'_н$. Эти обстоятельства позволяют характеризовать зависимость отклонения частоты и полезной мощности от свойств нагрузки с помощью диаграммы А. Р. Вольперта. Линиям постоянных активной и реактивной проводимости на диаграмме Вольперта будут соответствовать линии постоянных мощностей и отклонений частоты.

Рис. 15. 8. 6.

На рис. 15. 8. 6 приведена типовая диаграмма Вольперта для магнетрона. Наличие такой диаграммы позволяет определить степень согласования, т. е. модуль и фазу коэффициента отражения, наивыгоднейшую в каждом конкретном случае.

Устойчивость частоты генерируемых колебаний магнетронного генератора принято характеризовать так называемой полосой затягивания, определяемой как изменение частоты при изменении фазы коэффициента отражения на 360°, при условии, что модуль его равен 0,2. Обычно полоса затягивания имеет порядок 7—15 *мггц*.

Ввиду большой сложности расчета электронного режима магнетрона и отсутствия в настоящее время достаточно точных и простых методов такого расчета, принято графически изображать соотношения между основными величинами, характеризующими режим магнетронного генератора, в виде так называемых рабочих характеристик. По осям рабочих характеристик откладываются значения анодного напряжения и анодного тока магнетрона. На плоскости E_a, I_a, подобно топографическим горизонталям, наносятся постоянные значения напряженности магнитного поля, полезной мощности и коэффициента полезного действия.

Пример рабочих характеристик магнетрона со связками приведен на рис. 15. 8. 7. Линии постоянной напряженности магнитного поля представляют собой вольтамперные характеристики генерирующего магнетрона, детально рассмотренные в § 15. 6. Линии постоянного к. п. д. свидетельствуют о монотонном его увеличении, при неизменном токе, с увеличением анодного напряжения. При этом, разумеется, необходимо соответственно увеличивать напряженность магнитного поля. Последнее обстоятельство хорошо согласуется с изложенной выше теорией. С увеличением тока при неизменном анодном напряжении (или при неизменной напряженности магнитного поля) к. п. д. сначала быстро растет, достигает максимума, затем сравнительно медленно убывает. Такой характер зависимости к. п. д. от тока магнетрона объясняется тем, что при малых токах напряжения на щелях невелики, группирующее действие выражено слабо, полезная мощность и к. п. д. малы. С увеличением тока увеличивается напряжение на щелях, группирование улучшается, при некотором значении тока достигается оптимальное группирование и дальнейшее увеличение тока вызывает перегруппирование и увеличение потерь в колебательной системе, вследствие чего к. п. д. падает.

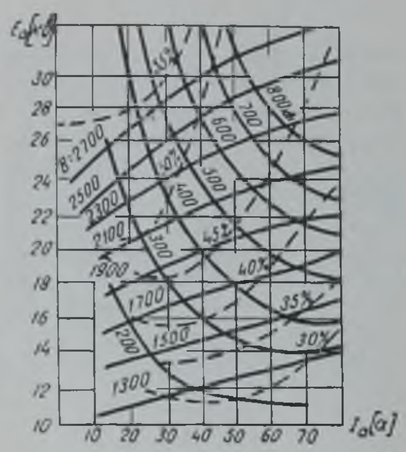


Рис. 15. 8. 7.

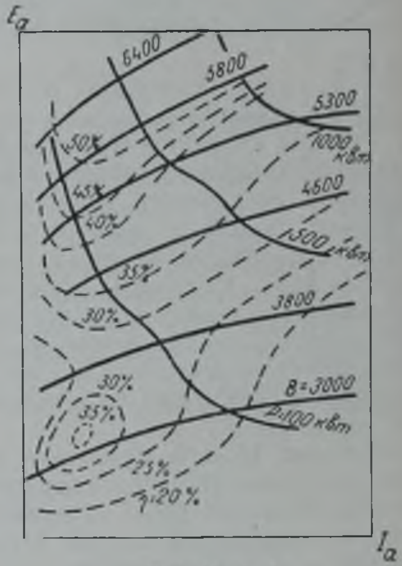


Рис. 15. 8. 8.

Полезная мощность $P = \eta E_a \cdot I_a$. Поэтому, если бы к. п. д. оставался постоянным, линии постоянной мощности имели бы вид равнобоких гипербол. Однако, благодаря тому, что к. п. д. с изменениями тока и напряжения не остается постоянным, линии постоянной мощности напоминают гиперболы лишь в области медленных изменений к. п. д.

На рис. 15. 8. 8 представлены рабочие характеристики разнорезонаторного магнетрона. На этих характеристиках хорошо заметно падение к. п. д. при значении $\lambda B \cong 11\,000$. Причины данного явления рассмотрены выше, в остальном рабочие характеристики разнорезонаторного магнетрона существенно не отличаются от характеристик магнетрона со связками.

Наличие рабочих и нагрузочных характеристик позволяет полностью ориентироваться в режимах магнетронного генератора.

§ 15.9. Краткие сведения о конструкции и эксплуатации магнетронов

В основе конструкции всех современных многорезонаторных магнетронов лежит идея Н. Ф. Алексеева и Д. Е. Малярова. Все современные магнетроны состоят из цилиндрического, обычно подогревного катода, анодного блока с полыми резонаторами и устройства для вывода энергии.

Магнетроны различных типов отличаются друг от друга лишь конструктивным выполнением этих основных элементов, размерами, числом и формой резонаторов. Рассмотрим некоторые варианты конструкции магнетронов.

А. Конструкции катода

Условия работы катода в магнетроне существенно отличаются от условий его работы в других электровакуумных приборах. Эти особенности обусловлены спецификой работы генерирующего магнетрона, состоящей в наличии вращающегося объемного заряда большой плотности, при котором часть электронов возвращается с конечной скоростью на катод, вызывая явление вторичной эмиссии и дополнительный подогрев катода. Опыт показывает, что эта дополнительная мощность, выделяемая на поверхности катода, равна примерно 10—20% мощности генерируемых колебаний. Часть электронов, отдающая энергию высокочастотному полю, составляет вращающееся электронное облако, в котором отдельные электроны постепенно приближаются к аноду так, что их путь во много раз превышает расстояние между катодом и анодом. Последнее обстоятельство существенно увеличивает вероятность ионизации атомов остатков газа, имеющихся в магнетроне. Положительные ионы, образующиеся при этом, ускоряются полем анода и попадают на катод, также увеличивая нагрев его поверхности.

В результате ионной бомбардировки возникает значительный перегрев отдельных участков поверхности катода, вызывающий так называемое явление искрения катода, при котором между каким-либо участком катода и анодом возникает дуговой разряд. Явление искрения приводит к разрушению участков поверхности катода и является часто основной причиной гибели магнетрона. Для получения больших мощностей плотность тока эмиссии должна быть возможно большей, что еще более усложняет задачу конструирования катода.

Выше было показано, что с укорочением длины волны генерируемых колебаний необходимо повышать анодное напряжение и напряженность магнитного поля, в результате чего увеличивается вероятность ионизации. Таким образом, к катоду магнетрона предъявляется ряд специфических требований, удовлетворение которых представляет собой весьма сложную техническую задачу. Вкратце эти требования сводятся к следующему: катод должен обладать возможно большей удельной эмиссией, высокой механической прочностью активного слоя, высокой тепло- и электропроводностью поверхности.

В результате работ советских специалистов А. А. Слуцкина, Л. М. Андрианова, Б. М. Царева, В. С. Пархоменко и других созданы конструкции катодов, в достаточной мере удовлетворяющих этим требованиям и позволяющих строить магнетроны, отдающие в импульсном режиме мощности от сотен до тысяч киловатт, при длинах волн от 2—3 *см* до 10 *см*. Пример конструкции катода современного магнетрона представлен на рис. 15. 9. 1. Спиральный подогреватель *1* расположен внутри керамической трубки *2*, на которую надет никелевый цилиндр *3*, служащий основой катода.

В результате обработки травлением или иным способом внешняя поверхность цилиндра делается шероховатой для улучшения сцепления цилиндра с активным слоем. С этой же целью в некоторых конструкциях на никелевую основу катода приваривается сетка из тонкой никелевой проволоки. Активный, чаще всего оксидный слой наносится на шероховатую или сетчатую основу катода. В некоторых конструкциях в состав оксидного покрытия вводится тонкий никелевый порошок, что увеличивает тепло- и электропроводность поверхности катода и повышает вследствие этого устойчивость против искрения. Спекание части зерен никелевого порошка с шероховатостями никелевой основы в процессе термической обработки катода увеличивает механическую прочность активного слоя.

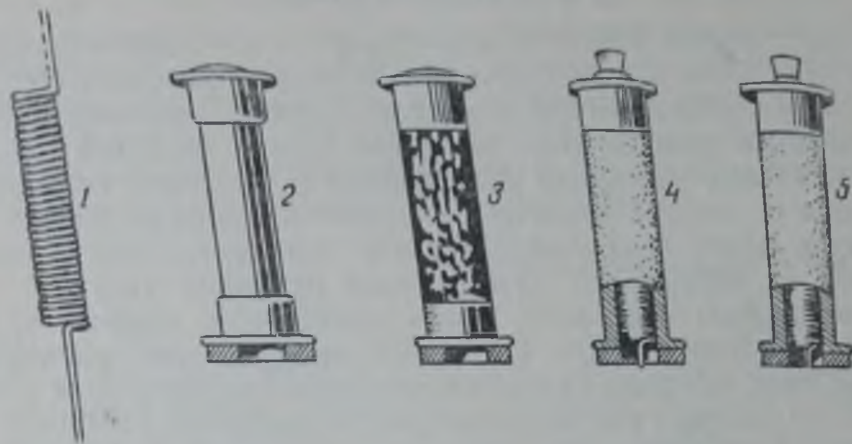
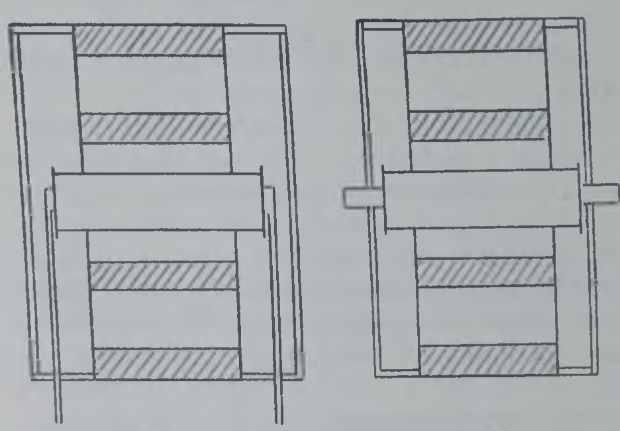


Рис. 15.9.1.

Конструкция крепления катода существенно влияет на аксиальный размер магнетрона. При так называемой радиальной конструкции крепления (рис. 15. 9. 2, *а*) выводы катода должны быть отнесены на некоторое расстояние от торцов анодного блока, вследствие чего приходится увеличивать аксиальный размер всей конструкции. Это увеличивает магнитное сопротивление и затрудняет получение требуемой напряженности постоянного магнитного поля. Более рациональна так называемая аксиальная конструкция крепления (рис. 15. 9. 2, *б*), несколько более сложная в производстве, но зато обеспечивающая большую жесткость и минимальные аксиальные размеры. При такой конструкции зазор между полюсными наконечниками магнитной системы минимален и практически равен высоте анодного блока.



а) *б)*

Рис. 15.9.2.

Б. Конструкции анодного блока

Конструкции анодного блока отличаются числом и формой отдельных резонаторов и выводом энергии. Типичная форма резонаторов магнетрона со связками изображена на рис. 15. 9. 3, а конструкция связок — на рис. 15. 9. 4. Выполнение связок для магнетронов 3-сантиметрового диапазона представляет собой сложную задачу ввиду чрезвычайно малых поперечных размеров канавок и связок, составляющих десятые доли миллиметра. Поэтому, как уже указывалось, при массовом производстве коротковолновых магнетронов более рациональной оказывается разнорезонаторная конструкция анодного блока.

Представление об основных формах анодного блока разнорезонаторных магнетронов дает рис. 15. 9. 5. Анодный блок выполняется из электролитической вакуумной меди и обладает высокой теплопроводностью. Для улучшения охлаждения анода внешняя поверхность анодного блока снабжается ребристым радиатором. Охлаждение радиатора в большинстве случаев свободное, воздушное. Иногда, для улучшения охлаждения радиатор принудительно обдувается воздухом или охлаждается водой.

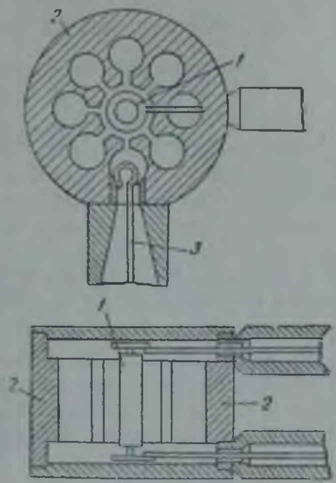


Рис. 15. 9. 3.

В так называемых пакетных конструкциях магнетрона анодный блок составляет конструктивно одно целое с магнитной системой, обеспечивающей необходимое для работы магнетрона постоянное магнитное поле. При этом, особенно при аксиальной конструкции выводов катода, обеспечивается минимальный зазор между полюсами магнита, что позволяет уменьшить его размеры. Некоторым недостатком пакетной конструкции являются большие габариты и вес анодного блока магнетрона. В этом отношении более удачна конструкция анодного блока, представленная на рис. 15. 9. 4. Здесь

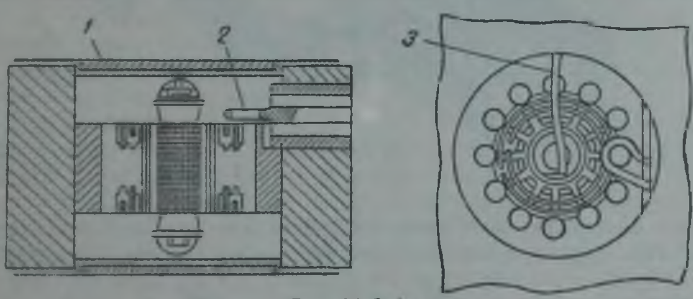


Рис. 15. 9. 4.

в состав анодного блока входят только полюсные наконечники магнитной системы, выполненные в виде плоских стальных дисков — вкладышей. Сохраняя достоинства пакетной конструкции, такой анодный блок свободен от отмеченного недостатка.

Рис. 15. 9. 5.

Вывод энергии, как уже указывалось в § 15. 8, в зависимости от мощности и длины волны выполняется либо в виде петли, расположенной в одном из резонаторов, либо в виде щели (рис. 15.9.5). Особые требования к устройству вывода энергии обусловлены тем, что часть его находится в вакууме и имеет по необходимости малые поперечные размеры. Сохранение таких же поперечных размеров внешней части вывода энергии, находящейся вне вакуума, может привести к электрическому пробою. Поэтому поперечные размеры внешней части приходится увеличивать.

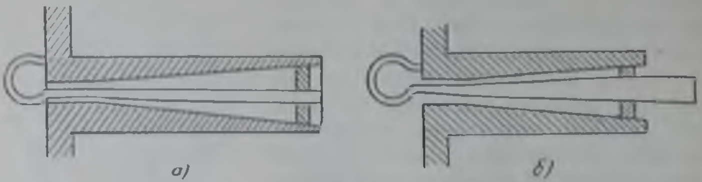


Рис. 15. 9. 6.

На рис. 15. 9. 6 представлены две формы перехода от внутренней части вывода энергии к внешнему. В случае *а* конический переход имеет

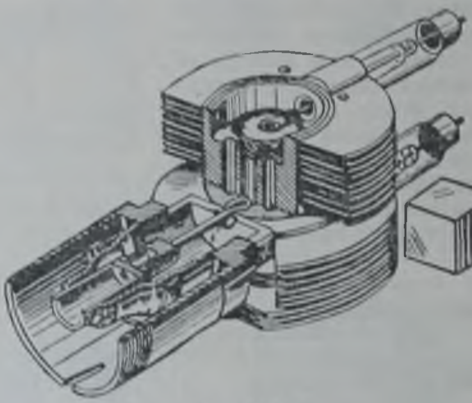


Рис. 15. 9. 7.

переменное по длине волновое сопротивление и является трансформатором. Но наличие такого трансформатора не всегда необходимо

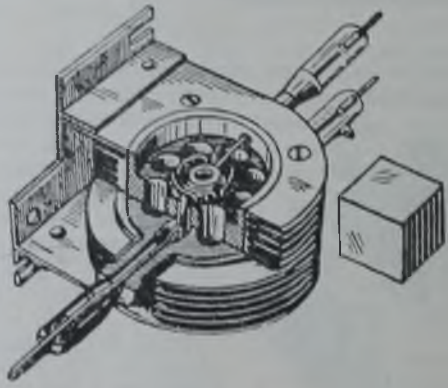


Рис. 15. 9. 8.

и в этом случае используется конструкция *б*, имеющая постоянное волновое сопротивление по длине перехода от внутренней части к внешней.

Для увеличения электрической прочности внешней части вывода энергии она иногда, вместе с фидером или волноводом, заполняется сухим сжатым воздухом.

Примеры конструкции магнетронов представлены на рис. 15. 9. 7 и 15. 9. 8.

В. Некоторые вопросы эксплуатации

При эксплуатации магнетрона надлежит руководствоваться соответствующими инструкциями. Здесь же лишь кратко остановимся на некоторых общих положениях. Перед установкой магнетрона в схему следует удостовериться в целости цепи подогревателя и хорошем состоянии вакуума. Последнее может быть проверено с помощью трансформатора Тесла. В случае его отсутствия, а также если установлено наличие остатков газа, что замечается по свечению внутри магнетрона, наблюдаемому через стекло выводов катода, перед включением магнетрона в рабочий режим необходимо провести его жестчение. Жестчение или тренировка заключается в постепенном (в течение нескольких часов) повышении анодного напряжения до его значения в рабочем режиме. Во время ионных пробоев (искрении катода) в магнетроне заметна вспышка света и отмечается дрожание стрелки прибора, включенного в анодную цепь. Отсутствие этих явлений в течение длительных промежутков времени (порядка получаса) является признаком возможности увеличения анодного напряжения. Весь процесс жестчения с самого начала надлежит вести при наличии постоянного магнитного поля и согласованной нагрузки. Отсутствие постоянного магнитного поля влечет за собой резкое увеличение анодного тока и, как правило, разрушение катода. Отсутствие нагрузки при возникновении колебаний может вызвать перенапряжение на элементах вывода энергии и появление дугового разряда, приводящего к разрушению вакуумного уплотнения вывода.

При включении магнетрона в схему его анодный блок и внешняя оболочка фидера (волновода) должны быть надежно заземлены. Анодное напряжение подводится минусом к выводу катода. При ошибочном включении анодного напряжения на вывод подогревателя, по последнему будет проходить анодный ток, что может вызвать перегревание подогревателя. При включении накала, особенно мощных магнетронов, рекомендуется постепенно увеличивать напряжение на подогревателе, так как сопротивление холодного подогревателя в десятки раз меньше, чем горячего. Если к холодному подогревателю приложить сразу нормальное напряжение накала, через него пойдет ток, в десятки раз превышающий рабочий, что может привести к механическому разрушению подогревателя.

В рабочем режиме катод магнетрона подогревается электронной и ионной бомбардировкой. Как уже указывалось, этот подогрев обычно значителен, почему во избежание перекала катода, после приведения магнетрона в рабочий режим приходится несколько уменьшать напряжение на подогревателе. В некоторых типах магнетронов приходится даже полностью выключать напряжение накала. Это обстоятельство позволяет использовать для работы магнетроны (особенно 3-сантиметрового диапазона) с перегоревшим подогревателем, путем подачи нормального анодного напряжения при пониженной напряженности постоянного магнитного поля. После разогрева катода электронной и ионной бомбардировкой, что замечается по появлению анодного тока, напряженность магнитного поля доводится до нормальной.

РАЗДЕЛ IV

УПРАВЛЕНИЕ КОЛЕБАНИЯМИ И РАБОТА ГЕНЕРАТОРА КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Для того, чтобы колебания высокой частоты, созданные генератором, использовать для целей радиосвязи, т. е. для передачи на расстояние телеграфных сигналов, речи, музыки и др., их необходимо подвергнуть определенным изменениям, в соответствии с тем, какой вид радиосвязи предполагается осуществить (телефония, телеграфия, телевидение и т. д.).

Процесс управления колебаниями высокой частоты называется модуляцией.

При телефонной модуляции ток или напряжение высокой частоты подвергается изменению со звуковой частотой, в соответствии с переменным низкочастотным напряжением, поступающим из микрофонной цепи. Для неискаженной модуляции необходимо, чтобы управляемый параметр колебания высокой частоты изменялся прямо пропорционально управляющему сигналу.

Мгновенное значение тока в антенне радиопередающего устройства определяется зависимостью

$$i_A = I_A \sin(\omega t + \varphi),$$

т. е. однозначно определяется тремя параметрами — амплитудой, частотой и фазой; поэтому, в зависимости от того, какой из данных параметров подвергается управлению, различают три основных вида модуляции — амплитудную, частотную и фазовую.

Требование прямой пропорциональности между величиной управляемого параметра и величиной управляющего сигнала равносильно требованию линейности всего тракта по отношению к сигналу. Поскольку сигнал любой сложной формы может быть представлен в виде суммы простых гармонических процессов, то для составления суждения о процессе управления сложным сигналом достаточно исследовать процесс управления его гармоническими составляющими.

В дальнейшем будем считать, что модулирующий сигнал описывается уравнением

$$b = B \sin \Omega t.$$

Теория работы ламповых генераторов при модуляции и технические методы их расчета детально разработаны в ряде трудов советских ученых. Использование амплитудной модуляции для радиотелефонии впервые было обосновано М. В. Шулейкиным [35] в 1916 году. Первые работы, посвященные теории и расчету генераторов при амплитудной модуляции, были опубликованы советскими учеными в 1924 году. В 1932 году А. И. Берг опубликовал систематический курс ламповых генераторов, в котором были даны методы расчета управляемых генераторов, широко используемые и в настоящее время. Вопросы частотной и фазовой модуляции также весьма детально разработаны советскими учеными; А. Л. Минц в 1926 году предложил первые схемы для управления частотой с помощью электронной лампы; Г. В. Брауде в 1931 году развил общую теорию управления частотой в схемах с электронными лампами.

Вопросам построения передатчиков с частотной модуляцией посвящена монография И. С. Гоноровского, изданная в 1948 году.

За последние годы получил широкое развитие своеобразный вид управления колебаниями, при котором передатчик излучает колебания короткими сериями, называемыми высокочастотными импульсами, повторяющимися периодически, через определенные, обычно относительно большие промежутки времени. Анализу этого вида работы, который находит широкое применение в радиосвязи и ряде специальных приложений, посвящены труды советских ученых — В. И. Сифорова, Н. М. Изюмова и др. В отличие от непрерывного режима работы генератора, такой режим называется импульсным.

Колебания высокой частоты, имеющие форму периодических серий или импульсов, определяются уже не тремя параметрами, как незатухающие колебания, а шестью: амплитудой высокочастотных колебаний A, их частотой ω, фазой φ, длительностью импульса τ, частотой следования импульсов F и их фазой ϕ. Для передачи сигнала произвольной формы можно управлять любым из указанных параметров. При этом может быть достигнуто значительное повышение помехоустойчивости связи при данной мощности передатчика и открываются возможности эффективной многоканальной связи посредством одного передатчика.

В настоящем разделе ознакомимся вкратце с теорией модуляции колебаний в непрерывном режиме и рассмотрим основные вопросы, связанные с работой передатчика короткими периодическими импульсами высокочастотных колебаний. Вопросы управления параметрами этих импульсов для целей радиосвязи излагаются в специальных руководствах и выходят за рамки задач настоящей книги.

Глава 16

УПРАВЛЕНИЕ КОЛЕБАНИЯМИ ГЕНЕРАТОРА В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ

§ 16. 1. Общие вопросы амплитудной модуляции

При амплитудной модуляции амплитуда высокочастотных колебаний изменяется с низкой частотой так, что изменение ее величины пропорционально мгновенному значению модулирующего сигнала.

Имеем незатухающие колебания высокой частоты, описываемые уравнением:

$$a = A \sin \omega t.$$

Начальную фазу их, не нарушая общности дальнейших выводов, можем принять равной нулю. Управляющий или модулирующий сигнал примем в виде

$$b = B \sin \Omega t.$$

Таким образом, сигнал представляет собой функцию, однозначно определяемую амплитудой B и частотой Ω. Частота модулирующего сигнала, как правило, во много раз меньше частоты модулируемых незатухающих колебаний. Заставим тем или иным способом амплитуду высокочастотных колебаний изменяться около некоторого постоянного значения по закону модулирующего сигнала:

$$A = A_0 + B \sin \Omega t = A_0 \left(1 + \frac{B}{A_0} \sin \Omega t\right). \tag{16.1.1}$$

Отношение $\frac{B}{A_0}$ определяет степень или «глубину» изменения амплитуды высокочастотных колебаний. Если $\frac{B}{A_0} = 0$, получим немодулированные незатухающие колебания; если $\frac{B}{A_0} = 1$ — амплитуда высокочастотных колебаний будет изменяться между крайними значениями $0 \div 2A_0$, т. е. на 100% по отношению к среднему значению A_0. Отношение $\frac{B}{A_0}$ называют коэффициентом глубины модуляции и обозначают символом m:

$$\frac{B}{A_0} = m. \tag{16.1.2}$$

Переменное напряжение частоты передаваемого сигнала на выходе приемника пропорционально величине m, при заданной мощности передатчика. Поэтому в качестве расчетной величины глубины модуляции для передатчика обычно берется ее предельное значение $m = 1$.

Уравнение модулированных по амплитуде колебаний примет вид:

$$a = A_0 (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega t. \qquad (16.\ 1.\ 3)$$

Графическое изображение этого процесса представлено на рис. 16. 1. 1.

Раскрывая скобки и производя преобразования, получим

$$a = A_0 \sin \omega t + \frac{A_0 m}{2} \cos (\omega - \Omega) t - \frac{A_0 m}{2} \cos (\omega + \Omega) t. \quad (16.\ 1.\ 4)$$

Это выражение впервые было получено и истолковано крупнейшим советским ученым профессором М. В. Шулейкиным. Оно означает, что амплитудно-модулированное синусоидальным сигналом колебание может быть представлено в виде трех гармонических колебаний с постоянными амплитудами, но разными частотами: ω, $(\omega - \Omega)$ и $(\omega + \Omega)$. Частота ω называется несущей частотой, частоты $(\omega - \Omega)$ и $(\omega + \Omega)$ соответственно нижней и верхней боковыми частотами; амплитуды A_0 и $\frac{A_0 m}{2}$ называют амплитудами несущей и боковых частот.

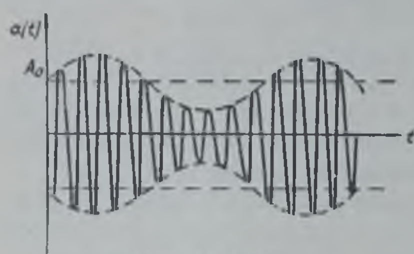


Рис. 16. 1. 1.

Поскольку сигнал обычно имеет сложную форму, но является в определенном интервале времени периодической функцией, его можно представить как сумму гармонических сигналов, модулирующих амплитуду высокочастотного колебания с глубиной модуляции m_k, пропорциональной амплитуде соответствующей составляющей сигнала:

$$b = B_1 \sin \Omega t + B_2 \sin 2\Omega t + \ldots + B_k \sin k\Omega t + \ldots$$

Тогда разложение М. В. Шулейкина примет вид:

$$a = A_0 \sin \omega t + \frac{A_0 m_1}{2} [\cos (\omega - \Omega) t - \cos (\omega + \Omega) t] +$$

$$+ \frac{A_0 m_2}{2} [\cos (\omega - 2\Omega) t - \cos (\omega + 2\Omega) t] + \ldots$$

$$\ldots + \frac{A_0 m_k}{2} [\cos (\omega - k\Omega) t - \cos (\omega + k\Omega) t] + \ldots,$$

где $m_k = \frac{B_k}{A_0}$.

Таким образом, модулированное сложным сигналом по амплитуде колебание можно представить как сумму колебания несущей частоты и двух серий колебаний боковых частот, образующих верхнюю и нижнюю полосы боковых частот. На практике для неискаженного воспроизведения речи оказывается возможным ограничить диапазон частот сигнала полосою 300 — 3000 герц. Для целей художественного радиовещания принимается более широкий диапазон частот, для передачи сигналов телевидения требуется полоса частот, достигающая нескольких мегагерц. На рис. 16. 1. 2 представлены спектры колебаний, модулированных простым и сложным сигналами. Математически разложение М. В. Шулейкина не является единственным, так как сложную функцию при несущественных для практики ограничениях всегда можно с заданной степенью точности заменить некоторой линейной комбинацией более простых функций. Поскольку колебательные контуры, являющиеся анализирующим органом в радиотехнике, физически осуществляют именно гармонический анализ, — разложение М. В. Шулейкина является наиболее целесообразным, потому что соответствует физическим процессам, происходящим в контурах.

Действительно, при воздействии сложного сигнала (16. 1. 4) на колебательный контур с достаточно острой резонансной кривой, в нем будут поддерживаться незатухающие колебания частоты ω, $\omega - \Omega$ или $\omega + \Omega$, в зависимости от того, на какую из этих частот контур настроен. Отсюда следуют весьма важные выводы:

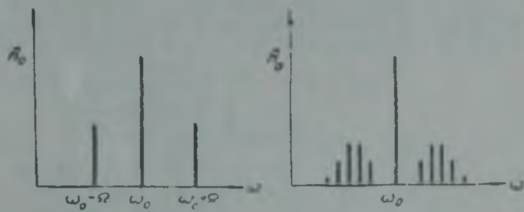


Рис. 16. 1. 2.

а) Составляющая модулированного колебания с частотой ω не зависит от модулирующего сигнала и, следовательно, не необходима для передачи сигнала. Поэтому энергия, заключенная в составляющей несущей частоты, расходуется, в сущности, бесполезно.

б) Амплитуды и частоты обеих составляющих модулированных колебаний однозначно определяются амплитудой и частотой сигнала. Поэтому для передачи сигнала достаточно использовать одно из колебаний боковых частот, причем передатчик освобождается от необходимости затраты мощности на создание составляющих несущей и второй боковой частот, что позволяет во много раз уменьшить его номинальную мощность. Эта идея М. В. Шулейкина широко реализована в настоящее время во всем мире; большинство магистральных связей и дальняя телефонная связь работают с использованием только одной боковой полосы частот. Однако полный перевод всей радиосвязи и радиовещания на однополосную работу, несмотря на большие выгоды, весьма затрудняется чисто техническими причинами.

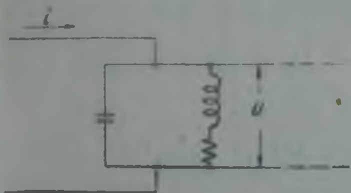


Рис. 16. 1. 3.

в) Для того, чтобы получить неискаженные модулированные колебания в колебательном контуре, — его резонансная кривая не должна быть слишком острой, т. е. контур должен обладать определенной «полосой пропускания».

Поясним последнее положение. Пусть колебательный контур питается модулированным током (рис. 16. 1. 3):

$$i = I_{a\,нес} \sin \omega t + \frac{I_{a\,нес} \cdot m}{2} \cos (\omega - \Omega)\, t - \frac{I_{a\,нес} \cdot m}{2} \cos (\omega + \Omega)\, t. \quad (16.\,1.\,5)$$

Вычислим напряжение на колебательном контуре, считая, что последний настроен на частоту ω.

Сопротивление колебательного контура при частотах, близких к резонансной:

$$\bar{z} = \frac{R_э}{1 + jQ \cdot \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}}.$$

Его модуль и аргумент:

$$z=\frac{R_э}{\sqrt{1+\left(2Q\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}};\qquad \varphi=\operatorname{arc\,tg}2Q\frac{\Delta\omega}{\omega_0}. \qquad (16.1.6)$$

Составляющая напряжения несущей частоты на контуре:

$$U_{m\,нес}=I_{a_1нес}\cdot R_э.$$

Так как $\Delta\omega=\omega_0-(\omega_0\pm\Omega)=\pm\Omega$, то для напряжения на контуре составляющих боковых частот получим:

$$U_{н.б.ч.}=\frac{I_{a_1нес}\cdot R_э\cdot m}{2\sqrt{1+\left(2Q\frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2}}\sin[(\omega-\Omega)t-\varphi]=$$

$$=\frac{U_{m\,нес}\cdot m}{2\sqrt{1+\left(2Q\frac{\Omega}{\omega}\right)^2}}\sin(\omega t-\varphi);$$

$$U_{в.б.ч.}=\frac{I_{a_1нес}\cdot R_э\cdot m}{2\sqrt{1+\left(2Q\frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2}}\sin[(\omega+\Omega)t+\varphi]=$$

$$=\frac{U_{m\,нес}\cdot m}{2\sqrt{1+\left(2Q\frac{\Omega}{\omega}\right)^2}}\sin(\omega t+\varphi).$$

Суммируя полученные составляющие, найдем после простых преобразований уравнение для напряжения на контуре:

$$u=U_{m\,нес}\left[1+\frac{m}{\sqrt{1+\left(2Q\frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2}}\sin(\Omega t+\varphi)\right]\sin\omega t, \qquad (16.1.7)$$

или

$$u=U_{m\,нес}[1+m'\sin(\omega t+\varphi)]\sin\omega t.$$

Следовательно, напряжение на контуре, как и питающий контур ток, будет модулировано по амплитуде, но с уменьшенной глубиной модуляции, определяемой величиной $m'=\frac{m}{\sqrt{1+\left(2Q\frac{\Omega}{\omega}\right)^2}}$, причем огибающая напряжения на контуре будет отставать по фазе от огибающей питающего тока на угол $\varphi=\operatorname{arc\,tg}2Q\frac{\Omega}{\omega_0}$. При сложном сигнале это приведет к ослаблению модуляции составляющими сигнала более высоких частот, т. е. к частотным искажениям сигнала. Степень искажений определяется величиной $2Q\frac{\Omega}{\omega_0}$ и имеет существенное значение при радиотелефонии в диапазоне длинных и средних волн. При радиотелефонии в диапазоне коротких волн и особенно СВЧ указанная величина, в большинстве случаев, гораздо меньше единицы и с искажением этого вида можно не считаться.

Рассмотрим вопрос о мощности модулированных колебаний. Если, как условились ранее, $\Omega\ll\omega$, то за период высокой частоты амплитуда колебаний почти не изменится и процесс за время периода высокой частоты можно считать синусоидальным.

Пусть ток, питающий колебательный контур, дается выражением (16. 5. 1):

$$i = I_{a_1\,\text{нес}}(1 + m\sin\Omega t)\sin\omega t.$$

Тогда средняя за период высокой частоты мощность определится как

$$P = \frac{\omega}{2\pi}\int\limits_0^{\frac{2\pi}{\omega}} R_э i^2 dt = \frac{\omega}{2\pi}\int\limits_0^{\frac{2\pi}{\omega}} R_э I^2_{a_1\,\text{нес}}(1 + m\sin\Omega t)^2\cdot\sin^2\omega t\,dt.$$

Так как $\Omega \ll \omega$, множитель в скобках под знаком интеграла можно считать постоянным в интервале времени $0 - \frac{2\pi}{\omega}$ и вынести из-под знака интеграла. Тогда получим

$$P = \frac{\omega}{2\pi} I^2_{a_1\,\text{нес}} R_э (1 + m\sin\Omega t)^2 \int\limits_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \sin^2\omega t\,dt =$$

$$= \frac{I^2_{a_1\,\text{нес}} R_э}{2}(1 + m\sin\Omega t)^2.$$

Но величина $\frac{I^2_{a_1\,\text{нес}} R_э}{2}$ есть мощность немодулированных колебаний. Обозначив ее $P_{\text{нес}}$, получим

$$P = P_{\text{нес}}(1 + m\sin\Omega t)^2. \quad (16.1.8)$$

Следовательно, в процессе модуляции синусоидальным сигналом средняя мощность высокочастотных колебаний меняется с низкой частотой Ω по закону (16. 1. 8) в пределах между

$$P_{\text{мин}} = P_{\text{нес}}(1 - m)^2$$

и

$$P_{\text{макс}} = P_{\text{нес}}(1 + m)^2. \quad (16.1.9)$$

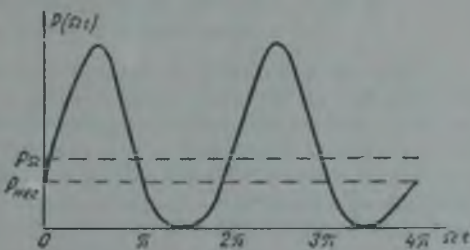


Рис. 16. 1. 4.

Эти крайние значения мощности называют соответственно мощностью минимального и максимального режимов.

При глубине модуляции $m = 1$ мощность изменяется в пределах от нуля до четырехкратного значения мощности немодулированных колебаний. Рисунок 16. 1. 4 изображает графически изменение средней мощности высокочастотных колебаний.

Определим среднее значение мощности высокочастотных модулированных колебаний за период низкой частоты:

$$P_\Omega = \frac{\Omega}{2\pi}\int\limits_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} P\,dt = \frac{\Omega}{2\pi}\int\limits_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} P_{\text{нес}}(1 + m\sin\Omega t)^2 dt =$$

$$= P_{\text{нес}}\left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \quad (16.1.10)$$

Таким образом, в процессе модуляции средняя мощность высокочастотных колебаний возрастает на величину $P_{\text{нес}}\frac{m^2}{2}$. Заметим, что

$$P_{\text{нес}}\cdot\frac{m^2}{2} = \frac{P_{\text{нес}}\,m^2}{4} + \frac{P_{\text{нес}}m^2}{4} = \frac{m^2 I^2_{a_1\,\text{нес}} R_э}{4\cdot 2} + \frac{m^2 I^2_{a_1\,\text{нес}} R_э}{4\cdot 2}.$$

Но $\frac{mI_{a\,нес}}{2}$ есть амплитуда тока составляющих боковых частот. Следовательно, прирост мощности в процессе модуляции равен суммарной мощности колебаний боковых частот. Итак, максимальная мощность, которую в отдельные моменты должны обеспечить лампы генератора:

$$P_{макс} = P_{нес}(1+m)^2.$$

Средняя мощность при модуляции:

$$P_{\Omega} = P_{нес}\left(1+\frac{m^2}{2}\right).$$

Отношение этих мощностей:

$$\frac{P_{макс}}{P_{\Omega}} = \frac{(1+m)^2}{1+\frac{m^2}{2}} \qquad (16.1.11)$$

при $m = 1$ равно 2,66.

Следовательно, лампы генератора при $m = 1$ должны в отдельные моменты обеспечивать получение мощности, в 2,66 раза превосходящей среднюю мощность и в четыре раза мощность в режиме молчания. Это обстоятельство является принципиальным недостатком амплитудной модуляции.

§ 16. 2. Способы осуществления амплитудной модуляции в генераторах с внешним возбуждением

Поскольку амплитуда первой гармоники анодного тока зависит от напряжений на сетках и аноде лампы, осуществление модуляции возможно путем изменения любого из этих напряжений по закону модулирующего сигнала. Конечная цель амплитудной модуляции заключается в получении изменений амплитуды тока в антенне пропорционально модулирующему сигналу. Основной зависимостью, характеризующей тот или иной способ амплитудной модуляции, является зависимость амплитуды колебаний от модулирующего сигнала, называемая модуляционной характеристикой. Амплитуда тока в антенне прямо пропорциональна амплитуде первой гармоники анодного тока и зависит от связи антенны с промежуточным контуром, параметров антенны и контуров. В качестве модуляционной характеристики поэтому удобно принять зависимость амплитуды первой гармоники анодного тока лампы от модулирующего напряжения, мгновенное значение которого пропорционально мгновенному значению передаваемого сигнала.

Преобразование сигнала в пропорциональное ему модулирующее напряжение при радиотелефонной работе осуществляется в устройстве, состоящем из микрофона и соответствующего усилителя, называемого модулятором. Такие усилители изучаются в специальных курсах усилителей низкой частоты и здесь не рассматриваются.

Основным требованием к модуляционной характеристике является ее линейность в заданном интервале изменений амплитуды сигнала. Поскольку амплитуда первой гармоники анодного тока лампы зависит от напряжений, действующих на ее сетках и аноде, — амплитудная модуляция может быть осуществлена путем изменения этих напряжений. Таким образом, возможна амплитудная модуляция изменением напряжения смещения управляющей сетки, напряжения экранирующей и защитной сеток и анодного напряжения.

Рассмотрим основные способы амплитудной модуляции, ограничившись случаями только модуляции изменением напряжения на управляющей сетке и аноде. Модуляция изменением напряжения на экранирующей и защитной сетках принципиально не отличается от модуляции на управляющей сетке.

А. Модуляция изменением напряжения на управляющей сетке

На управляющей сетке лампы генератора с внешним возбуждением действуют напряжения смещения E_g и напряжение возбуждения U_{mg}. Поэтому различают сеточную модуляцию изменением напряжения смещения и усиление модулированных колебаний.

Рассмотрим процессы, происходящие при модуляции изменением напряжения смещения. Начнем с определения условий получения наиболее близкой к линейной модуляционной характеристики.

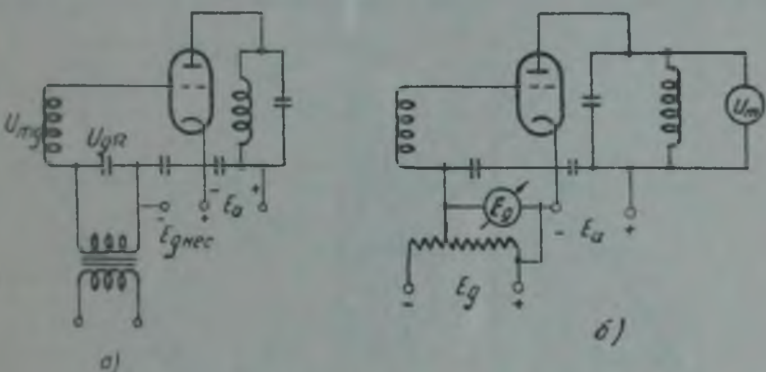


Рис. 16. 2. 1.

Мгновенное значение напряжения смещения

$$E_g = E_{g\,нес} + U_{g\Omega} \sin \Omega t$$

будет изменяться между крайними значениями:

$$E_{g\,макс} = E_{g\,нес} + U_{g\Omega}$$

и

$$E_{g\,мин} = E_{g\,нес} - U_{g\Omega}.$$

При изменении напряжения смещения в этих пределах необходимо, чтобы амплитуда первой гармоники анодного тока изменялась практически линейно. Будем изменять напряжение смещения от величины $E_{g\,мин}$ до величины $E_{g\,макс}$ и проследим за изменением амплитуды первой гармоники анодного тока. Существенно заметить, что режим генератора при этом должен быть недонапряженным и импульсы анодного тока должны оставаться меньшими тока насыщения. На рис. 16. 2. 1,*а* изображена принципиальная схема генератора, модулируемого изменением напряжения смещения, а на рис. 16. 2. 1,*б* — схема для снятия модуляционной характеристики. Так как величина I_{a1} не может быть непосредственно измерена, то обычно измеряют пропорциональную ей величину U_m.

На рис. 16. 2. 2 представлен графически характер изменения амплитуды первой гармоники и постоянной составляющей анодного тока генераторной лампы при изменении напряжения смещения.

По мере уменьшения отрицательного смещения на управляющей сетке растет импульс анодного тока и одновременно увеличивается его угол отсечки, вследствие чего амплитуда первой гармоники $I_{a1} = \alpha_1 \cdot I_m$ увеличивается. При некотором значении напряжения смещения E_{g1} угол отсечки становится равным 180°. При этом $I_{a_1}=S(U_{mg}-DU_m)$ не зависит от напряжения смещения, модуляция прекращается и модуляционная характеристика идет параллельно оси абсцисс. Следовательно, первым условием осуществления модуляции является режим работы с отсечкой.

Ответ на вопрос, какой максимальный угол отсечки допустим в процессе модуляции, можно получить, произведя расчет модуляционной характеристики. Для этого воспользуемся уравнением эквивалентной схемы лампового генератора

$$I_{a_1}=\frac{\mu U_{mg}}{R_i\cdot\alpha_i+R_э}.$$

Поскольку в процессе модуляции величины U_{mg}, R_i, $R_э$ остаются неизменными, изменения амплитуды первой гармоники анодного тока могут

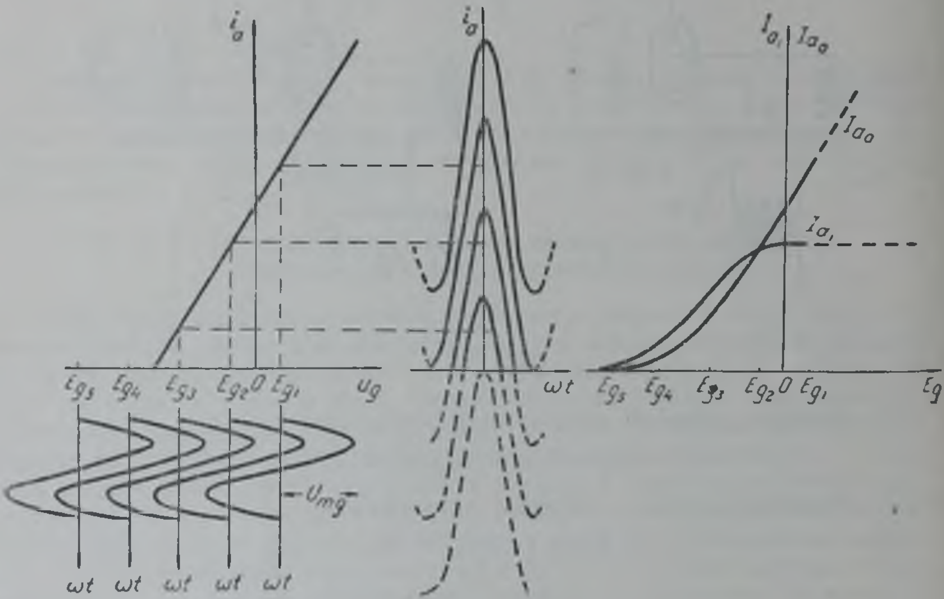


Рис. 16.2.2.

быть обусловлены лишь изменениями величины α_i, являющейся функцией только угла отсечки. Последний же есть функция напряжения смещения.

Расчет модуляционной характеристики удобно вести следующим образом. Ординатой модуляционной характеристики будем считать не абсолютное значение тока первой гармоники, а отношение его к максимальному значению тока первой гармоники при $\psi=180°$, $I_{a_1макс}=\frac{\mu U_{mg}}{R_i+R_э}$. Обозначим это отношение y:

$$y=\frac{I_{a_1}}{I_{a_1макс}}=\frac{1+\frac{R_э}{R_i}}{\alpha_i+\frac{R_э}{R_i}}. \qquad (16.2.1)$$

Угол отсечки анодного тока связан с действующими на электродах лампы напряжениями соотношением:

$$\cos\psi=-\frac{E_g-E_{gB}}{U_{mg}-DU_m}. \qquad (16.2.2)$$

откуда

$$\frac{E_{gB}-E_g}{U_{mg}}=\frac{\alpha_i\cos\psi}{\alpha_i+\frac{R_э}{R_i}}. \tag{16.2.3}$$

В левой части содержится только одна переменная величина E_g. Обозначим $\frac{E_g-E_B}{U_{mg}}=x$. Зависимость $y=f(x)$, которую будем называть обобщенной модуляционной характеристикой, дается выражениями (16. 2. 1) и (16. 2. 3) в параметрической форме. Порядок расчета моду-

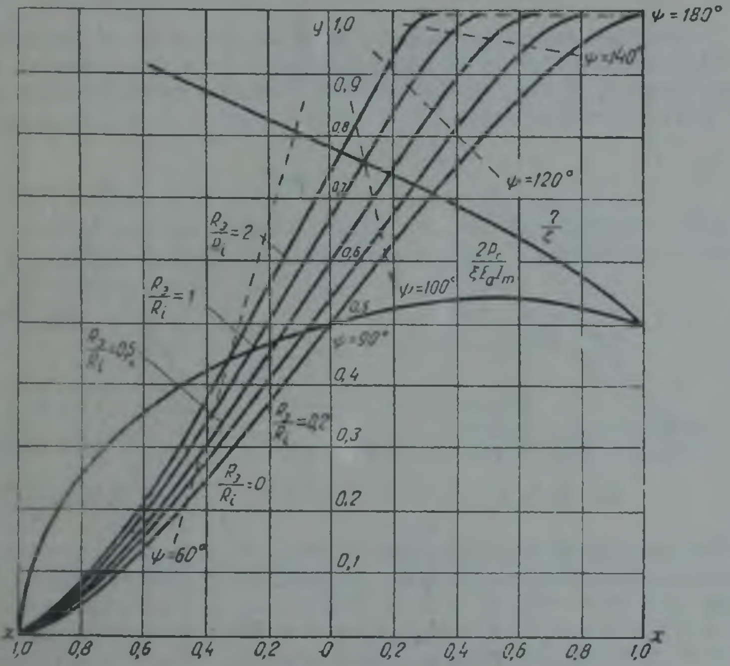


Рис. 16. 2. 3.

ляционной характеристики удобен следующий. При известном значении $\frac{R_э}{R_i}$ вычисляются величины y и x из выражений (16. 2. 1) и (16. 2. 3) для ряда значений угла отсечки в пределах $0 \leqslant \psi \leqslant 180°$. Затем строится зависимость $y=f(x)$.

На рис. 16. 2. 3 представлено семейство таких характеристик для нескольких значений $\frac{R_э}{R_i}$. Из рассмотрения этого рисунка следует, что модуляционная характеристика приблизительно линейна до значений угла отсечки порядка 110 — 120°. Зная угол отсечки и величину амплитуды первой гармоники анодного тока для любой точки модуляционной характеристики, можно рассчитать значение постоянной составляющей анодного тока и напряжение смещения. На рис. 16. 2. 4 представлена типичная модуляционная характеристика, на рис. 16. 2. 5 — идеализированная.

Зависимость $I_{a_1} = f_1(E_g)$ и $I_{a_0} = f_2(E_g)$ приблизительно линейна в интервале углов отсечки $30° < \psi < 120°$. Стремясь получить стопроцентную глубину модуляции, обычно изменяют угол отсечки в пределах 0—110—120°, мирясь с некоторыми нелинейными искажениями. Это условие линейности модуляции должно быть дополнено двумя следующими условиями: импульс анодного тока в максимальном режиме должен быть меньше тока насыщения лампы, а режим работы ее в этой точке модуляционной характеристики — недонапряженный или, в крайнем случае, критический, т. е.:

$$I_{m\,\text{макс}} \leqslant I_e \quad \text{и} \quad \xi_{\text{макс}} = \frac{I_{a_1\,\text{макс}} \cdot R_э}{E_a} \leqslant \xi_{\text{кр}}. \qquad (16.2.4)$$

Следовательно, на протяжении всей модуляционной характеристики каскад должен работать в недонапряженном режиме, иными словами, с низким к. п. д. Это обстоятельство является существенным недостатком сеточной модуляции.

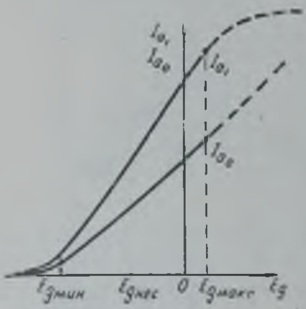


Рис. 16. 2. 4.

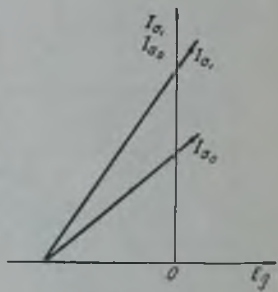


Рис. 16. 2. 5.

Рассмотрим энергетические соотношения в модулируемом генераторе. Будем полагать модуляционную характеристику линейной (рис. 16. 2. 5). Тогда:

$$\left.\begin{aligned} I_{a_1} &= I_{a_1\text{нес}}(1 + m \sin \Omega t); \\ I_{a_0} &= I_{a_0\text{нес}}(1 + m \sin \Omega t); \\ E_a &= \text{const}. \end{aligned}\right\} \qquad (16.2.5)$$

Средняя за период модуляции подводимая к генератору мощность

$$P_{0\Omega} = \frac{\Omega}{2\pi} \int\limits_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} E_a \cdot I_{a_0\text{нес}}(1 + m \sin \Omega t)\, dt = I_{a_0\text{нес}} \cdot E_a = P_{0\,\text{нес}},$$

т. е. равна мощности, подводимой к генератору при отсутствии модуляции.

Средняя за период модуляции полезная мощность, как было показано выше:

$$P_\Omega = P_{\text{нес}} \cdot \left(1 + \frac{m^2}{2}\right).$$

Следовательно, средние за период модуляции потери на аноде лампы:

$$P_{a\Omega} = P_{0\Omega} - P_\Omega = P_{0\,\text{нес}} - P_{\text{нес}} - \frac{m^2}{2} P_{\text{нес}} = P_{a\,\text{нес}} - \frac{m^2}{2} P_{\text{нес}}.$$

Таким образом, средние потери на аноде лампы в процессе модуляции меньше, чем в режиме молчания, на величину $\frac{m^2}{2}\cdot P_{\text{нес}}$, т. е. на величину суммарной мощности колебаний боковых частот. Поэтому выбор лампы по допускаемой мощности потерь на аноде надлежит производить исходя из потерь в режиме молчания. Оценим эти потери количественно. Коэффициент полезного действия генератора в процессе модуляции изменяется с частотой модулирующего напряжения по закону:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{P_{\text{нес}}(1 + m\sin\Omega t)}{P_{0\,\text{нес}}} = \eta_{\text{нес}}(1 + m\sin\Omega t), \tag{16.2.6}$$

принимая крайние значения:

$$\left.\begin{aligned} \eta_{\text{мин}} &= \eta_{\text{нес}}(1 - m); \\ \eta_{\text{макс}} &= \eta_{\text{нес}}(1 + m). \end{aligned}\right\} \tag{16.2.7}$$

Следовательно, к. п. д. в режиме молчания

$$\eta_{\text{нес}} = \frac{\eta_{\text{макс}}}{1 + m}. \tag{16.2.8}$$

К. п. д. в режиме максимальной мощности определим исходя из того, что в этом режиме угол отсечки $\psi \simeq 110°$ и коэффициент использования анодного напряжения $\xi_{\text{макс}} = \xi_{\text{кр}} \cong 0{,}9$.

Тогда

$$\eta_{\text{макс}} = \frac{\alpha_{\text{макс}}}{2\alpha_{0\,\text{макс}}}\xi_{\text{макс}} = 0{,}7\cdot 0{,}9 = 0{,}64.$$

Полагая $m = 1$, в режиме молчания будем иметь

$$\eta_{\text{нес}} = 0{,}32.$$

Тогда потери на аноде в режиме молчания

$$P_{a\,\text{нес}} = \frac{1 - \eta_{\text{нес}}}{\eta_{\text{нес}}}P_{\text{нес}} = \frac{0{,}68}{0{,}32}P_{\text{нес}} \simeq 2P_{\text{нес}}, \tag{16.2.9}$$

т. е. равны удвоенной полезной мощности в режиме молчания.

В режиме максимальной мощности, при $m = 1$ лампа должна отдать учетверенную мощность по сравнению с мощностью режима молчания, при постоянном анодном напряжении, равном ее номинальному. Следовательно, номинальная мощность лампы должна быть равна учетверенной мощности в режиме молчания.

На основании изложенного может быть произведен выбор генераторной лампы по заданной мощности в режиме молчания и расчет генератора в следующем порядке.

Определяем мощность максимального режима $P_{\text{макс}} = 4\cdot P_{\text{нес}}$ и мощность потерь на аноде в режиме молчания $P_{a\,\text{нес}} = 2P_{\text{нес}}$. По этим данным подбираем лампу и в порядке, изложенном в главе 1, производим расчет генератора, т. е. определяем $R_э$, U_{mg}, $E_{g\,\text{макс}}$. Затем определяем смещение, соответствующее началу модуляционной характеристики:

$$E_{g\,\text{мин}} = E_{gB} - U_{mg}.$$

Тогда смещение для режима молчания будет равно

$$E_{g\,\text{нес}} = \frac{E_{g\,\text{мин}} + E_{g\,\text{макс}}}{2}. \tag{16.2.10}$$

Амплитуда модулирующего напряжения

$$U_{g\Omega} = \frac{E_{g\,\text{макс}} - E_{g\,\text{мин}}}{2}. \qquad (16.2.11)$$

Таким образом, недостатками сеточной модуляции изменением смещения являются низкий к. п. д. в режиме молчания и плохое использование номинальной мощности ламп. Достоинство этого вида модуляции заключается в сравнительно малой потребной мощности модулятора. Некоторый, небольшой расход мощности, обусловленный наличием сеточного тока генераторной лампы, весьма мал по сравнению с номинальной мощностью модулируемого каскада.

Б. Усиление модулированных колебаний

Усиление модулированных колебаний находит применение в мощных многокаскадных передатчиках. Возбуждающее напряжение при этом

$$U_{mg} = U_{mg\,\text{нес}}(1 + m \sin \Omega t) \qquad (16.2.12)$$

является модулированным напряжением высокой частоты. Следовательно, в одном из предыдущих каскадов должна быть произведена модуляция изменением смещения или каким-либо иным способом.

Условие неискаженного усиления модулированных колебаний впервые сформулировано академиком А. И. Бергом. Воспользуемся уравнением эквивалентной схемы лампового генератора

$$I_{a_1} = \frac{\mu U_{mg}}{R_i \cdot \alpha_i + R_э}.$$

При неискаженном усилении модулированных колебаний амплитуда тока первой гармоники должна изменяться по такому же закону, как и напряжение возбуждения:

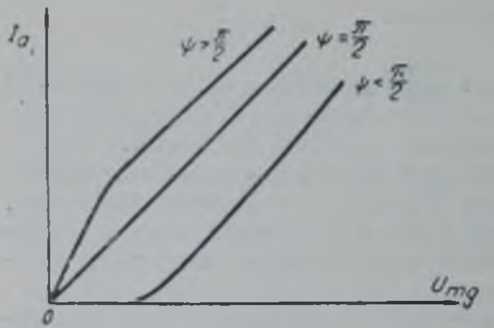


Рис. 16. 2. 6.

$$I_{a_1} = I_{a_1\,\text{нес}}(1 + m \sin \Omega t).$$

Следовательно,

$$I_{a_1\text{нес}} = \frac{\mu U_{mg\,\text{нес}}}{R_i \alpha_i + R_э},$$

откуда

$$\frac{\mu}{R_i \alpha_i + R_э} = \frac{I_{a_1\,\text{нес}}}{U_{mg\,\text{нес}}} = \text{const}. \qquad (16.2.13)$$

Так как в левой части этого равенства все величины, кроме α_i, постоянны, условие (16. 2. 13) можно записать так:

$$\alpha_i = \text{const} \quad \text{или} \quad \psi = \text{const}. \qquad (16.2.14)$$

Отсюда первым условием неискаженного усиления модулированных колебаний является постоянство угла отсечки при изменениях возбуждающего напряжения. Этому условию можно удовлетворить либо в режиме колебаний без отсечки, либо при угле отсечки $\psi = 90°$.

Первый случай энергетически невыгоден и используется только при весьма малых мощностях, например в усилителях высокой или промежуточной частоты приемных устройств.

Второй случай обеспечивает такие же энергетические соотношения, какие имеют место при модуляции изменением смещения. При этом модуляционная характеристика линейна и выражается уравнением:

$$I_{a_1} = \frac{\mu U_{m\kappa}}{2R_i + R_э}. \qquad (16.2.15)$$

Линейность модуляционной характеристики сохранится при условии, что импульс анодного тока в режиме максимальной мощности остается меньшим тока насыщения и что генератор работает в недонапряженном режиме. На рис. 16. 2. 6 представлены модуляционные характеристики для случаев $\psi < 90°$, $\psi = 90°$ и $\psi > 90°$.

В. Модуляция изменением напряжения на аноде

На рис. 16. 2. 7 приведена принципиальная схема генератора, модулируемого изменениями напряжения на аноде.

Рассмотрим процесс изменения первой гармоники анодного тока при изменении напряжения на аноде. На рис. 16. 2. 8, *а* представлено семейство статических характеристик генераторной лампы и нанесена динамическая характеристика, положение которой зависит от анодного напряжения.

Будем уменьшать анодное напряжение от величины E_{a_1} до величины E_{a_2}. При этом, благодаря тому, что проницаемость генераторных ламп есть величина малая, будет иметь место незначительное уменьшение импульса анодного тока и его угла отсечки, что повлечет за собой незначительное уменьшение амплитуды первой гармоники и постоянной составляющей анодного тока. При дальнейшем уменьшении анодного напряжения от величины E_{a_2} до нуля наступает перераспределение анодного и сеточного токов, в импульсе анодного тока появляется впадина (рис. 16. 2. 8, *б*), благодаря чему первая гармоника и постоянная составляющая анодного тока уменьшаются, а постоянная составляющая тока сетки соответственно растет. Рабочим участком модуляционной характеристики является поэтому участок $0 - E_{a_2}$ (рис. 16. 2. 8, *в*), на котором генератор работает в перенапряженном режиме. Следовательно, условием осуществимости анодной модуляции будет работа генератора в перенапряженном режиме. Если напряжение на аноде генераторной лампы меняется по закону:

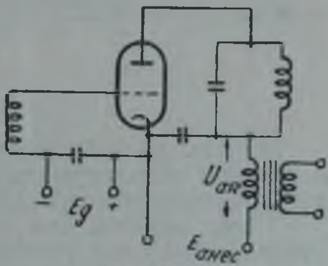


Рис. 16. 2. 7.

$$E_a = E_{a\,нес} + U_{a\Omega} \sin \Omega t = E_{a\,нес}\left(1 + \frac{U_{a\Omega}}{E_{a\,нес}} \sin \Omega t\right),$$

то, как показывает опыт, в области перенапряженного режима амплитуда первой гармоники и постоянная составляющая анодного тока будут изменяться примерно по такому же закону. Режиму молчания будет соответствовать анодное напряжение $E_{a\,нес} = \frac{E_{a\,макс}}{1+m}$, или при $m = 1$, $E_{a\,нес} = \frac{E_{a\,макс}}{2}$.

При этом постоянная составляющая и первая гармоника токов сетки и анода примерно равны. Последнее приводит к чрезмерному увеличению потерь в цепи сетки, что нежелательно, так как режим молчания может длиться достаточно долго. В целях уменьшения сеточных токов желательно с уменьшением анодного напряжения увеличивать отрицательное напряжение смещения, что легко достигается включением в цепь сетки органов автоматического смещения.

При соответствующем выборе сопротивления смещения удается на протяжении всей модуляционной характеристики сохранить режим близкий к критическому, характеризуемый сравнительно небольшими сеточными токами. При этом, как показывают расчеты и практика, модуляционная характеристика получается гораздо более линейной, чем при модуляции изменением смещения.

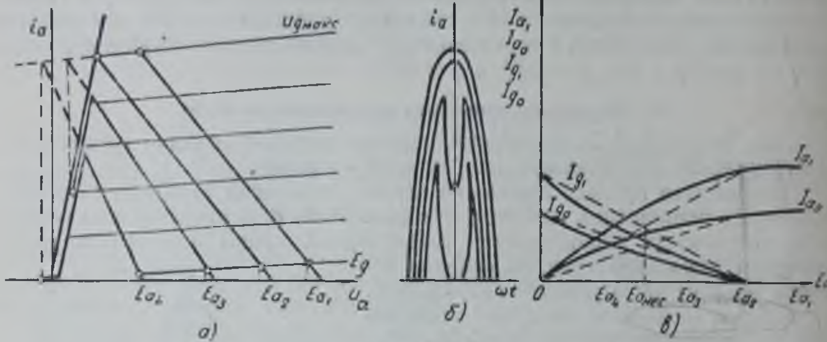


Рис. 16. 2. 8.

На рис. 16. 2. 9 представлена схема генератора с автоматическим смещением, модулируемого на анод, а на рис. 16. 2. 10 — примерная схема построения модуляционных характеристик для этого случая.

Таким образом, при наличии автоматического смещения одновременно с изменением анодного напряжения изменяется и напряжение смещения, причем увеличению анодного напряжения соответствует уменьшение отрицательного смещения, т. е. происходит, в сущности, согласованная комбинированная анодно-сеточная модуляция.

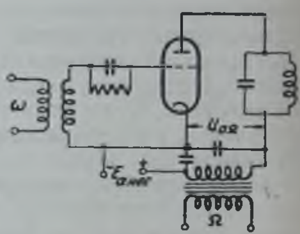


Рис. 16. 2. 9.

Итак, при условии соответственно подобранного автоматического смещения модуляционные характеристики практически линейны.

Следовательно, если напряжение на аноде меняется по закону:

$$E_a = E_{a\,нес}\left(1 + \frac{U_{a\Omega}}{E_{a\,нес}}\sin\Omega t\right) = E_{a\,нес}(1 + m\sin\Omega t),$$

то для амплитуды первой гармоники и постоянной составляющей анодного тока получим соответственно:

$$\left.\begin{aligned} I_{a_1} &= I_{a_1\,нес}(1 + m\sin\Omega t);\\ I_{a_0} &= I_{a_0\,нес}(1 + m\sin\Omega t).\end{aligned}\right\} \qquad (16.2.16)$$

Изучим энергетические соотношения в генераторе, модулируемом на анод.

Источник питания анодной цепи обеспечивает постоянное напряжение $E_{a\,нес}$ и ток

$$I_{a_0} = I_{a_0\,нес}(1 + m\sin\Omega t).$$

Поэтому средняя за период модуляции мощность, отдаваемая источником, будет равна

$$P_{ист} = \frac{\Omega}{2\pi}\int\limits_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} E_{a\,нес}\cdot I_{a_0\,нес}(1 + m\sin\Omega t)\,dt = E_{a\,нес}\cdot I_{a_0\,нес}. \qquad (16.2.17)$$

Величина $E_{a\,нес}\cdot I_{a_0\,нес}$ представляет собой мощность, подводимую к генератору в режиме молчания. Следовательно,

$$P_{ист} = P_{0\,нес}.$$

Определим мощность, подводимую к генератору в процессе модуляции:

$$P_{0\Omega} = \frac{\Omega}{2\pi}\int\limits_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} E_a\cdot I_{a_0}\cdot dt = \frac{\Omega}{2\pi}\int\limits_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} E_{a\,нес}\cdot I_{a_0\,нес}(1 + m\sin\Omega t)^2\,dt =$$

$$= P_{0\,нес} + P_{0\,нес}\cdot\frac{m^2}{2} = P_{ист} + P_{0\,нес}\cdot\frac{m^2}{2}. \qquad (16.2.18)$$

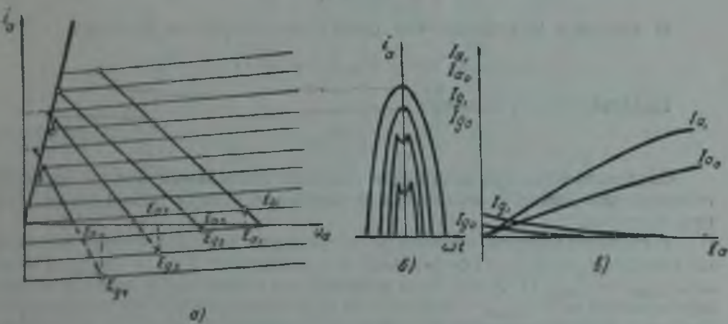


Рис. 16. 2. 10.

Таким образом, подводимая к генератору в процессе модуляции мощность превышает мощность, отбираемую от источника, на величину $P_{0\,нес}\cdot\frac{m^2}{2}$. Эта добавочная мощность, очевидно, доставляется генератору модулятором.

Сопоставляя выражения для подводимой и полезной мощности:

$$P_0 = P_{0\,нес}(1 + m\sin\Omega t)^2,$$

$$P = P_{нес}(1 + m\sin\Omega t)^2,$$

убеждаемся, что при анодной модуляции к. п. д. генератора постоянен на протяжении всей линейной части модуляционной характеристики:

$$\eta = \frac{P_{макс}}{P_{0\,макс}} = \eta_{макс}. \qquad (16.2.19)$$

Это позволяет уяснить физический смысл добавочной мощности, подводимой от модулятора к генератору.

В самом деле, $P_{0\,\text{нес}}\cdot\frac{m^2}{2}=\frac{1}{\eta}\cdot P_{\text{нес}}\cdot\frac{m^2}{2}$. Но величина $P_{\text{нес}}\cdot\frac{m^2}{2}$ есть суммарная мощность колебаний боковых частот. Следовательно, мощность колебаний боковых частот создается за счет мощности, отдаваемой модулятором. В этом состоит принципиальное отличие анодной модуляции от сеточной, где мощность колебаний боковых частот создавалась за счет разгрузки анода лампы.

Средняя за период модуляции мощность потерь на аноде генератора определяется как разность полезной и подводимой мощности:

$$P_{a\Omega}=P_{0\Omega}-P_{\Omega}=(P_{0\,\text{нес}}-P_{\text{нес}})\left(1+\frac{m^2}{2}\right)=P_{a\,\text{нес}}\left(1+\frac{m^2}{2}\right). \quad (16.2.20)$$

Таким образом, в отличие от сеточной модуляции потери на аноде в процессе модуляции возрастают. Следовательно, выбор генераторной лампы по допустимым потерям на аноде надлежит производить исходя из этой величины.

Оценим ее количественно. К. п. д. генератора в критическом или слегка перенапряженном режиме имеет порядок $\eta=0{,}75$.

Тогда потери на аноде в режиме молчания

$$P_{a\,\text{нес}}=\frac{1-\eta}{\eta}P_{\text{нес}}=\frac{1}{3}P_{\text{нес}}.$$

В процессе модуляции эти потери возрастут до величины

$$P_{a\Omega}=\frac{1}{3}P_{\text{нес}}\left(1+\frac{m^2}{2}\right).$$

Полагая $m=1$, получим

$$P_{a\Omega}=\frac{1}{2}\cdot P_{\text{нес}}. \quad (16.2.21)$$

Следовательно, при анодной модуляции наибольшие потери на аноде генераторной лампы оказываются примерно в четыре раза меньше, чем при сеточной.

В процессе анодной модуляции напряжение на аноде лампы меняется по закону $E_a=E_{a\,\text{нес}}(1+m\cdot\sin\omega t)$ в пределах от $E_{a\,\text{мин}}=E_{a\,\text{нес}}(1-m)$ до $E_{a\,\text{макс}}=E_{a\,\text{нес}}(1+m)$. Если принять, что номинальное анодное напряжение лампы есть $E_{a\,\text{нес}}$, то при данном напряжении лампа будет нормально работать длительное время в режиме молчания, в режиме же модуляции в течение половины периода модулирующего сигнала напряжение на аноде лампы оказывается выше номинального, зато в следующую половину периода — ниже номинального. Последнее обстоятельство позволяет практически принять за $E_{a\,\text{нес}}$ номинальное анодное напряжение лампы.

Исходя из этого, мощность максимального режима должна отдаваться лампой при напряжении на аноде ее вдвое превышающем номинальное. В результате

$$P_{\text{ном}}=2P_{\text{нес}}. \quad (16.2.22)$$

Следовательно, при анодной модуляции номинальная мощность генераторных ламп требуется в два раза меньшей, чем при сеточной.

Таким образом, энергетически анодная модуляция оказывается значительно выгоднее сеточной. Это преимущество, однако, существенно уменьшается вследствие необходимости иметь мощный модулятор. Рассмотрим вкратце работу последнего. При наличии модулирующего напряжения модулятор отдает генератору мощность

$$P_{\text{мод}}=\frac{P_{0\,\text{нес}}\cdot m^2}{2}=\frac{P_{\text{нес}}\cdot m^2}{2\eta}\cong 0{,}66P_{\text{нес}}.$$

Генератор представляет собой для модулятора активную нагрузку

$$P_{г_0} = \frac{E_{a\,нес}}{I_{a_0\,нес}}. \qquad (16.2.23)$$

Поскольку модуляционная характеристика практически линейна, это сопротивление постоянно при всех значениях напряжения на аноде генератора. Модулятор, являющийся мощным усилителем низкой частоты, выделяет мощность $P_{мод} = \frac{P_{0\,нес} m^2}{2}$ на сопротивлении $R_{г_0}$.

Форма модулирующего напряжения на аноде генераторной лампы должна совпадать с формой напряжения, подведенного к сетке модулятора. Для этого модулятор либо должен работать без отсечки анодного тока, либо быть выполненным в виде двухтактного усилителя, работающего с углом отсечки $\psi_{мод} = 90°$.

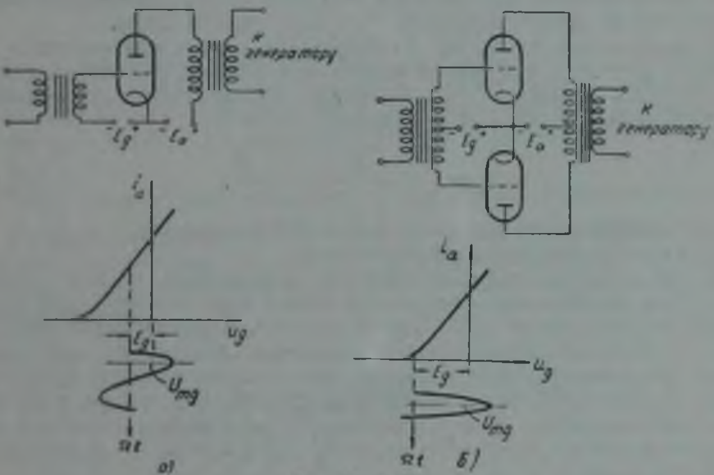


Рис. 16. 2. 11.

На рис. 16. 2. 11 представлены схемы однотактного и двухтактного модуляторов и положения рабочих точек на динамических характеристиках модуляторных ламп.

Рассмотрим вкратце работу этих схем и их основные энергетические показатели. Коэффициент полезного действия любого лампового усилителя

$$\eta = 0{,}5 \cdot \frac{I_{m_1}}{I_{a_0}} \cdot \xi.$$

Коэффициент использования анодного напряжения, во избежание искажения формы усиливаемого напряжения за счет перераспределения сеточного и анодного токов, должен быть значительно меньше критического. Практически $\xi_{мод} = 0{,}6 \div 0{,}7$.

Для однотактного модулятора в предельном режиме колебаний без отсечки получим

$$\eta_{мод} = 0{,}5 \cdot 0{,}7 = 0{,}35.$$

Подводимая к модулятору мощность

$$P_{0\,мод} = \frac{P_{мод}}{\eta_{мод}} \cong 1{,}5\,\frac{P_{нес} \cdot m^2}{\eta_{г}},$$

или, полагая $m = 1$ и $\eta_г = 0{,}75$, получим

$$P_{0\,мод} = 2P_{нес} = 1{,}5P_{0г},$$

т. е. модулятор потребляет в полтора раза большую мощность, чем генератор. Потери на аноде модуляторной лампы

$$P_{a\,мод} = P_{0\,мод} - P_{мод} = P_{0\,мод} - \frac{P_{0г} \cdot m^2}{2}.$$

В режиме молчания ($m = 0$) эти потери максимальны и равны подводимой к модулятору мощности

$$P_{a\,мод} = P_{0\,мод} = 1{,}5P_{0г} = 1{,}5\,\frac{P_{aг}}{1-\eta_г} = 6 \cdot P_{aг}, \qquad (16.2.24)$$

т. е. в шесть раз превосходят потери на аноде генераторной лампы. Поэтому использование однотактного модулятора ограничивается передатчиками весьма малой мощности (порядка единиц ватт).

В двухтактном модуляторе оказывается возможным получить неискаженное усиление при работе модуляторных ламп с отсечкой анодного тока. Степень искажений, как известно, определяется так называемым коэффициентом нелинейных искажений

$$k_f = \frac{\sqrt{\alpha_2^2 + \alpha_3^2 + \cdots + \alpha_k^2}}{\alpha_1}, \qquad (16.2.25)$$

где α_k — коэффициент разложения для k-й гармоники;

α_1 — коэффициент первой гармоники.

В двухтактной схеме происходит компенсация четных гармоник в нагрузке. Коэффициенты же всех нечетных гармоник при угле отсечки $\psi = 90°$ обращаются в нуль. Таким образом, в двухтактной схеме при работе с отсечкой коэффициент нелинейных искажений, при условии полной идентичности ламп и линейности их характеристик, может быть сделан равным нулю. Практически эти условия, разумеется, выполнимы лишь приблизительно, почему коэффициент нелинейных искажений имеет конечную величину, такого же порядка, как в однотактном каскаде при работе без отсечки.

Энергетические соотношения, однако, при переходе к двухтактной схеме меняются весьма существенно.

Коэффициент полезного действия модулятора при этом

$$\eta_{мод} = 0{,}5 \cdot \frac{I_m}{I_{a0}} \cdot \xi = 0{,}5 \cdot 1{,}57 \cdot 0{,}7 \cong 0{,}6. \qquad (16.2.26)$$

Подводимая к модулятору мощность

$$P_{0\,мод} = \frac{P_{мод}}{\eta_{мод}} \simeq 1{,}67P_{мод} \cong 0{,}8P_{нес}. \qquad (16.2.27)$$

В режиме молчания модуляторные лампы заперты, поэтому подводимая к ним мощность равна нулю. В действительности, из-за кривизны начала характеристик лампы некоторая мощность потребляется модулятором и в режиме молчания.

Наибольшие потери на аноде модулятора будут иметь место при $m = 1$:

$$P_{a\,мод.\,макс} = P_{0\,мод.\,макс} - P_{мод.\,макс} = \frac{m^2 P_{0г}}{\eta_{мод}} \cdot \frac{1-\eta_{мод}}{\eta_{мод}} =$$

$$= \frac{2}{3} \cdot \frac{P_{0г}}{2} = \frac{1}{3}\,P_{0г} = \frac{1}{3} \cdot \frac{P_{aг}}{1-\eta_г} = \frac{4}{3}\,P_{aг}. \qquad (16.2.28)$$

т. е. несколько превышают потери на аноде генераторной лампы. Так как глубина модуляции достигает $m = 1$ только в отдельные моменты, в среднем же $m = 0{,}25 \div 0{,}3$, можно принять, что допустимые потери на аноде модуляторной лампы будут те же, что и для лампы генераторной.

Номинальная мощность ламп модулятора определится из соотношения:

$$P_{\text{ном. мод}} = \frac{P_{0\text{г}} \cdot m^2}{2} \cong 0{,}66 P_{\text{нес}}, \tag{16.2.29}$$

т. е. должна быть несколько меньше номинальной мощности ламп генератора. Практически обычно берут $P_{\text{ном. мод}} = P_{\text{ном. г}}$. При этом общая номинальная мощность ламп генератора и модулятора получается такой же, как номинальная мощность ламп генератора при сеточной модуляции, а именно

$$P_{\text{ном. г}} + P_{\text{ном. мод}} = 4P_{\text{нес}}. \tag{16.2.30}$$

Таким образом, энергетические преимущества анодной модуляции не уменьшают потребное число ламп в передатчиках и сводятся лишь к увеличению общего коэффициента полезного действия и уменьшению потребления энергии от источника анодного напряжения.

§ 16.3. Амплитудная модуляция генераторов с самовозбуждением

Передатчики диапазона СВЧ обычно имеют генератор, работающий в режиме самовозбуждения. Поэтому представляет практический интерес изучение особенностей амплитудной модуляции генератора с самовозбуждением.

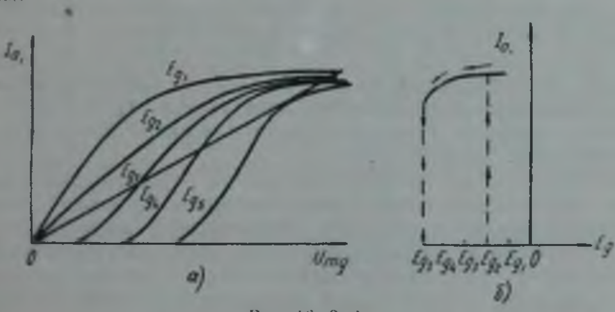


Рис. 16. 3. 1.

Амплитуда тока первой гармоники в триодном генераторе с самовозбуждением зависит от напряжений, приложенных к электродам лампы E_g и E_a. Рассмотрим некоторые особенности осуществления сеточной и анодной модуляции генератора с самовозбуждением.

На рис. 16. 3. 1 представлены колебательные характеристики, снятые при различных напряжениях смещения, и построенная на их основе зависимость $I_{a_1} = f(E_g)$, т. е. модуляционная характеристика, для некоторого значения коэффициента обратной связи. Отсюда видим, что поскольку при изменении напряжения смещения от E_{g_1} до E_{g_2} генератор работает в перенапряженном режиме, — имеет место слабая зависимость тока первой гармоники от смещения.

При напряжении смещения E_{g_5} нарушаются условия самовозбуждения, колебания срываются и напряжение возбуждения становится равным нулю. Если теперь начать уменьшать отрицательное смещение, то колебания возникнут снова лишь при таком его значении E_{g_2}, при котором колебательная характеристика займет положение, соответствующее мягкому режиму самовозбуждения. Таким образом, при сеточной модуляции генератора с самовозбуждением модуляционная характеристика имеет вид характерной петлеобразной кривой, вследствие чего глубокая неискаженная модуляция оказывается невозможной. Управление амплитудой колебаний генератора с самовозбуждением изменением смещения возможно поэтому лишь в тех случаях, когда требуется прекращать и восстанавливать колебания, например при телеграфной или импульсной работе, о чем подробно будет сказано ниже.

В § 9. 2 рассмотрена зависимость амплитуды первой гармоники анодного тока генератора с самовозбуждением от напряжения на аноде, при наличии автоматического смещения за счет сеточного тока, и показано, что колебательные характеристики при различных анодных напряжениях

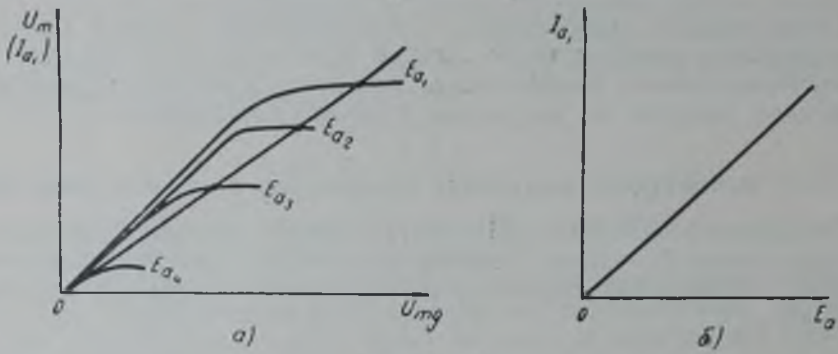


Рис. 16. 3. 2.

имеют вид, представленный на рис. 16. 3. 2, *а*. Построенная на основе этих колебательных характеристик зависимость $I_{a_1} = f(E_a)$ является практически линейной в весьма широком интервале изменений анодного напряжения (рис. 16. 3. 2, *б*).

Таким образом, оказывается возможной глубокая модуляция генератора с самовозбуждением, путем изменения анодного напряжения. Теоретический анализ и практика подтверждают высказанное предположение о хорошей линейности модуляционной характеристики. В этом случае, так же как и при модуляции генератора с внешним возбуждением, генератор представляет собой для модулятора активное сопротивление $R_{г_0} = \frac{E_{a\,нес}}{I_{a_0\,нес}}$.

Все приведенные выше рассуждения об энергетических соотношениях и выборе генераторных и модуляторных ламп для анодной модуляции генератора с внешним возбуждением остаются полностью в силе и для генератора с самовозбуждением.

Так как частота колебаний генератора с самовозбуждением зависит от режима лампы, очевидно, амплитудная модуляция его неизбежно будет сопровождаться паразитной частотной модуляцией.

§ 16.4. Общие вопросы частотной и фазовой модуляции

Частотная и фазовая модуляция используются как для радиотелефонии, так и для ряда специальных целей. Поскольку изменение фазы невозможно без изменения частоты и наоборот, оба эти вида модуляции с теоретической точки зрения имеют лишь количественные различия.

Мгновенное значение гармонического колебания определяется его амплитудой и текущей фазой

$$a = A \sin \Phi (t).$$

Угловая частота колебаний есть производная текущей фазы по времени

$$\omega (t) = \frac{d\Phi (t)}{dt}. \qquad (16.4.1)$$

Следовательно,

$$\Phi (t) = \int_0^t \omega (t)\, dt + \varphi_0. \qquad (16.4.2)$$

Этими соотношениями определяется связь между фазовой и частотной модуляцией. Модулированными по фазе будем называть колебания, описываемые уравнением:

$$a_\Phi = A \sin (\omega_0 t + \varphi_0 + \varphi_{\text{макс}} \cdot \sin \Omega t). \qquad (16.4.3)$$

Модулированными по частоте будем называть колебания, описываемые уравнением:

$$a_f = A \sin \left[\varphi_0 + \int_0^t (\omega_0 + \Delta\omega_{\text{макс}} \cdot \sin \Omega t)\, dt \right]. \qquad (16.4.4)$$

Выбирая начало отсчета времени в выражении (16. 4. 2) от начальной фазы, выполняя интегрирование в выражении (16. 4. 3) и выбирая для него отсчет времени от $\varphi_0 + \frac{\pi}{2}$, получим:

$$\left. \begin{aligned} a_\Phi &= A \sin (\omega_0 t + \varphi_{\text{макс}} \cdot \sin \Omega t); \\ a_f &= A \sin \left(\omega_0 t + \frac{\Delta\omega_{\text{макс}}}{\Omega} \cdot \sin \Omega t \right). \end{aligned} \right| \qquad (16.4.5)$$

Величины $\varphi_{\text{макс}}$ и $\frac{\Delta\omega_{\text{макс}}}{\Omega}$, определяющие соответственно амплитуду изменений фазы и частоты, называют индексом модуляции и, по аналогии с амплитудной модуляцией, обозначают символом m. Различие между фазовой и частотной модуляцией заключается в том, что индекс модуляции в первом случае равен максимальному отклонению или девиации фазы и не зависит от частоты модулирующего сигнала, во втором же случае индекс модуляции обратно пропорционален частоте модулирующего сигнала и равен максимальному отклонению или девиации частоты, деленному на частоту модулирующего сигнала.

При модуляции одним тоном установить разницу между частотной и фазовой модуляцией невозможно. Общее для обоих видов модуляции уравнение модулированного колебания примет вид:

$$a = A \sin (\omega_0 t + m \sin \Omega t). \qquad (16.4.6)$$

Это сложное несинусоидальное колебание может быть представлено бесконечной суммой простых гармонических колебаний по формуле:

$$a = AJ_0 (m) + A \cdot \sum_{k=1}^{k=\infty} J_k (m) [\sin (\omega_0 + k\Omega)\, t + (-1)^k \sin (\omega_0 - k\Omega)\, t], \qquad (16.4.7)$$

где $J_0(m)$ и $J_k(m)$ соответственно функции Бесселя первого рода нулевого и k-го порядков от индекса модуляции m.

Таким образом, даже при модуляции одним тоном, колебания, модулированные по фазе или частоте, содержат, кроме несущей частоты, бесконечное число пар боковых частот. Ввиду того, что амплитуда колебаний не изменяется, то и мощность их в процессе модуляции остается неизменной и равной мощности в режиме молчания. Поэтому номинальная мощность генераторных ламп при фазовой или частотной модуляции должна быть равна мощности в режиме молчания, т. е. может быть в четыре раза меньше, чем при амплитудной модуляции изменением смещения, и в два раза меньше, чем при амплитудной модуляции на анод.

При этом лампы выходного каскада могут быть поставлены в оптимальный режим работы, с хорошим использованием их по току и высоким к. п. д., что является ценным преимуществом частотной и фазовой модуляции перед амплитудной. Второе, весьма важное преимущество частотной и фазовой модуляции, также обусловленное постоянством амплитуды, заключается в возможности применения амплитудных ограничителей в приемнике, что значительно повышает помехозащищенность связи.

Принципиальным недостатком этого вида модуляции является наличие широкого спектра боковых частот. Можно показать, что указанные преимущества сохраняются, если спектр боковых частот ограничить частотами колебаний, амплитуды которых больше 10—15% от амплитуды несущей частоты в режиме молчания. Такое значение функции Бесселя высших порядков имеют, когда порядок функции примерно равен ее аргументу.

Следовательно, практически полоса частот, занимаемая частотно- или фазово-модулированным сигналом, определяется величиной $2m \cdot F_{\text{макс}}$, где $F_{\text{макс}}$—высшая частота модулирующего сигнала, т. е. она в m раз больше, чем при амплитудной модуляции. Для получения высокой помехозащищенности индекс модуляции должен быть порядка нескольких единиц, следовательно, и полоса частот оказывается в несколько раз больше, чем при амплитудной модуляции. Это обстоятельство затрудняет использование фазовой и частотной модуляции на длинных и средних волнах.

Явление избирательного замирания при распространении коротких волн затрудняет применение данных видов м дуляции на коротких волнах. Поэтому основным диапазоном для использования частотной и фазовой модуляции будет диапазон сверхвысоких частот.

§ 16. 5. Способы осуществления частотной модуляции

В настоящее время используются два основных способа частотной модуляции. В многокаскадных передатчиках возбудитель генерирует колебания стабильной частоты, подвергающейся управлению в одном из последующих каскадов с внешним возбуждением с помощью специальных схем. Такой способ модуляции частоты называется косвенным и реализация его встречает серьезные технические затруднения.

Ограничимся рассмотрением прямого способа получения частотной модуляции, под которым понимается метод воздействия на частоту колебаний генератора с самовозбуждением путем изменения параметров его контура в соответствии с мгновенными

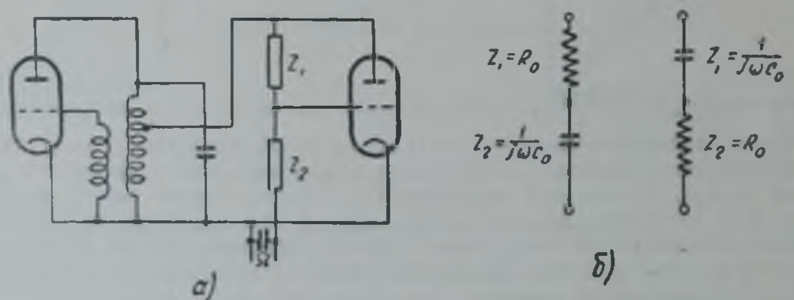


Рис. 16. 5. 1.

значениями модулирующего сигнала. Во избежание искажений при модуляции эти изменения должны происходить линейно и практически безинерционно с изменениями сигнала. Данным условиям удовлетворяют схемы с реактивными лампами, впервые примененными для получения частотной модуляции советским ученым А. Л. Минцем в 1924 году.

Теория работы реактивных ламп разработана в 1931 году инж. Г. В. Брауде. Под реактивной лампой принято понимать ламповую схему с обратной связью, осуществленную таким образом, что фазовый сдвиг между напряжением на аноде и сетке лампы равен или близок к 90°.

Подключение реактивной лампы к контуру автогенератора эквивалентно подключению некоторой реактивности, величину которой (а следовательно, и собственную частоту контура) можно изменять путем подачи модулирующего напряжения, например, на сетку реактивной лампы. Принципиальная схема триодного генератора с частотной модуляцией с помощью реактивной лампы представлена на рис. 16. 5. 1, *а*.

Рассмотрим основные соотношения для этой схемы, считая, что заданными являются: величина несущей частоты ω_0, максимальная девиация $\Delta\omega_{\text{макс}}$ и мощность генератора. Требуется выбрать реактивную лампу, определить данные ее режима и рассчитать элементы z_1 и z_2 делителя.

Предположим, что делитель состоит из чисто активного ($z_1 = R$) и чисто реактивного ($|z_2| = x$) сопротивлений. Тогда фазовый угол между напряжениями на сетке и аноде будет равен

$$\varphi = \arccos \frac{z_1}{\sqrt{z_1^2 + z_2^2}} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}} .$$

Следовательно, для получения фазового угла, близкого к 90°, требуется, чтобы $R_1 \ll x_2$. При этом коэффициент обратной связи реактивной лампы

$$k_{\text{мод}} \cong \frac{\mu}{x}.$$

Если $z_1 = \frac{1}{j\omega C_0}$ и $z_2 = R_0$, участок анод — катод реактивной лампы представляет собой эквивалентное сопротивление, равное

$$\bar{z}_э = \frac{\bar{U}_m}{\bar{I}_a} \simeq \frac{\bar{U}_m}{S_{ср} U_{mg}} = \frac{1}{S_{ср} k_{\text{мод}}} = j\omega \frac{C_0 R_0}{S_{ср}} = j\omega L_э. \qquad (16.5.1)$$

Если же $z_1 = R_0$ и $z_2 = \frac{1}{j\omega C_0}$, то эквивалентное сопротивление реактивной лампы определится выражением:

$$\bar{z}_э = \frac{1}{j\omega C_0 R_0 S_{ср}} = \frac{1}{j\omega C_э}. \qquad (16.5.2)$$

В первом случае реактивная лампа эквивалентна некоторой индуктивности, во втором — емкости. Величина этих эквивалентных реактивностей зависит от средней крутизны характеристики реактивной лампы. На рис. 16. 5. 2 представлены

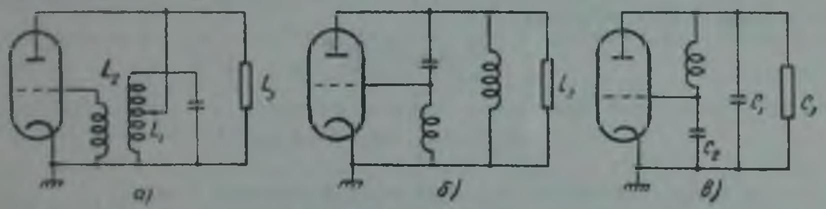


Рис. 16. 5. 2.

эквивалентные схемы контуров автогенераторов трех основных видов, шунтированных эквивалентной реактивностью управляющей лампы. Относительное изменение собственной частоты контура (для схемы рис. 16. 5. 2, *а*) определяется выражением:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta L_к}{L_к},$$

где:

$$L_к = L_2 + \frac{L_1 \cdot L_э}{L_1 + L_э};$$

$$\Delta L_к = \frac{dL_к}{dL_э} \cdot \Delta L_э = \frac{L_1^2}{(L_1 + L_э)^2} \cdot \Delta L_э.$$

Величина $\frac{L_1 \cdot L_э}{(L_1 + L_э) \cdot L_к} = p$ характеризует степень связи реактивной лампы с контуром. Тогда

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2} p^2 \frac{L_к}{L_э} \cdot \frac{L_э}{L_э}.$$

Так как

$$L_э + \Delta L_э = \frac{C_0 R_0}{S_{ср} + \Delta S_{ср}} \simeq \frac{C_0 R_0}{S_{ср}} \left(1 - \frac{\Delta S_{ср}}{S_{ср}}\right),$$

то

$$\frac{\Delta L_э}{L_э} = -\frac{\Delta S_{ср}}{S_{ср}}.$$

Поэтому

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2} p^2 k_{\text{мод}} \cdot \rho \cdot \Delta S_{ср}. \qquad (16.5.3)$$

где $\rho = \omega_0 . L_к$ — характеристика контура автогенератора.

Ввиду того, что равные относительные изменения емкости и индуктивности вызывают равные относительные изменения частоты контура, полученное выражение справедливо для любой схемы автогенератора и делителя реактивной лампы.

Поскольку $S_{ср} = \frac{I_{a_1}}{U_{mg}}$, $k_{мод} = \frac{U_{mg}}{U_m}$ и ток контура автогенератора $I_к = \frac{U_m}{p\rho}$, из выражения (16.5.3) получим

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 0{,}5p \cdot \frac{\Delta I_{a_1}}{I_к}. \qquad (16.5.4)$$

Это означает, что модуляционная характеристика генератора при частотной модуляции совпадает по форме с амплитудной модуляционной характеристикой сеточной модуляции применяемой реактивной лампы.

Максимальная относительная девиация частоты

$$\frac{\Delta\omega_{макс}}{\omega_0} = 0{,}5p \cdot \frac{\Delta I_{a_1\,макс}}{I_{кг}},$$

где $\Delta I_{a_1\,макс} = 0{,}5 I_{a_1\,макс}$.

Так как

$$\frac{\Delta I_{a_1\,макс}}{I_к} = \frac{1}{2} \cdot \frac{S_{ср\,макс} \cdot U_{m\sigma}}{U_m} \cdot p\rho,$$

то, считая угол отсечки анодного тока реактивной лампы в максимальном режиме порядка $\psi_{макс} = 90°$, получим:

$$S_{ср\,макс} \cong \frac{1}{2} S$$

и

$$\Delta\omega_{макс} = \frac{1}{8} \cdot \omega_0 \cdot p \cdot \rho k_{мод},$$

где S — крутизна статической характеристики реактивной лампы.

Требуемый импульс анодного тока реактивной лампы должен быть равен

$$I_{m\,мод} \cong 1{,}2 \cdot 8 \cdot \frac{I_к}{p} \cdot \frac{\Delta\omega_{макс}}{\omega_0} \cong 10 \frac{I_к}{p} \cdot \frac{\Delta\omega_{макс}}{\omega_0}. \qquad (16.5.5)$$

Номинальное анодное напряжение реактивной лампы примем

$$E_{a\,мод} = E_{a\,г}.$$

Мощность, рассеиваемая на аноде реактивной лампы в режиме молчания:

$$P_{a\,мод} = E_{a\,мод} \cdot I_{a_0\,мод} + \frac{U_{мод} \cdot I_{a_1\,мод}}{2} \cdot \cos\varphi, \qquad (16.5.6)$$

где:

$$I_{a_0\,мод} = \frac{(0{,}7 \div 0{,}8)\, I_{m\,мод}}{2\pi} \cong 0{,}1 \cdot I_{m\,мод};$$

$$I_{a_1\,мод} \cong 0{,}2 I_{m\,мод}; \quad \cos\varphi = \frac{z_1}{\sqrt{z_1^2 + z_2^2}}.$$

Мощность, отбираемая реактивной лампой из контура автогенератора:

$$P_{мод} = \frac{U_{мод}\, I_{a_1\,мод}}{2} \cdot \cos\varphi \qquad (16.5.7)$$

будет изменяться с низкой частотой. Изменение этой мощности в процессе модуляции вызовет изменение затухания $d = \frac{1}{Q}$ контура автогенератора на величину

$$\Delta d = \frac{\Delta P_{мод}}{U_m I_{кг}} = 2\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cdot \cos\varphi,$$

что создает паразитную амплитудную модуляцию, с коэффициентом модуляции

$$m_{ампл} \cong \frac{\Delta d}{d}.$$

Для уменьшения потерь, вносимых реактивной лампой, а также паразитной амплитудной модуляции необходимо возможно точнее соблюдать условие $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ или $\cos \varphi = 0$. Реализовать это условие при схемах делителя, приведенных на рис. 16. 5. 1, *а*, можно лишь приближенно.

Для получения фазового угла коэффициента обратной связи, точно равного 90°, используются представленные на рис. 16. 5. 3 схемы реактивных ламп, предложенные И. С. Гоноровским (16. 5. 3, *а*) и Г. Т. Шитиковым (16. 5. 3, *б*).

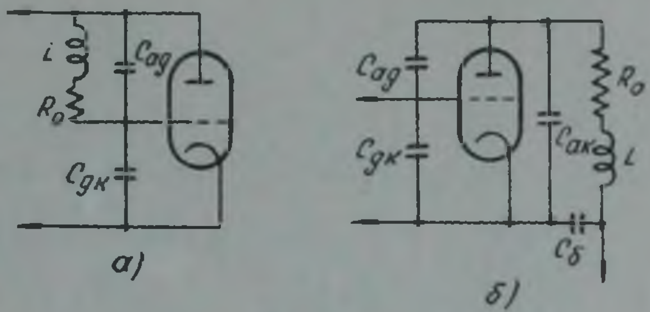


Рис. 16. 5. 3.

Для схемы И. С. Гоноровского можно показать, что при соответствующем подборе величины индуктивности L фазовый угол между напряжением на сетке и аноде реактивной лампы равен 90°.

Схема Г. Т. Шитикова подключается участком сетка — катод к части контура генератора. Входная проводимость схемы в этих точках:

$$\overline{y}_{вх} = j\omega C_{gк} + j\omega C_{ag}\,(1 + S_{ср}\overline{z}_a).$$

При частоте $\omega_0 = \dfrac{1}{\sqrt{\left(C_{aк} + \dfrac{C_{ag}C_{gк}}{C_{ag} + C_{gк}}\right)L}}$ сопротивление в анодной цепи реактивной лампы $z_a = R_0$ будет активным, а ее входная проводимость чисто емкостной. Эквивалентная входная емкость при этом

$$C_э = C_{gк} + C_{ag}\,(1 + S_{ср}R_0). \qquad (16.5.8)$$

Обе схемы находят широкое применение в передатчиках с частотной модуляцией

27 Радиопередающие устройства 1314

Глава 17

РАБОТА ГЕНЕРАТОРОВ КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

§ 17. 1. Определения и общие вопросы импульсной работы

Периодический процесс изменения во времени некоторой величины будем называть импульсным, если в течение конечной части периода эта величина остается постоянной (в частном случае равной нулю), а в остальную (обычно значительно меньшую) часть периода является произвольной функцией времени $a(t)$.

Здесь будем рассматривать такие импульсные процессы, при которых периодически изменяющиеся величины в течение части периода равны нулю, имея в виду, что любой импульсный процесс можно привести к этому случаю соответствующим выбором начала отсчета ординат. Например, процесс протекания анодного тока лампового генератора при работе с отсечкой является импульсным процессом, так как величина тока определяется функцией

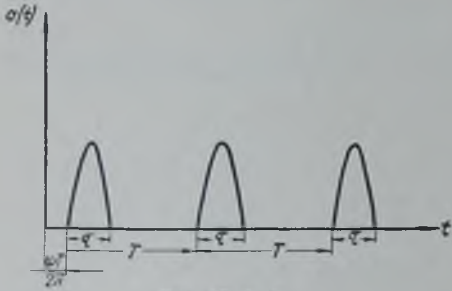


Рис. 17. 1. 1.

$$i(t) = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi}$$

в течение времени $\frac{\psi T}{\pi}$ и равна нулю в остальную часть периода. Графическое изображение периодического импульсного процесса представлено на рис. 17. 1. 1.

Периодический импульсный процесс характеризуется следующими параметрами: периодом следования T, или частотой следования F, длительностью импульса, т. е. временем, в течение которого функция, описывающая процесс, отличается от нуля τ, амплитудой импульса, т. е. максимальным значением, которое принимает эта функция, начальной фазой импульсов ψ и, наконец, формой импульса, т. е. видом функции $a(t)$.

Для электрических импульсных процессов форма импульса определяет его спектр, эффективное и среднее значение. Отношение отрезка времени, в течение которого функция, описывающая импульсный процесс, равна нулю, к длительности импульса называется скважностью:

$$s = \frac{T - \tau}{\tau}. \tag{17.1.1}$$

В технике радиосвязи и особенно в специальных радиослужбах используются импульсные процессы с длительностью импульса от долей до десятков микросекунд и периодом следования от десятков до тысяч микросекунд, т. е. со скважностью порядка сотен и тысяч. Процессы такого рода и рассматриваются в настоящей книге. Для процессов с большой скважностью, очевидно, $\tau \ll T-\tau$ или $2\tau \ll T$ и формулу для скважности можно записать так:

$$s \cong \frac{T}{\tau} = \frac{1}{\tau F}. \qquad (17.1.2)$$

Функцию, определяющую форму импульса, удобно записывать в безразмерной форме:

$$f(t) = \frac{a(t)}{A} < 1, \qquad (17.1.3)$$

где A — амплитуда импульса.

Энергия, содержащаяся в импульсе, определяется квадратом его эффективного значения:

$$a^2_{эфф} = \frac{A^2}{T}\int\limits_0^{\tau} f^2(t)\,dt. \qquad (17.1.4)$$

Энергия, теряемая в цепи, по которой проходит импульсный ток, будет также пропорциональна этой величине.

Амплитуда импульса тока или напряжения в реальных установках всегда ограничивается либо свойствами катода электронного прибора, либо соображениями изоляции. Поэтому желательно выбирать такую форму импульса, которая обеспечит максимальное эффективное значение при данной амплитуде A. Из выражений (17. 1. 3) и (17. 1. 4) очевидно, что максимальное эффективное значение будут иметь импульсы, для которых $f(t) = 1 = \mathrm{const}$, т. е. импульсы прямоугольной формы, определяющиеся выражениями:

$$f(t) = 1$$

при $0 < t < \tau$;

$$f(t) = 0$$

при $T - \tau < t < T$.

При этом

$$a_{эфф} = A\sqrt{\frac{\tau}{T}} = \frac{A}{\sqrt{s}}. \qquad (17.1.5)$$

Средним значением импульсного процесса будем называть величину

$$a_0 = \frac{A}{T}\int\limits_0^{\tau} f(t)\,dt. \qquad (17.1.6)$$

Очевидно среднее значение будет максимальным при данной амплитуде также для импульсов прямоугольной формы:

$$b_0 = A\cdot\frac{\tau}{T} = \frac{A}{s}. \qquad (17.1.7)$$

Эта величина определяет расход энергии питания генератора импульсов.

Импульсный процесс при любой форме импульсов можно привести к импульсному процессу с прямоугольной формой импульсов такой же длительности и скважности либо по эффективному, либо по среднему значениям. Если форма импульса, имеющего амплитуду A и скважность s, описывается функцией $f(t)$, то формулы перехода к эквивалентным прямоугольным импульсам будут следующие:

$$A_{\text{пр. экв}} = A\sqrt{\frac{1}{\tau}\int_0^\tau f^2(t)\,dt} \qquad (17.1.8)$$

по эффективному значению и

$$A_{\text{пр. экв}} = \frac{A}{\tau}\int_0^\tau f(t)\,dt \qquad (17.1.9)$$

по среднему значению.

Здесь $A_{\text{пр. экв}}$ — амплитуда эквивалентного прямоугольного импульса. Имея в виду изложенное, в дальнейшем ограничимся изучением импульсных процессов прямоугольной формы с большой скважностью.

В реальных электрических системах невозможны скачки тока или напряжения, поэтому получение идеального прямоугольного импульса также невозможно. Нарастание тока или напряжения до установившегося значения происходит в течение некоторого промежутка времени $\tau_ф$, называемого длительностью фронта. Точно так же спадание тока или напряжения от установившегося значения до нуля (или достаточно малой величины) происходит в течение некоторого промежутка времени τ_c, называемого длительностью спада. Во избежание неоднозначности в определении длительностей фронта, спада и самого импульса необходимо условиться, при каких значениях тока (или напряжения) можно считать процессы нарастания и спадания закончившимися. Примем следующие определения: длительность фронта $\tau_ф$ — время, в течение которого ток (напряжение) достигает 0,95 от установившегося значения; длительность спада τ_c — время, в течение которого ток (напряжение) уменьшается до 0,05 от установившегося значения, длительность импульса — время от момента достижения током (напряжением) 0,95 от установившегося значения до начала спада. Рисунок 17. 1. 2 поясняет эти определения. Во всех случаях, когда это специально не оговаривается, будем считать, что $\tau_ф \ll \tau$ и $\tau_c \ll \tau$, т. е. что импульс является практически прямоугольным и при изучении импульсной работы с достаточной точностью применимы выводы, полученные для идеального прямоугольного импульса. Периодическая последовательность таких импульсов может быть представлена рядом Фурье вида:

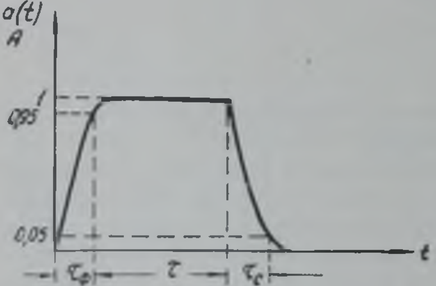


Рис. 17. 1. 2.

$$a(t) = A\left[\frac{1}{s} + \frac{2}{\pi}\sum_{k=1}^{k=\infty}\cdot\frac{1}{k}\cdot\sin\frac{k\pi}{s}\cdot\cos\frac{2k\pi}{sT}\cdot t\right]. \qquad (17.1.10)$$

На рис. 17. 1. 3 графически представлена зависимость амплитуд гармоник от их порядка.

Из формулы (17. 1. 10) следует, что при больших скважностях амплитуды гармоник убывают весьма медленно. В самом деле, амплитуда гармоники порядка k, как видно из выражения (17. 1. 10),

$$A_k = \frac{2A}{k\pi}\cdot\sin\frac{k\pi}{s}.$$

Синус равен своему аргументу с точностью до третьего десятичного знака, если этот аргумент меньше или равен 0,1.

Следовательно, для $k \leqslant \frac{0{,}1s}{\pi}$, $A_k = \frac{2A}{s}$ и вообще не зависит от номера гармоники. При скважности $s = 1000$, амплитуды всех гармоник вплоть до 30-й практически равны друг другу и составляют 0,002 от амплитуды импульса. Из формулы (17.1.10) следует также, что в нуль обратится амплитуда гармоники, для которой $\frac{k_0\pi}{s} = \pi$, или $k_0 = s$.

Если пренебречь всеми гармониками порядка $k > k_0$, то необходимая полоса пропускания канала для прохождения прямоугольных импульсов составит

$$F_{k_0} - F = sF - F \cong Fs = \frac{1}{\tau}. \qquad (17.1.11)$$

При этом, конечно, прямоугольный импульс будет искажен за счет отсутствия отброшенных гармоник порядка выше k_0.

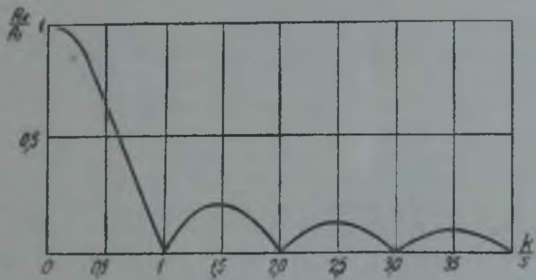


Рис. 17. 1. 3.

Оценка данных искажений и установление связи их с полосой пропускания или порядком последней учитываемой гармоники принципиально возможны путем численного суммирования получающегося ряда, содержащего число членов порядка s, но, разумеется, практически такая операция слишком трудоемка. Поэтому вышеприведенные рассуждения дают нам только ориентировочное качественное представление о том, что для воспроизведения прямоугольного импульса требуется проведение через канал связи гармоник весьма высоких порядков, т. е. требуется весьма широкая полоса пропускания. Количественная оценка искажений прямоугольного импульса и связь их с параметрами схем того или иного участка канала связи значительно проще может быть получена из анализа устанавливающихся процессов путем составления и решения соответствующих дифференциальных уравнений. Этот метод нами и будет принят в дальнейшем.

Промодулируем какой-либо генератор периодической последовательностью прямоугольных импульсов. Предположим, что при модуляции не возникнет никаких искажений, т. е. что огибающая колебаний генератора имеет строго прямоугольную форму (рис. 17. 1. 4). Такого рода последовательность колебаний высокой частоты будем называть прямоугольными высокочастотными импульсами или радиоимпульсами. Получение их и является задачей импульсных генераторов высокой частоты.

Выше было показано, что модулированные по амплитуде колебания можно представить как сумму простых гармонических колебаний несущей и боковых частот. Полоса частот при импульсной работе генератора таким образом определяется величиной $2sF$. Обычно $s \cong 1000$, а частота следования имеет порядок тысяч герц, поэтому ширина спектра составляет несколько миллионов герц. Колебательный контур на столь широкую полосу частот может быть осуществлен только в диапазоне сверхвысоких частот. Следовательно, импульсная работа с высокой скважностью и малой длительностью импульсов возможна только в этом диапазоне. Определим эффективное значение периодических радиоимпульсов, полагая, что:

$$f(t) = \sin \omega t \quad \text{при} \quad 0 < t < \tau;$$

$$f(t) = 0 \quad \text{при} \quad \tau < t < T.$$

Обозначим генерируемую в промежуток времени τ, среднюю за период высокой частоты, мощность $P_i = \frac{kA^2}{2}$:

$$A_{эфф} = \sqrt{\frac{1}{T}\int\limits_0^{\tau} A^2 \sin^2 \omega t \, dt} = \frac{A}{\sqrt{2s}}. \qquad (17.1.12)$$

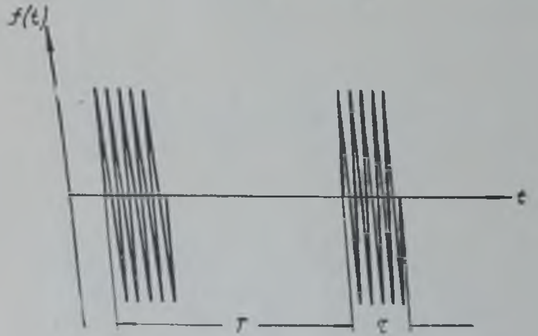


Рис. 17. 1. 4.

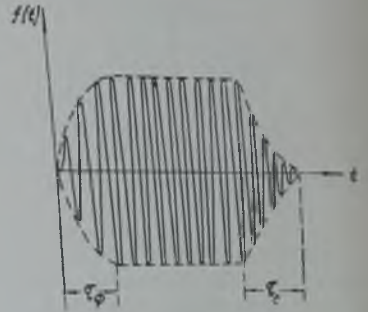


Рис. 17. 1. 5.

Среднее значение мощности колебаний за период следования импульсов:

$$P_{ср} = kA^2_{эф} = \frac{kA^2}{2s} = \frac{P_i}{s}. \qquad (17.1.13)$$

Вследствие конечности полосы пропускания колебательного контура или, что то же самое, конечности времени установления амплитуды колебаний в контуре, радиоимпульсы в реальном генераторе будут отличаться от изображенных на рис. 17. 1. 4. Примерный вид радиоимпульса в контуре реального генератора представлен на рис. 17. 1. 5.

Теоретический анализ устанавливающихся процессов в генераторах с самовозбуждением и экспериментальные измерения времени установления дают для него величину порядка сотен периодов. Поэтому в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн, при используемых в настоящее время длительностях импульса τ, длительность фронта и спада, обусловленная временем установления колебаний в автогенераторе, обычно достаточно мала и может не учитываться.

Рассмотренный выше процесс импульсной работы генератора был определен нами как амплитудная модуляция высокочастотных колебаний периодической последовательностью импульсов.

Однако периодическая последовательность радиоимпульсов в такой же мере не является сигналом, осуществляющим связь, т. е. сообщение на расстояние, как и периодическая последовательность синусоидальных колебаний. Поэтому для использования импульсной работы в целях связи необходима собственно импульсная модуляция, т. е. изменение тех или иных параметров импульса пропорционально мгновенным значениям передаваемого сигнала.

Таким образом, задача импульсной модуляции распадается на две: создание периодической последовательности радиоимпульсов и управление ее параметрами. В настоящем курсе ограничимся изучением первой задачи, имеющей самостоятельное значение.

§ 17. 2. Условия работы генераторных ламп в импульсном режиме

Номинальная мощность лампы в импульсном режиме оказывается во много раз больше, чем в непрерывном. Вспомним причины, ограничивающие мощность, отдаваемую генераторной лампой любого данного типа: потери на аноде генераторной лампы, пропорциональные мощности генерируемых колебаний, не должны превосходить допустимых; эмиссия катода определяется предельно допустимой температурой его, эмиссионными свойствами поверхности и механической прочностью по отношению к ионной бомбардировке; рабочее напряжение генераторной лампы зависит от диэлектрической прочности изоляционных материалов, на которых смонтированы ее электроды, и предельной напряженности поля между электродами, при которой начинается лавинообразная ионизация остатков газа в лампе. Поэтому номинальная мощность лампы определяется величинами $P_{a\,доп}$ и произведением $E_{a\,ном} \cdot I_{m\,ном}$. Сравним влияние этих факторов при работе генератора в непрерывном и импульсном режимах.

Пусть происходит непрерывное генерирование колебаний с мощностью P_1, при которой потери на аноде генераторной лампы $P_{a1} = \frac{1-\eta}{\eta} P_1$ равны предельным. Перейдем в импульсный режим работы генератора. Теперь мощность P_1 генерируется в течение времени τ, в течение этого же времени мощность P_{a1} выделяется на аноде генераторной лампы. В остальную часть периода $T - \tau \cong T$ генератор не работает и анод лампы отдает полученную энергию окружающему пространству в виде излучения тепла. Если анод достаточно массивен и материал его обладает достаточно большой теплоемкостью для того, чтобы за время τ температура его не успела заметно возрасти, — можно утверждать, что его температура будет определяться средней мощностью рассеяния, т. е. величиной

$$P_{a\,ср} = \frac{1}{T}\int_0^{\tau} P_{a1}\,dt = P_{a1}\frac{\tau}{T} = \frac{P_{a1}}{s}. \qquad (17.2.1)$$

Следовательно, во время генерирования можно допустить рассеяние на аноде

$$P_{a1} = s \cdot P_{a\,доп}, \qquad (17.2.2)$$

т. е. получить от лампы мощность в s раз большую, чем в непрерывном режиме. При используемых в настоящее время длительностях импульса приведенные выше условия справедливости этого соотношения всегда выполняются.

Удельная эмиссия активированного катода оказывается в импульсном режиме во много раз больше, чем в непрерывном. Физический механизм этого явления еще полностью не выяснен, но имеющийся обширный экспериментальный материал позволяет сделать практически важные выводы. Установлено, что эффект импульсной эмиссии наблюдается в сложных, так называемых активированных катодах, причем наиболее сильно выражен в оксидных катодах. При длительностях импульса порядка единиц микросекунд и скважностях порядка нескольких сотен плотность эмиссии оксидного катода может доходить в некоторых случаях до 100—150 *а/см*², что в сотни раз превосходит достижимую плотность эмиссии в непрерывном режиме.

Номинальное анодное напряжение генераторной лампы $E_{a\,ном}$ зависит от ее диэлектрической прочности, которая определяет предельный градиент поля, обеспечивающий работу без пробоя и, следовательно, при данных геометрических размерах лампы, — предельное анодное напряжение. Диэлектриком в лампе являются стекло, кварц или керамика, из которых изготовляются детали для крепления электродов и оболочка лампы, а также остатки газа, обусловленные несовершенством вакуума. Пробой диэлектрика есть результат лавинообразного развития процесса ионизации, наступающего, когда количество свободных ионов в единице объема диэлектрика превосходит некоторую критическую величину.

Современный уровень технологии твердых диэлектриков и рациональная конструкция лампы позволяют обеспечить практически любую диэлектрическую прочность оболочки и деталей крепления арматуры ламп. Поэтому диэлектрическая прочность ламп определяется состоянием ее вакуума. Свободные ионы в несовершенном вакууме образуются из атомов остатков газа благодаря воздействию на них электрического поля анодного напряжения и электронной бомбардировки за счет эмиссионного тока. Образование ионов начинается с момента включения анодного напряжения, причем критическая концентрация достигается через некоторый конечный промежуток времени $\tau_и$, и в лампе, работающей в непрерывном режиме, наступает пробой.

При импульсной работе лампы следует различать два случая:

а) анодное напряжение приложено к лампе непрерывно, анодный ток протекает короткими импульсами длительностью τ;

б) анодное напряжение действует в течение промежутка времени τ, в остальную часть периода оно равно нулю.

В первом случае в течение времени τ ионизация происходит за счет наличия электрического поля и электронного потока, остальную часть периода $T - \tau$ — только за счет электрического поля. Вследствие этого, если $\tau < \tau_и$, оказывается возможным несколько повысить анодное напряжение.

Во втором случае в течение времени τ процесс ионизации развивается так же, как и в первом, зато в остальную часть периода отсутствует и электрическое поле и электронный поток и происходит процесс рекомбинации. Если $T \gg \tau$, что всегда имеет место при импульсной работе, к началу нового импульса процесс рекомбинации заканчивается и восстанавливается начальная, весьма малая концентрация ионов. Опыт показывает, что в результате этого диэлектрическая прочность вакуума повышается в 5—10 раз, позволяя соответственно увеличить анодное напряжение.

Таким образом, приходим к выводу, что в импульсном режиме номинальная мощность лампы

$$P_{\text{ном } i} = k \cdot E_{ai} \cdot I_{m\,i} = k\,(5 \div 10)\,E_{a\,\text{ном}}\,(50 \div 100)\,I_{m\,\text{ном}} = \\ = (250 \div 1000)\,P_{\text{ном}}$$

во много раз превышает номинальную мощность в непрерывном режиме и оказывается тем большей, чем больше скважность. Опыт подтверждает, что номинальная мощность современных импульсных ламп возрастает с увеличением скважности.

Выше указывалось, что импульсная работа с высокой скважностью осуществима только на сверхвысоких частотах. В этом диапазоне полоса пропускания линейной части приемника автоматически получается достаточно большой для работы с высокой скважностью. Очевидно, что до тех пор, пока увеличение скважности не приводит к необходимости заметного расширения полосы пропускания линейной части приемника (которая на сверхвысоких частотах всегда весьма велика), увеличение скважности будет увеличивать отношение $\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}}$ линейной части приемника, т. е. повышать его помехозащищенность.

Современные импульсные генераторные лампы, при номинальной мощности в непрерывном режиме порядка сотен ватт, позволяют генерировать радиоимпульсы мощностью порядка сотен и тысяч киловатт.

Существенно отметить, что при переходе в импульсный режим плотность эмиссии увеличивается в значительно большей степени, чем анодное напряжение. В результате этого параметр

$$a = \frac{Q}{\dfrac{E_a}{I_m}},$$

определяющий предельную длину волны триодного генератора, в импульсном режиме имеет в несколько раз большую величину, чем в непрерывном. Следовательно, в импульсном режиме заданная средняя мощность

$$P_{\text{ср}} = \frac{P_i}{s}$$

может быть получена при значительно более коротких волнах, чем в непрерывном. Соответственно, при заданной длине волны в импульсном режиме может быть получена от лампы значительно большая средняя мощность, чем в непрерывном. Вследствие увеличения плотности эмиссии и диэлектрической прочности лампы, в импульсном режиме оказывается возможным в несколько раз увеличить напряжение возбуждения управляющей сетки. При этом уменьшается фиктивный угол пролета электронов в пространстве сетка — катод и, следовательно, уменьшается вредное влияние инерции электронов.

Таким образом, переход от непрерывного режима к импульсному со всех точек зрения облегчает условия работы генераторной лампы.

§ 17. 3. Особенности импульсной работы магнетронов

Многорезонаторный магнетрон, как и любой другой генератор, может использоваться в непрерывном или импульсном режимах. Изложенная в главе 15 общая теория магнетронного генератора в равной мере применима для обоих режимов, однако практические условия работы магнетрона в непрерывном и импульсном режимах существенно различны.

Прежде всего отметим, что все соображения о преимуществе работы генератора в импульсном режиме с высокой скважностью, изложенные в предыдущем параграфе, полностью относятся и к магнетронному генератору. В непрерывном режиме катод магнетрона все время подвергается бомбардировке возвращающимися электронами и тяжелыми положительными ионами, образующимися вследствие несовершенства вакуума. Заметим, что вероятность образования ионов в магнетроне значительно больше, чем, например, в триоде с таким же расстоянием анод—катод, вследствие того, что длина пути электронов в магнетроне в несколько раз превышает это расстояние. Последнее обстоятельство приводит к практической невозможности использовать в магнетронах непрерывного генерирования высокоэффективные оксидные катоды и высокие анодные напряжения. Катод этих магнетронов выполнен обычно из чистого вольфрама или из вольфрама с присадкой тория. Плотность эмиссии таких катодов имеет порядок 1—1,5 $\frac{a}{см^2}$.

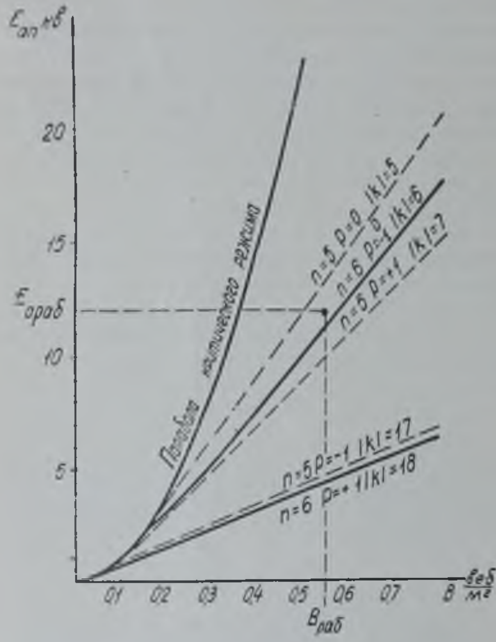


Рис. 17. 3. 1.

Выше, в главе 15 указывалось, что для обеспечения рассеяния мощности потерь на аноде можно, до известных пределов, увеличивать поперечный (аксиальный) размер анодного блока. Однако чрезмерное увеличение данного размера нежелательно, так как при этом затрудняется получение требуемой напряженности магнитного поля и появляется возможность возникновения паразитных (аксиальных) колебаний. Поэтому в мощных магнетронах непрерывного генерирования обычно аксиальные размеры анода ограничиваются и используется принудительное водяное охлаждение.

В импульсном режиме условия работы катода значительно легче, так как электронная и ионная бомбардировка его имеют место лишь в течение коротких промежутков времени, в результате чего оказывается возможным использовать оксидные катоды, плотность эмиссии которых достигает в импульсном режиме 100—150 $\frac{a}{см^2}$, и в несколько раз повышать анодное напряжение. Поэтому мощность в импульсе импульсных магнетронов оказывается примерно в тысячу раз больше мощности магнетронов непрерывного генерирования при одинаковой длине волны. Потери на аноде в импульсном режиме соответственно уменьшаются, что позволяет в самых мощных импульсных магнетронах обойтись без водяного охлаждения.

Для уяснения особенностей импульсной работы магнетронного генератора рассмотрим рис. 17. 3. 1, на котором представлена диаграмма пороговых напряжений типового магнетрона (725А) для колебаний вида $n = \frac{N}{2}$ и $n = \frac{N}{2} - 1$, возбуждаемых в нулевой и первой зонах. В процессе работы магнетрона магнитная индукция остается постоянной, следовательно, для осуществления импульсной работы необходимо изменять анодное напряжение. Рабочее значение анодного напряжения должно несколько превышать пороговое напряжение для колебаний вида $n = \frac{N}{2}$, $p = 0$, так как рабочим видом колебаний являются колебания типа π, возбуждаемые в нулевой зоне. Выше было показано, что незначительное изменение рабочего напряжения вызывает резкое изменение анодного тока, полезной мощности и частоты генерируемых колебаний. Для магнетрона 725А рабочее напряжение, при индукции $B = 0{,}55\ \frac{веб}{м^2}$, равно 12 *кв*.

Из рассмотрения рис. 17. 3. 1 вытекает, что при уменьшении анодного напряжения до 11,2 *кв*, т. е. примерно на 7%, колебания вида π прекратятся, при увеличении анодного напряжения до 13,2 *кв*, т. е. на 10%, возникнут паразитные колебания вида $n = \frac{N}{2} - 1$. Следовательно, для того, чтобы за время импульса не происходило срыва колебаний или перехода на другой вид, необходимо, чтобы анодное напряжение сохранялось постоянным с точностью порядка $\pm 10\%$. Однако при таких изменениях анодного напряжения, как указывалось выше, будут иметь место резкие изменения мощности и частоты генерируемых колебаний, которые могут быть оценены по рабочим характеристикам.

Для достижения требуемого практикой постоянства мощности и частоты генерируемых колебаний допустимые изменения анодного напряжения во время импульса должны быть значительно меньше указанных, т. е. вершина импульса анодного напряжения должна быть достаточно плоской. Обычно допускается неравномерность вершины импульса анодного напряжения не более ± 1—2%. В промежутке между импульсами магнетрон не должен генерировать. Для этого, казалось бы, достаточно снизить анодное напряжение так, чтобы оно стало несколько меньше порогового для рабочего вида колебаний. Однако в таком случае, во-первых, увеличивается возможность ионизации остатков газа в магнетроне и, во-вторых, возможно генерирование паразитных колебаний, например вида $n = \frac{N}{2} - 1$, в первой зоне. Кроме того, даже если магнетрон не генерирует колебания какого-либо регулярного вида, в нем при наличии анодного напряжения имеют место электрические процессы хаотического характера, воспринимаемые близко расположенным приемником как шумы. Поэтому в промежутке между импульсами анодное напряжение должно быть равно нулю. Нарастание анодного напряжения от нуля до заданного значения происходит не мгновенно, а в течение некоторого конечного промежутка времени, названного нами длительностью фронта. По окончании импульса анодное напряжение спадает до нуля также в течение конечного промежутка времени, называемого длительностью спада.

Рассмотрим требования, которые следует предъявлять к фронту и спаду импульса анодного напряжения магнетрона. Предположим, что длительность фронта и спада весьма велика, т. е. анодное напряжение медленно изменяется между нулем и рабочим значением. В таком случае, при возрастании анодного напряжения, как следует из рис. 17. 3. 1, сначала возникнут колебания вида π, но в первой зоне возбуждения, затем дважды возникнут колебания вида $n = \frac{N}{2} - 1$ также в первой зоне и, наконец, рабочие колебания вида π в нулевой зоне. В действительности, в процессе медленного возрастания анодного напряжения возможно возникновение значительно большего числа колебаний различных видов и в различных зонах, линии пороговых напряжений которых расположены ниже линии рабочего вида и не показаны, чтобы не затемнять рисунка. Во время спада импульса анодного напряжения имеют место те же явления в обратном порядке.

Генерирование паразитных колебаний во время фронта и спада импульса, несмотря на то, что мощность их весьма мала, недопустимо, так как приводит к созданию помех собственному приемнику и соседним. Поэтому длительность фронта и спада импульса должна быть достаточно мала, для того, чтобы за время прохождения анодным напряжением зоны паразитных колебаний амплитуда их не успела нарасти до заметной величины. Вопрос о времени установления колебаний в магнетронном генераторе теоретически еще недостаточно изучен. Практически считается, что скорость нарастания и спада анодного напряжения должна быть не менее 100—150 *кв/мксек*.

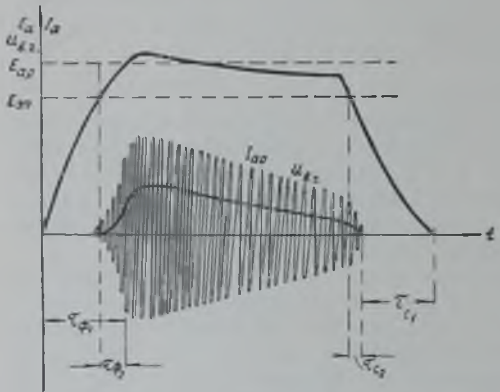


Рис. 17. 3. 2.

Предположим теперь, что длительность фронта и спада импульса анодного напряжения весьма мала. Пусть источник анодного напряжения обладает электродвижущей силой E и внутренним сопротивлением $R_{ист}$. Во время импульса источник будет нагружен рабочим током магнетрона $I_к$. Вследствие этого его электродвижущая сила должна быть равна

$$E = E_{a\,раб} + I_к R_{ист},$$

т. е. должна быть больше рабочего напряжения на величину $I_к R_{ист}$.

Но рабочая сила тока $I_к$ устанавливается не мгновенно, а в течение некоторого промежутка времени, измеряемого примерно сотней периодов рабочего вида колебаний. Поэтому при весьма большой скорости нарастания анодного напряжения колебания рабочего вида могут не успеть установиться и напряжение на аноде окажется больше рабочего, что может привести к возникновению паразитных колебаний вида

$$n = \frac{N}{2} - 1$$

в нулевой зоне либо вообще к отсутствию колебаний.

Следовательно, если электродвижущая сила источника анодного напряжения более чем на 5—10% превышает рабочее напряжение, — скорость нарастания его должна быть ограничена. Практика показывает, что скорость нарастания анодного напряжения порядка 100—150 *кв/мксек* на наиболее крутом участке фронта импульса является удовлетворительной. Если почему-либо требуется бо́льшая скорость нарастания анодного напряжения, то необходимо применять источник с весьма малым внутренним сопротивлением.

На рис. 17. 3. 2 представлены импульсы анодного напряжения, анодного тока и высокочастотных колебаний для случая, когда указанные требования к импульсу анодного напряжения удовлетворены. На этом рисунке видно, что в магнетронном генераторе длительность фронта и спада импульса высокочастотных колебаний всегда меньше, чем длительность фронта и спада импульса анодного напряжения, а неравномерность вершины высокочастотного импульса всегда больше неравномерности вершины импульса анодного напряжения. При достаточно большой скорости нарастания и спадания анодного напряжения паразитные колебания не успевают установиться, поэтому до тех пор, пока анодное напряжение не достигло порогового значения для рабочего вида колебаний и амплитуда этих колебаний не установилась, магнетрон потребляет очень малый ток и, следовательно, обладает весьма большим сопротивлением. С момента установления колебаний рабочего вида ток через магнетрон резко увеличивается, а сопротивление его падает до величины порядка десятков — сотен ом.

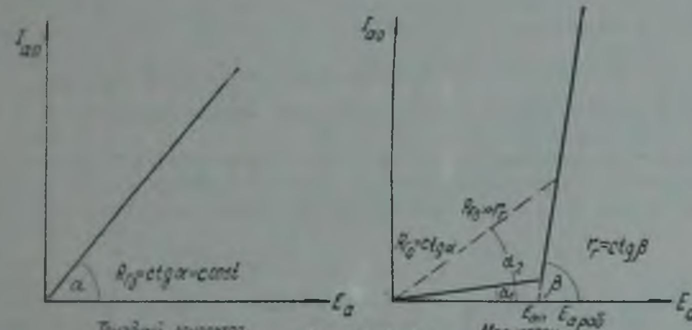


Рис. 17. 3. 3.

На рис. 17. 3. 3 приведены, для сравнения, вольтамперные характеристики магнетронного и триодного генераторов. Для триодного генератора практически при любых анодных напряжениях сохраняется линейность вольтамперной характеристики, т. е. постоянство сопротивления генератора постоянному току:

$$R_{r0}=\frac{E_a}{I_{a_0}}.$$

Вольтамперная характеристика магнетрона резко нелинейна; сопротивление его постоянному току при $E_a < E_{an}$ весьма велико (обычно принимается бесконечно большим). При $E_a \geqslant E_{an}$ сопротивление магнетрона постоянному току резко уменьшается с ростом анодного напряжения. Поэтому в рабочем режиме свойства магнетрона как нагрузки источника анодного напряжения удобнее характеризовать дифференциальным сопротивлением постоянному току:

$$r_r=\frac{\Delta E_a}{\Delta I_{a_0}}.$$

Эта величина представляет собой тангенс угла наклона рабочих характеристик $B=\mathrm{const}$ и является приблизительно постоянной величиной.

Итак, основные особенности работы магнетронного генератора в импульсном режиме заключаются в следующем:

1. Во время нарастания и спада импульса анодного напряжения возможно генерирование паразитных колебаний, создающих помехи близко

расположенным приемником. Во избежание этого явления скорость нарастания и спада анодного напряжения должна быть достаточно велика.

2. Неравномерность вершины импульса высокочастотных колебаний всегда больше неравномерности вершины импульса анодного напряжения. Изменение анодного напряжения во время импульса вызывает значительное изменение амплитуды и частоты генераторных колебаний.

3. Если источник анодного напряжения обладает значительным внутренним сопротивлением, при большой скорости нарастания анодного напряжения возможно генерирование (в течение всего импульса или части его) паразитных колебаний вида $n=\frac{N}{2}-1$ в нулевой зоне.

4. Для источника импульсов анодного напряжения магнетрон представляет нелинейную нагрузку. Пока анодное напряжение меньше порогового, — сопротивление магнетрона практически бесконечно велико; в рабочей области сопротивление магнетрона резко уменьшается с увеличением анодного напряжения.

Все эти особенности необходимо учитывать при проектировании устройств, содержащих магнетроны, используемые в импульсном режиме.

§ 17. 4. Методы осуществления импульсной работы

Импульсный режим работы генератора можно осуществить по блок-схеме представленной на рис. 17. 4. 1.

В течение времени τ ключ K замкнут и генератор отдает нагрузке мощность P_i, в s раз превышающую среднюю мощность за период следования импульсов T. При этом генератор потребляет от источника мощ-

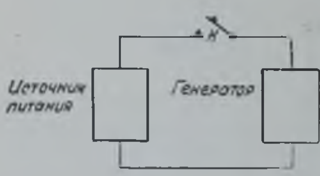


Рис. 17. 4. 1.

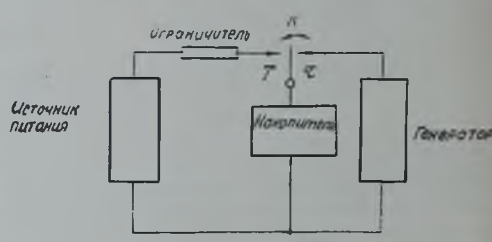


Рис. 17. 4. 2.

ность $P_{0i} = E_{ai} I_{a0i}$, во столько же раз превышающую среднюю мощность источника за период следования импульсов. Следовательно, источник питания генератора должен иметь мощность P_{0i}, которая будет, однако, использоваться только в короткие промежутки времени. Такая схема импульсной работы, очевидно, совершенно нерациональна из-за плохого использования мощности источника питания.

Энергия, потребляемая генератором за период следования импульсов, равна

$$W_T = E_{ai} I_{a0i} \cdot \tau.$$

Пусть эта энергия отбирается генератором не непосредственно от источника питания, а от некоторого накопителя энергии, получающего ее от источника питания в течение всего периода следования импульсов T. Предположим вначале, для простоты, что потери энергии в накопителе отсутствуют. Тогда $W_{ист} = W_T$ и мощность источника

$$P_{ист} = \frac{W_{ист}}{T} = P_{0i}\frac{\tau}{T} = \frac{P_{0i}}{s}. \qquad (17.4.1)$$

Таким образом, мощность источника питания при введении накопителя энергии уменьшается в s раз. Схема, обеспечивающая импульсную работу с накопителем энергии, представлена на рис. 17. 4. 2.

В течение времени $T-\tau \cong T$ ключ K находится в левом положении и благодаря наличию ограничителя накопитель потребляет от источника мощность $\frac{P_{0i}}{s} = \frac{P_{0i}}{T}\tau$. При этом за время T накопитель запасает энергию $W_T = P_{0i}\cdot\tau$, которая при переходе ключа K на время τ в правое положение обеспечит мощность $P_{0i} = \frac{W_T}{\tau}$. Накопитель, ограничитель и коммутатор K, таким образом, осуществляют трансформацию мощности источника $P_{ист} = \frac{P_{0i}}{s}$ в мощность питания генератора P_{0i}. Данные элементы, в силу вышесказанного, являются в той или иной форме неотъемлемой частью всякого импульсного генератора. Сочетание этих трех элементов называют импульсным модулятором. При использовании триодного генератора возможна несколько иная блок-схема для импульсной работы (17. 4. 3).

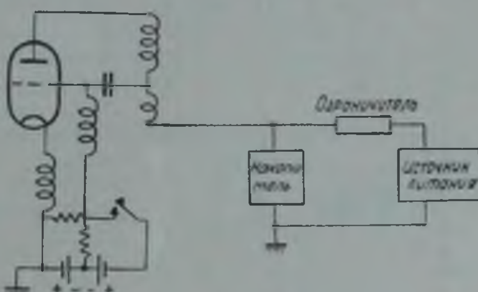


Рис. 17. 4. 3.

В схеме, изображенной на рис. 17. 4. 2, ключ K включает и выключает цепь с напряжением E_{ai} и током I_{a0i}, т. е. непосредственно коммутирует мощность P_{0i}. Схема, изображенная на рис. 17. 4. 3, работает следующим образом: в течение времени T генератор заперт большим отрицательным смещением, его анодный ток равен нулю и накопитель заряжается так же, как в схеме рис. 17. 4. 2. Замыкая ключ K подачей положительного напряжения на сетку генераторной лампы, отпираем ее на время τ, в течение которого генератор работает, отдавая мощность P_i. Коммутатор K в этой схеме находится в сеточной цепи генераторной лампы, токи и напряжения в которой значительно меньше, чем в анодной цепи. Поэтому условия работы его в схеме рис. 17. 4. 3 значительно легче, чем в схеме рис. 17. 4. 2. Осуществление импульсной работы генератора по блок-схеме рис. 17. 4. 2 называют анодной импульсной модуляцией, по блок-схеме 17. 4. 3 — сеточной импульсной модуляцией.

Анодная модуляция может использоваться как для магнетронного, так и для триодного генератора, сеточная, естественно, только для триодного. Сравним условия работы генераторной лампы при анодной и сеточной импульсной модуляции. При анодной модуляции генератор отключен от накопителя в течение времени $T-\tau$, поэтому начавшийся за время τ процесс ионизации остатков газа в лампе прекращается и оставшиеся ионы в пространстве, свободном от поля и электронного потока, — рекомбинируют. Как уже указывалось, это позволяет в несколько раз повысить анодное напряжение E_{ai} по сравнению с номинальным анодным напряжением непрерывного режима. Потери на аноде генераторной лампы в течение времени $T-\tau$ также отсутствуют, поэтому температура анода будет определяться средней мощностью потерь за период T:

$$P_{a\,ср} = \frac{P_{ai}}{s},$$

Таким образом, при анодной импульсной модуляции реализуются все энергетические преимущества импульсной работы. Недостатком ее является необходимость в мощном коммутаторе, управляющем мощностью P_{0i}.

Для уяснения условий работы генераторной лампы при сеточной модуляции рассмотрим работу конкретной схемы, представленной на рис. 17. 4. 4.

Генератор заперт напряжением смещения E_g. К его сетке подводятся отпирающие импульсы положительной полярности от специального источника импульсов, играющего роль коммутатора K в схеме рис. 17. 4. 3. Накопителем является емкость C, достаточно большая для того, чтобы при разряде ее током I_{a0i} в течение времени τ напряжение на ней практически не изменилось. Следовательно, к генератору все время приложено напряжение E_{ai}. Это обстоятельство вызывает два нежелательных явления. Во-первых, наличие электрического поля в лампе в промежутке между импульсами препятствует процессу полной рекомбинации ионов, вследствие чего анодное напряжение E_{ai} может быть взято лишь немногим больше номинального анодного напряжения непрерывного режима. Во-вторых, с помощью отрицательного смещения E_g управляющей сетки можно запереть полностью анодный ток лампы лишь при условии, что сама сетка не излучает электронов. В действительности, однако, как указывалось в § 1. 4, сетка эмитирует электроны, образующие так называемый термоток сетки.

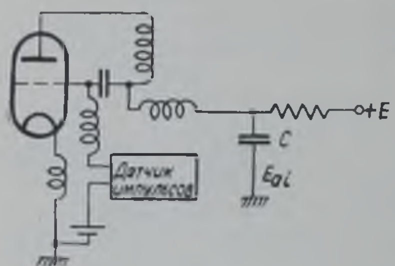


Рис. 17. 4. 4.

С увеличением отрицательного смещения сетки растет разность потенциалов между сеткой и анодом и термоток сетки увеличивается. Обычно термоток сетки имеет порядок тысячных долей катодного тока лампы.

При наличии термотока, текущего непрерывно, температура анода будет определяться средними потерями:

$$P_a = \frac{P_{0i}(1-\eta_г)}{s} + E_{ai}\cdot I_t = \frac{E_{ai}(I_{a_0}+I_t)}{s}(1-\eta_г) + E_{ai}I_t\,.$$

Так как $I_t \ll I_{a_0}$, можно принять $I_{a_0}+I_t \cong I_{a_0}$. Тогда получим, полагая ориентировочно $\eta_г \cong 0{,}5$:

$$P_a = \frac{E_{ai}\cdot I_{a_0i}}{2s} + E_{ai}I_t = \frac{E_{ai}\cdot I_{a_0i}}{2s}\left(1 + 2s\frac{I_t}{I_{a_0}}\right).$$

Если считать $\frac{I_t}{I_{a_0}} \cong \frac{1}{2000}$ и $s = 1000$, то получим, что средние потери на аноде за счет термотока сетки удваиваются.

В силу этих двух обстоятельств при сеточной модуляции в импульсном режиме генераторная лампа может отдать мощность в несколько раз меньшую, чем при анодной. Следовательно, сеточная модуляция может найти применение в установках малой мощности, чаще в виде так называемой сеточной автомодуляции. В § 9. 2 было показано, что в триодном генераторе с самовозбуждением, при наличии автоматического смещения за счет сеточных токов, при определенных условиях имеет место так называемое явление прерывистой генерации. Использование этого явления для создания радиоимпульсов ограничивается сильной зависимостью длительности и частоты следования импульсов от режима работы генератора.

§ 17.5. Классификация импульсных модуляторов

Используемые в настоящее время в технике импульсных генераторов сверхвысоких частот импульсные модуляторы удобно различать по виду накопителя энергии и по режиму его работы.

Электрическая энергия может накапливаться либо в виде энергии электрического поля некоторой емкости, либо в виде энергии магнитного поля некоторой индуктивности. На рис. 17.5.1 представлены два возможных вида накопителя.

Емкостный накопитель заряжается от источника питания через ограничитель, благодаря которому зарядный ток $I_з \ll I_{ai}$ в течение времени $T-\tau \cong T$, причем к концу времени заряда напряжение на емкости должно достигнуть величины E_{ai}. Следовательно, напряжение источника $E \geqslant E_{ai}$. Так как разряд накопителя происходит в течение времени $\tau = \frac{T}{s}$, среднее значение силы разрядного тока за это время будет в s раз больше силы тока заряда. Поэтому емкостный накопитель является своеобразным трансформатором тока.

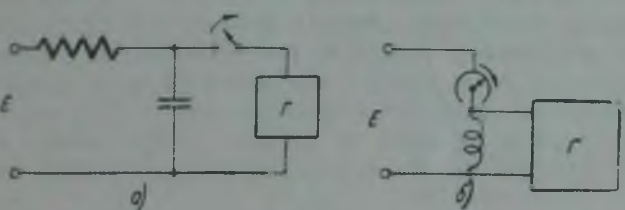


Рис. 17.5.1.

В индуктивном накопителе в течение времени $T-\tau \cong T$ происходит возрастание тока таким образом, чтобы к началу импульса ток через индуктивность достиг величины I_{a0i}. При размыкании ключа K этот ток замкнется через генератор, обеспечивая в течение времени τ мощность питания $P_{0i} = I_{a0i}^2 R_{r0} = I_{a0i} E_{ai}$.

Так как скорость нарастания тока в катушке самоиндукции зависит от ее индуктивности и величины напряжения источника, можно, очевидно, получить заданное значение I_{ai} при любом значении E, в частности при $E < E_{ai}$. При этом, однако, ток, отбираемый накопителем от источника, будет достигать к концу периода заряда величины I_{a0i}, т. е. индуктивный накопитель является своеобразным трансформатором напряжения.

Итак, модулятор с емкостным накопителем требует высоковольтного источника питания с напряжением $E > E_{ai}$, нагружаемого током $I_з = \frac{I_{ai}}{s}$, модулятор с индуктивным накопителем требует низковольтного источника питания с напряжением $E < E_{ai}$, нагружаемого током $I_з \cong I_{ai}$. Последнее обстоятельство иногда может оказаться существенным преимуществом индуктивного накопителя, если по условиям работы аппаратуры нежелательно применение высоковольтного источника.

Таким образом, вид накопителя определяет требования к источнику питания.

По режиму работы накопителя будем различать модуляторы с полным и частичным использованием энергии накопителя. При полном использовании накопителя по окончании импульса накопитель полностью освобождается от каких-либо запасов энергии. При частичном использовании за время τ расходуется лишь часть запасенной накопителем энергии.

Для полного использования энергии накопителя коммутатор должен замкнуть контакты при емкостном накопителе и разомкнуть их при индуктивном накопителе в фиксированный момент начала импульса. Обратные операции коммутатор должен произвести по окончании импульса, когда энергии в накопителе нет. Поэтому момент обратных операций может быть не строго фиксирован.

При частичном использовании накопителя, при заданной длительности импульса τ моменты включения и выключения коммутатора строго фиксированы моментами начала и окончания импульса. Следовательно, режим работы накопителя определяет требования к коммутатору.

Модуляторы с емкостным накопителем, кроме того, еще различаются по способу заряда накопителя. Заряд емкостного накопителя может производиться от источника постоянного или переменного тока, через ограничитель в виде активного сопротивления или в виде индуктивности.

Таким образом, накопитель совместно с ограничителем составляют преобразователь или трансформатор мощности, преобразующий мощность источника питания в мощность, подводимую в импульсе к генератору. Поскольку в мощных импульсных генераторах указанные мощности велики, важным критерием качества данного трансформатора мощности является его коэффициент полезного действия. Наряду с этим, накопитель должен обеспечить возможность получения модулирующего импульса, достаточно близкого по форме к прямоугольному. Рассмотрим различные виды накопителей и режимы их работы с точки зрения данных показателей, не учитывая потерь в коммутирующем органе.

§ 17. 6. Емкостный накопитель в режиме полного разряда

А. Заряд через активное сопротивление

Конденсатор накопителя C (рис. 17. 6. 1) заряжается через сопротивление $R_з$ по закону:

$$u_C = E\left(1 - e^{-\frac{1}{R_з C} t}\right). \qquad (17.6.1)$$

К моменту начала импульса напряжение на емкости достигает величины

$$u_{C\,\text{макс}} = E\left(1 - e^{-\frac{1}{R_з C} T}\right). \qquad (17.6.2)$$

Зарядный ток

$$i_з = \frac{du_C}{dt} \cdot C = \frac{E}{R_з} e^{-\frac{1}{R_з C} t}. \qquad (17.6.3)$$

Разряд емкости с момента включения коммутатора будет происходить по закону:

$$u_C = u_{C\,\text{макс}} e^{-\frac{1}{R_{г0} C} t}. \qquad (17.6.4)$$

Ток разряда

$$I_{ал} = \frac{u_{C\,\text{макс}}}{R_{г0}} e^{-\frac{1}{R_{г0} C} t}. \qquad (17.6.5)$$

Следовательно, практически полный разряд происходит при условии, что $t \gg R_{г0}C$. При этом форма импульса анодного напряжения, а отсюда и форма огибающей высокочастотных колебаний будет иметь вид, представленный на рис. 17. 6. 1, *б*, т. е. весьма далекий от желательного прямоугольного.

Подсчитаем коэффициент полезного действия накопителя, под которым будем понимать отношение энергии $W_{\text{разр}}$, отдаваемой емкостью при разряде ее от напряжения $u_{C\,\text{макс}}$ до нуля, к энергии, затраченной источником для заряда емкости от нуля до напряжения $u_{C\,\text{макс}}$. Энергия, отдаваемая емкостью:

$$W_{\text{разр}} = \frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2}.$$

Энергия, затрачиваемая на заряд, равна энергии $W_{\text{разр}}$ плюс энергия, теряемая в зарядном сопротивлении, $W_{\text{потерь}}$:

$$W_{\text{потерь}} = \int_0^T i_з^2 R_з = \int_0^T \frac{E^2}{R_з} e^{-\frac{2t}{R_з C}} dt = -\frac{E^2}{R_з}\frac{R_з C}{2}\left| e^{-\frac{2t}{R_з C}} \right| =$$

$$= \frac{CE^2}{2}\left(1 - e^{-\frac{2T}{R_з C}}\right). \qquad (17.6.6)$$

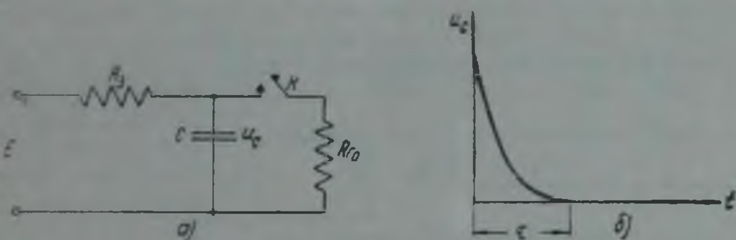


Рис. 17. 6. 1.

Так как $E = \frac{u_{C\,\text{макс}}}{1 - e^{-\frac{T}{R_з C}}}$, то окончательно получим

$$W_{\text{потерь}} = \frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}\left(1 + e^{-\frac{1}{R_з C}T}\right)}{2\left(1 - e^{-\frac{1}{R_з C}T}\right)} = \frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2}\cdot\frac{1 + e^{-\frac{1}{R_з C}T}}{1 - e^{-\frac{1}{R_з C}T}}. \qquad (17.6.7)$$

Следовательно, коэффициент полезного действия накопителя

$$\eta_з = \frac{W_{\text{разр}}}{W_{\text{разр}} + W_{\text{потерь}}} = \frac{\frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2}}{\frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2} + \frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2}\,\frac{1 + e^{-\frac{1}{R_з C}T}}{1 - e^{-\frac{1}{R_з C}T}}} =$$

$$= \frac{1 - e^{-\frac{T}{R_з C}}}{2}. \qquad (17.6.8)$$

Таким образом, при полном разряде накопителя, заряжаемого через активное сопротивление, коэффициент полезного действия заряда накопителя всегда меньше 50%.

Мощность, отдаваемая накопителем,

$$P_{01} = \frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2\tau},$$

откуда требуемая величина емкости накопителя

$$C = \frac{2P_{0i}\tau}{u^2_{C\,\text{макс}}}. \tag{17.6.9}$$

Совершенно очевидно, что если используем не полный, а частичный разряд емкости, величина ее при данной мощности P_{0i} и напряжении $E_{C\,\text{макс}}$ должна быть больше найденного значения. Габариты, вес и стоимость высоковольтных конденсаторов при данном рабочем напряжении определяются их емкостью. Следовательно, преимуществом режима полного разряда накопителя является малая величина необходимой емкости, недостатком — плохая форма импульса анодного напряжения и низкий к. п. д. Поэтому представляет большой практический интерес изучение возможностей исправления формы импульса емкостного накопителя в режиме полного разряда и повышения к. п. д. зарядной цепи.

Б. Искусственная линия как емкостный накопитель

Получение прямоугольного импульса при полном разряде емкостного накопителя возможно, если в качестве такового используется распределенная емкость разомкнутой длинной линии, заряженной до напряжения $E_л$ (рис. 17. 6. 2, *а*).

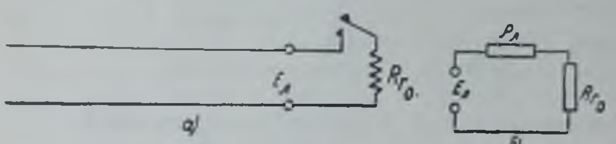


Рис. 17. 6. 2.

При замыкании такой линии на активное сопротивление она эквивалентна схеме рис. 17. 6. 2, *б* в течение времени τ, равного удвоенному времени пробега электромагнитной волны вдоль линии. Если при этом сопротивление $R_{г0}$ равно волновому сопротивлению линии $\rho_л$, то к моменту окончания времени τ вся энергия, запасенная в линии, реализуется в нагрузке $R_{г0}$. Полагая скорость распространения волны вдоль линии равной скорости света, найдем, что для получения прямоугольного импульса длительностью в 1 *мксек* потребуется линия длиной $l = \frac{\tau \cdot 3 \cdot 10^8}{2} = 150$ метров. Поэтому вместо реальной длинной линии в качестве накопителя используются ее эквиваленты, составленные из сосредоточенных емкостей и индуктивностей, так называемые искусственные линии. Схема одной из таких линий изображена на рис. 17. 6. 3.

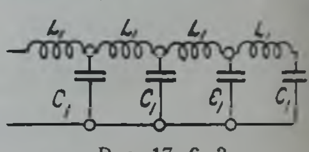


Рис. 17. 6. 3.

Поскольку искусственная линия лишь приблизительно соответствует действительной линии, форма импульса напряжения на нагрузке, подключенной к ней, более или менее значительно отличается от прямоугольной.

Некоторым недостатком искусственной линии как накопителя является необходимость заряда ее до напряжения $E_л$, равного двойному напряжению на нагрузке. В целях повышения к. п. д. зарядной цепи при полном разряде емкостного накопителя заряд его производится через индуктивность с малыми потерями.

В. Заряд емкостного накопителя через индуктивность

Так как процесс заряда искусственной линии происходит в течение времени $T - \tau \cong T$, в сотни раз превышающего время разряда, допустимо во время заряда рассматривать искусственную линию как сосредоточенную емкость $C = NC_1$, где C_1 — емкость одного звена, а N — число звеньев.

Рассмотрим процесс заряда искусственной линии через индуктивность с малыми потерями от источника постоянного напряжения (рис. 17. 6. 4).

Напряжение на емкости

$$u_C = E\left(1 - e^{-\frac{R_3}{L_3}t}\cos\frac{t}{\sqrt{L_3C}}\right) \qquad (17.6.10)$$

в момент времени $t = \pi\sqrt{L_3C}$ достигает величины

$$u_{C\,\text{макс}} = E\left(1 + e^{-\frac{R_3}{2L_3}\cdot\sqrt{L_3C}}\right) = E\left(1 + e^{-\frac{\pi}{2Q_3}}\right),$$

где Q_3 — добротность контура L_3CR_3. Если эта добротность достаточно велика, то

$$u_{C\,\text{макс}} \cong 2E. \qquad (17.6.11)$$

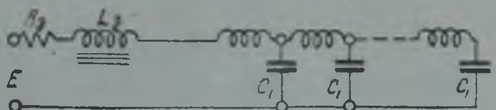


Рис. 17. 6. 4.

Далее напряжение на линии будет совершать колебания с затухающей амплитудой, стремясь в пределе к величине E. Очевидно, целесообразно использовать первый выброс напряжения на искусственной линии, для чего следует подключать нагрузку к линии в момент $t_3 = \pi\sqrt{L_3C}$, т. е. синхронизировать работу коммутатора с удвоенной собственной частотой колебаний контура L_3C. Но это вызывает определенные технические неудобства (в частности, при необходимости изменения частоты следования импульсов), почему на практике используется схема, изображенная на рис. 17. 6. 5.

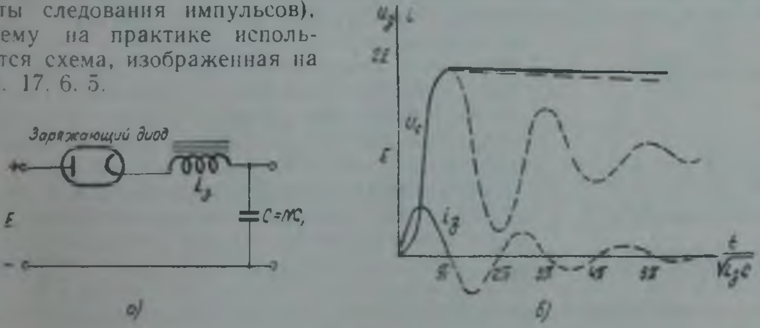


Рис. 17. 6. 5.

Зарядный ток, потребляемый от источника (полагая $Q_3 \gg 1$),

$$i_3 = C\frac{du_C}{dt} = \frac{E}{\sqrt{\frac{L_3}{C}}}\sin\frac{t}{\sqrt{L_3C}} \qquad (17.6.12)$$

в момент $t_3 = \pi\sqrt{L_3C}$ проходит через нуль, после чего меняет направление на обратное, разряжая емкость C.

Однако ток через диод не может идти в направлении от катода к аноду, вследствие чего он остается равным нулю, а напряжение на искусственной линии $u_{C\,\text{макс}}$ — равным $E_л \cong 2E$. Теперь момент включения нагрузки безразличен, при условии, что $T > \pi\sqrt{L_з C}$. Определим коэффициент полезного действия этой схемы.

Энергия, отдаваемая нагрузке при полном разряде, равна

$$W_{\text{разр}} = \frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2} = \frac{CE_л^2}{2}.$$

Энергия, теряемая при заряде:

$$W_{\text{потерь}} = \int_0^T i_з^2 R_з dt = \int_0^T \left(\frac{E}{\sqrt{\frac{L_з}{C}}}\right)^2 \sin^2\frac{t}{\sqrt{L_з C}}\, dt =$$

$$= \frac{CE^2}{L_з}\cdot\frac{\pi\sqrt{L_з C}}{2} R_з = \frac{CE^2}{2}\cdot\pi\frac{R_з}{\sqrt{\frac{L_з}{C}}} = \frac{CE^2}{2}\cdot\frac{\pi}{Q_з}. \qquad (17.6.13)$$

Учитывая, что $E = \frac{E_л}{2}$, получим

$$W_{\text{потерь}} = \frac{CE_л^2}{2}\cdot\frac{\pi}{4Q}. \qquad (17.6.14)$$

Следовательно, коэффициент полезного действия зарядной цепи

$$\eta_з = \frac{1}{1+\frac{\pi}{4Q}} \cong 1 - \frac{\pi}{4Q}. \qquad (17.6.15)$$

Добротность контура $L_з C$ удается осуществить порядка 10—20. Отсюда к. п. д. зарядной цепи может достигать величины порядка 0,9—0,96.

Г. Заряд емкостного накопителя от источника переменного напряжения

Возможность заряда накопителя от источника переменного напряжения представляет несомненный практический интерес, так как отпадает необходимость в высоковольтном выпрямителе. Эта возможность может быть реализована в случае, если частота питающего напряжения равна или кратна частоте следования импульсов. Рассмотрим работу схемы, изображенной на рис. 17. 6. 6.

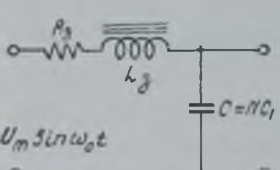


Рис. 17. 6. 6.

Величина зарядной индуктивности $L_з$ подобрана таким образом, чтобы собственная частота колебательного контура, образованного $L_з$ и C, была равна частоте питающего напряжения $\omega_0 = \omega = \frac{1}{\sqrt{L_з C}}$. Сила тока в контуре при этом определится известным соотношением:

$$i_з = \frac{U_m}{R_з}\left(1 - e^{-\frac{R}{2L_з}t}\right)\sin\omega_0 t. \qquad (17.6.16)$$

Напряжение на емкости

$$u_C = \frac{1}{C}\int_0^t i_з dt =$$

$$= \frac{U_m}{R_з C}\left[\frac{1}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_0^2 + \left(\frac{R_з}{2L_з}\right)^2} - \frac{1}{\omega_0}\cos\omega_0 t + e^{-\frac{R}{2L_з}t}\,\frac{\frac{R}{2L_з}\sin\omega_0 t + \omega_0\cos\omega_0 t}{\omega_0^2 - \left(\frac{R_з}{2L_з}\right)^2}\right].$$

Полагая $\frac{R_з}{2L_з} \ll \omega_0$, получим приближенно

$$u_C \cong -U_m Q_з \left(1 - e^{-\frac{R}{2L}t}\right) \cos\omega_0 t. \qquad (17.6.17)$$

Графики изменения тока и напряжения представлены на рис. 17.6.7. Так как для первых нескольких периодов величина $\frac{R_з}{2L_з}t \ll 1$, показательную функцию, стоящую в скобках выражений (17. 6. 16) и (17. 6. 17), можно разложить в степенной ряд, отбросив все степени выше первой:

$$i_з = \frac{U_m}{2L_з} t \sin\omega_0 t; \qquad (17.6.18)$$

$$u_C = -\frac{U_m Q_з R}{2L} t \cos\omega_0 t = -\frac{U_m \omega_0 t}{2} \cos\omega_0 t. \qquad (17.6.19)$$

$$\left.\begin{array}{ll}
\text{При } t = \frac{\pi}{\omega_0} & \\
 & u_{C\,\text{макс}} = U_m \frac{\pi}{2} = E_{л};\\
\text{при } t = \frac{2\pi}{\omega_0} & \\
 & u_{C\,\text{макс}} = -U_m \pi = E_{л};\\
\text{при } t = \frac{3\pi}{\omega_0} & \\
 & u_{C\,\text{макс}} = \frac{U_m 3\pi}{2} = E_{л};\\
\text{при } t = \frac{4\pi}{\omega_0} & \\
 & u_{C\,\text{макс}} = -U_m \cdot 2\pi = E_{л};\\
 & \cdots\cdots\cdots\cdots\\
\text{при } t = \frac{k\pi}{\omega_0} & \\
 & u_{C\,\text{макс}} = (-1)^{k+1} U_m \cdot k\pi.
\end{array}\right| \qquad (17.6.20)$$

Если частота включения коммутатора равна собственной частоте контура, линия будет заряжаться до напряжения πU_m. После включения коммутатора в течение времени τ на нагрузке будет поддерживаться напряжение $E_{al} = \frac{\pi U_m}{2}$, затем процесс повторится. Принципиально возможно включение коммутатора с частотой в 2, 3 и т. д. раз меньшей. При этом напряжение, до которого зарядится линия, будет равно соответственно $2\pi U_m$, $3\pi U_m$ и т. д. Такой режим заряда линии вызывает, однако, необходимость повышения частоты питающего напряжения (при заданной частоте следования импульсов) и механического или электрического деления этой частоты для синхронизации коммутатора, чем значительно усложняется устройство. Кроме того, как будет показано ниже, с увеличением числа периодов времени заряда быстро убывает к. п. д. зарядной цепи. Поэтому обычно используется режим заряда в течение одного периода питающего напряжения, т. е. $\frac{2\pi}{\omega_0} = T$. На рис. 17. 6. 8 изображены графики изменения напряжения на искусственной линии для этого случая.

Определим коэффициент полезного действия зарядной цепи:

$$\eta_з = \frac{W_{разр}}{W_{разр} + W_{потерь}} = \frac{\frac{CU_m^2}{2}k^2\pi^2}{\frac{CU_m^2}{2}k^2\pi^2 + W_{потерь}}.$$

Энергия, теряемая в $R_з$, будет равна

$$W_{потерь} = \int\limits_0^{\frac{2k\pi}{\omega_0}} i_з^2 R_з dt = \frac{U_m^2 R_з}{4L^2}\int\limits_0^{\frac{2k\pi}{\omega_0}} t^2 \sin^2\omega_0 t\, dt =$$

$$= \frac{U_m^2 R}{4L^2}\left[\frac{1}{2}\int\limits_0^{\frac{2k\pi}{\omega_0}} t^2 dt - \frac{1}{2}\int\limits_0^{\frac{2k\pi}{\omega_0}} t^2 \cos 2\omega_0 t\, dt\right] =$$

$$= \frac{U_m^2 R}{4L^2}\left[\frac{t^3}{6} - \frac{1}{16\omega_0^3}\left[4\omega_0 t \cos 2\omega_0 t + (4\omega_0^2 t^2 - 2)\sin \omega_0 t\right]\right]_0^{\frac{2k\pi}{\omega_0}} =$$

$$= \frac{U_m^2 R}{4L^2}\left(\frac{4\pi^3 k^3}{3\omega_0^3} - \frac{k\pi}{2\omega_0^3}\right) = \frac{U_m^2 C}{2}\,\frac{\left(\frac{4}{3}k^3\pi^3 - \frac{k\pi}{2}\right)}{2Q}. \qquad (17.6.21)$$

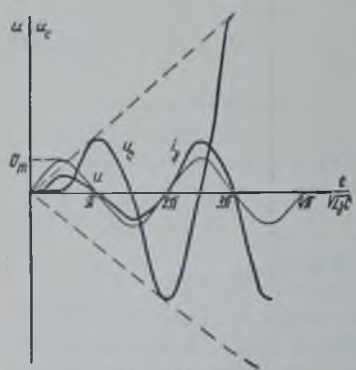


Рис. 17. 6. 7.

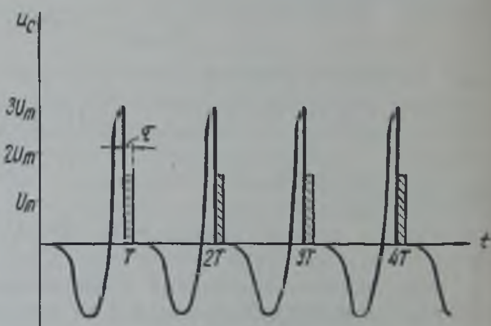


Рис. 17. 6. 8.

Подставляя найденное значение энергии потерь в выражение для коэффициента полезного действия зарядной цепи, получим

$$\eta_з = \frac{1}{1 + \frac{1}{4Q}\left[\frac{8}{3}k\pi - \frac{1}{k\pi}\right]}. \qquad (17.6.22)$$

Полагая $Q = 10 \div 20$, получим при заряде линии в течение одного периода $\eta_з = 0{,}85 \div 0{,}91$, при заряде в течение двух периодов $\eta_з = 0{,}71 \div 0{,}83$, при заряде в течение трех периодов $\eta_з = 0{,}61 \div \div 0{,}76$. Таким образом, несмотря на выигрыш в напряжении, до которого заряжается линия при заряде в течение нескольких периодов, данный режим энергетически невыгоден из-за значительного падения к. п. д. накопителя. Вообще, как видим, к. п. д. накопителя при заряде от источника переменного напряжения получается несколько ниже (при равной добротности зарядной цепи), чем при заряде от источника постоянного напряжения.

Так как число звеньев искусственной линии конечно, форма импульса при разряде ее заметно отличается от прямоугольной. Поэтому, в случае жестких требований к форме импульса используется накопитель в режиме частичного разряда.

§ 17. 7. Емкостный накопитель в режиме частичного разряда

В режиме частичного разряда напряжение на емкости уменьшается от величины $u_{C\,\text{макс}}$ не до нуля, а до некоторой величины $u_{C\,\text{мин}}$. При замкнутом коммутаторе K напряжение на емкости убывает по закону:

$$u_C = u_{C\,\text{макс}} \cdot e^{-\frac{1}{R_{\text{г}_0} C} t}; \qquad (17.7.1)$$

при $t = \tau$ напряжение на емкости упадет до величины:

$$u_{C\,\text{мин}} = u_{C\,\text{макс}} \cdot e^{-\frac{1}{R_{\text{г}_0} C} \tau}. \qquad (17.7.2)$$

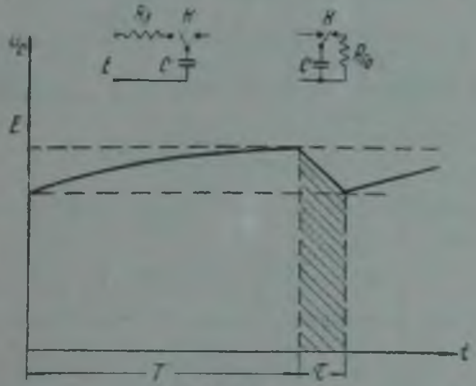


Рис. 17. 7. 1.

В этот момент коммутатор K должен разомкнуть контакты, процесс разряда прекращается, накопитель начинает заряжаться от источника питания E через зарядное сопротивление $R_з$ по закону:

$$u_C = u_{C\,\text{мин}} + (E - u_{C\,\text{мин}}) \left(1 - e^{-\frac{1}{R_з C} t}\right), \qquad (17.7.3)$$

К моменту начала следующего импульса напряжение на емкости при $t = T$ восстановится до величины $u_{C\,\text{макс}}$:

$$u_C = u_{C\,\text{макс}} = u_{C\,\text{мин}} + (E - u_{C\,\text{мин}}) \left(1 - e^{-\frac{T}{R_з C}}\right). \qquad (17.7.4)$$

Как видно из рис. 17. 7. 1, при частичном разряде накопителя во время замыкания контактов коммутатора K к нагрузке будет приложено напряжение не строго постоянное, а несколько убывающее.

Если постоянная времени $(R_{\text{г}_0} C)$ достаточно велика по сравнению с длительностью импульса τ, замыкание и размыкание ключа K происходит мгновенно, импульс напряжения на нагрузке может быть сделан сколь-угодно близким к прямоугольному.

Степень разряда накопителя за время импульса, характеризующая непостоянство напряжения на вершине импульса, будем определять как

$$G=\frac{u_{C\,\text{макс}}-u_{C\,\text{мин}}}{u_{C\,\text{макс}}}. \qquad (17.7.5)$$

Если импульс близок к прямоугольному, то величина $G\ll 1$. К моменту начала импульса накопитель обладал энергией

$$W_{\text{макс}}=\frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2}.$$

К моменту окончания импульса запас энергии в накопителе уменьшился до величины

$$W_{\text{мин}}=\frac{Cu^2_{C\,\text{мин}}}{2}.$$

Следовательно, за это время накопитель отдал в нагрузку энергию

$$W_{\text{разр}}=W_{\text{макс}}-W_{\text{мин}}=\frac{C}{2}\left[u^2_{C\,\text{макс}}-u^2_{C\,\text{мин}}\right]=\frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2}\left[1-\frac{u^2_{C\,\text{мин}}}{u^2_{C\,\text{макс}}}\right]=$$

$$=\frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2}\left[1-\frac{u_{C\,\text{мин}}}{u_{C\,\text{макс}}}\right]\left[1+\frac{u_{C\,\text{мин}}}{u_{C\,\text{макс}}}\right]=\frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2}G(2-G). \qquad (17.7.6)$$

Если форма импульса достаточно близка к прямоугольной, очевидно, $G\ll 2$. Тогда

$$W_{\text{разр}}\cong\frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2}2G. \qquad (17.7.7)$$

Реализуясь генератором за время τ, эта энергия обеспечивает мощность питания P_{0i}:

$$P_{0i}=\frac{W_{\text{разр}}}{\tau}=\frac{Cu^2_{C\,\text{макс}}}{2\tau}2G.$$

Отсюда может быть определена требуемая емкость накопителя

$$C=\frac{\tau P_{0i}}{Gu^2_{C\,\text{макс}}}. \qquad (17.7.8)$$

Сравнивая это выражение с выражением (17.6.9), видим, что при частичном разряде емкость накопителя должна быть в $\frac{1}{2G}$ раз больше, чем при полном разряде. При хорошей форме импульса считают $G=1\div5\%$. Следовательно, при частичном разряде емкость накопителя должна быть в 10—50 раз больше, чем при полном, что является существенным недостатком этого режима.

Определим коэффициент полезного действия зарядной цепи при частичном разряде, применяя использованную выше методику.

Зарядный ток определим как

$$i_з=C\frac{du_C}{dt}=\frac{E-u_{C\,\text{мин}}}{R_з}e^{-\frac{1}{R_зC}t}.$$

Из выражения (17.7.4) следует, что

$$E-u_{C\,\text{мин}}=\frac{u_{C\,\text{макс}}-u_{C\,\text{мин}}}{1-e^{-\frac{T}{R_зC}}}.$$

Следовательно,

$$i_з = \frac{u_{C\,макс} - u_{C\,мин}}{R_з\left(1 - e^{-\frac{T}{R_зC}}\right)} e^{-\frac{t}{R_зC}} = \frac{u_{C\,макс}}{R_з} \cdot \frac{G}{1 - e^{-\frac{T}{R_CC}}} e^{-\frac{t}{R_CC}}. \qquad (17.7.9)$$

Энергия, расходуемая в зарядном сопротивлении за время заряда T:

$$W_{потерь} = \int_0^T i_з^2 R_з dt = \frac{u_{C\,макс}^2 C\left(1 - e^{-\frac{2T}{R_зC}}\right)}{2\left(1 - e^{-\frac{T}{R_зC}}\right)^2} G^2 =$$

$$= \frac{Cu_{C\,макс}^2}{2} \cdot \frac{1 + e^{-\frac{T}{R_зC}}}{1 - e^{-\frac{T}{R_зC}}} G^2. \qquad (17.7.10)$$

Коэффициент полезного действия зарядной цепи

$$\eta_з = \frac{W_{разр}}{W_{разр} + W_{потерь}} = \frac{\frac{Cu_{C\,макс}^2}{2} G(2 - G)}{\frac{Cu_{C\,макс}^2}{2} G(2 - G) + \frac{Cu_{C\,макс}^2}{2} \cdot \frac{1 + e^{-\frac{T}{R_зC}}}{1 - e^{-\frac{T}{R_зC}}} G^2} =$$

$$= \frac{1}{1 + \frac{G}{2 - G} \cdot \frac{1 + e^{-\frac{T}{R_зC}}}{1 - e^{-\frac{T}{R_зC}}}}. \qquad (17.7.11)$$

При заданной неравномерности вершины импульса соответствующим выбором постоянной времени $R_зC$ можно сделать величину к. п. д. сколь-угодно близкой к предельному значению:

$$\eta_{з\,макс} = \frac{1}{1 + \frac{G}{2 - G}} \cong 1 - \frac{G}{2}. \qquad (17.7.12)$$

При обычно принимаемых значениях $G = 1 \div 5\%$ получим

$$\eta_{з\,макс} = 0{,}975 \div 0{,}995.$$

Практически к. п. д. оказывается несколько ниже, по причинам, излагаемым в главе 19.

Таким образом, к. п. д. накопителя при частичном разряде, при заряде через активное сопротивление весьма высок. Существенно отметить, что с улучшением формы импульса, т. е. с уменьшением величины G, коэффициент полезного действия увеличивается. Вследствие этого нет надобности применять заряд накопителя через индуктивность, потому что хотя в таком случае к. п. д. может получиться еще несколько выше, экономически невыгодно заменять активное сопротивление дросселем ради незначительного увеличения и без того весьма высокого к. п. д.

§ 17.8. Требования к коммутатору при использовании емкостного накопителя

А. Полный разряд накопителя

При полном разряде накопителя форма импульса определяется законом изменения напряжения на накопителе при разряде его от максимального напряжения до нуля. Момент включения коммутатора определяет начало импульса, форма и длительность импульса определяются свойствами накопителя. Важно лишь, чтобы размыкание коммутатора произошло в момент $t_{разм} > \tau$. Поэтому при полном разряде накопителя оказывается возможным применение в качестве коммутаторов приборов, использующих электрический разряд в ионизированном газе: искровых разрядников, газовых разрядников, тригатронов. Важнейшими свойствами этих приборов являются: весьма малое падение напряжения, почти не зависящее от силы проходящего через них тока, возможность коммутировать токи любой силы, вплоть до тысяч ампер, а также возможность более или менее точной фиксации момента пробоя и неуправляемость процесса после пробоя. Последнее обстоятельство является, вообще говоря, недостатком, не имеющим, однако, никакого значения в условиях полного разряда накопителя, так как по окончании разряда напряжение на накопителе падает до нуля, вследствие чего ионный процесс в коммутаторе автоматически прекращается. Коммутаторы этого типа называют мягкими коммутаторами.

Б. Частичный разряд накопителя

При частичном разряде накопителя длительность импульса определяется моментами включения и выключения коммутатора, которые, следовательно, должны быть жестко фиксированы. Сопротивление разомкнутого коммутатора должно быть возможно больше, замкнутого — возможно меньше. Скорость изменения сопротивления от максимального до минимального и обратно влияет на фронт и спад импульса и поэтому также должна быть возможно большей.

В момент выключения через коммутатор проходит ток, с точностью до малой величины G равный постоянной составляющей анодного тока генератора I_{a0i}, почему коммутаторы мягкого типа при частичном разряде накопителя совершенно непригодны. Безинерционное включение и выключение при большой силе тока может обеспечить только электронный прибор с жестким вакуумом. Таким прибором является, например, электронная лампа, запертая отрицательным смещением на управляющей сетке в течение времени $T-\tau$ и отпираемая поданным на управляющую сетку импульсом положительной полярности на время τ. Коммутаторы этого типа называют модуляторными лампами или жесткими коммутаторами.

Свойства коммутаторов, условия их работы и расчет режима детально рассматриваются в главах 18 и 19.

§ 17.9. Индуктивный накопитель

Принципиальная схема модулятора, в котором применяется индуктивный накопитель энергии в режиме полного использования, представлен на рис. 17.9.1. Процесс запасания энергии индуктивностью происходит при замкнутом ключе K. Пусть при $t = 0$ ключ K замкнут. При этом в течение некоторого времени напряжение на нагрузке равно напряжению источника, но приложено к генератору в обратном направлении, вследствие чего генератор не работает и его сопротивление бесконечно велико. Тогда ток через индуктивность L будет нарастать по закону:

$$i_з = \frac{E}{R_з}\left(1 - e^{-\frac{R_з}{L}t}\right). \qquad (17.9.1)$$

К моменту окончания процесса заряда $t_з$ ток в индуктивности достигнет некоторого значения I_{a0i}:

$$I_{a0i} = \frac{E}{R_з}\left(1 - e^{-\frac{R_з}{L}t}\right). \qquad (17.9.2)$$

При этом в магнитном поле индуктивности L будет запасена энергия

$$W_з = \frac{LI_{a0i}^2}{2} = \frac{LE^2\left(1 - e^{-\frac{R_з}{L}t}\right)^2}{2R_з^2}. \qquad (17.9.3)$$

При размыкании ключа K ток I_{a0i} замыкается через генератор, экспоненциально уменьшаясь по закону:

$$I_{разр} = I_{a0i}e^{-\frac{R_{го}}{L}t} = \frac{E_{ai}}{R_{го}}e^{-\frac{R_{го}}{L}t}. \qquad (17.9.4)$$

Рис. 17. 9. 1.

За время τ при разомкнутом ключе энергия, запасенная в индуктивности, реализуется генератором в виде подводимой к нему мощности:

$$P_{0i} = \frac{W_з}{\tau} = \frac{LI_{a0i}^2}{2\tau}. \qquad (17.9.5)$$

Отсюда определяется необходимая величина индуктивности:

$$L = \frac{2P_{0i}\tau}{I_{a0i}^2} = 2R_{го}\tau. \qquad (17.9.6)$$

В процессе полного использования ток через генератор будет уменьшаться от максимального значения I_{a0i} до нуля, напряжение, соответственно, будет уменьшаться от E_{ai} до нуля. Таким образом, форма напряжения на аноде генератора, а следовательно, и форма огибающей высокочастотных колебаний получится той же, что и при полном разряде емкостного накопителя.

Определим коэффициент полезного действия зарядной цепи при индуктивном накопителе:

$$\eta_з = \frac{W_з}{W_з + W_{потерь}}.$$

Энергия, теряемая на сопротивление $R_з$ в процессе полного заряда

$$W_{потерь} = \int_0^{t_з} i_з^2 R_з dt = \int_0^{t_з} \frac{E^2}{R_з}\left(1 - e^{-\frac{R_з}{L}t}\right)^2 dt =$$

$$= \frac{LE^2}{R_з^2}\left[\frac{R_з}{L}t_з - 1 + e^{-\frac{R_з}{L}t_з}\right]. \qquad (17.9.7)$$

Подставляя полученное значение для запасаемой и израсходованной в процессе заряда энергии в общее выражение для коэффициента полезного действия, получим после простых преобразований:

$$\eta_з = \frac{1}{2}\,\frac{1-2e^{-\frac{R_з}{L}t}+e^{-\frac{2R_з}{L}t_з}}{\frac{R_з}{L}t_з-1+e^{-\frac{R_з}{L}t_з}}. \qquad (17.9.8)$$

Если

$$\frac{R_з}{L}t_з \gg 1,$$

то

$$\eta_з \cong \frac{1}{2\frac{R_з}{L}t_з}.$$

Следовательно, с увеличением зарядного времени коэффициент полезного действия накопителя стремится к нулю. Смысл этого вывода легко уясняется из рассмотрения рис. 17. 9. 2. Ток в индуктивности при $t_з \ll \frac{L}{R}$ быстро возрастает, в результате быстро возрастает и запасаемая в магнитном поле энергия. Когда $t_з \gg \frac{L}{R_з}$, рост тока, а также и запасенной энергии замедляется, тогда как энергия потерь в сопротивлении непрерывно возрастает с увеличением $t_з$. Интересно отметить, что при емкостном накопителе наблюдалась обратная картина — с увеличением времени заряда к. п. д. увеличивался. Причина этого заключается в том, что в емкостном накопителе энергия связана с статическим полем конденсатора и потери при заряде — с убывающим в пределе до нуля зарядным током, тогда как при индуктивном накопителе потери при заряде связаны с непрерывно возрастающим в пределе конечной величины током. Поэтому удовлетворительный к. п. д. может быть получен при условии $t_з \ll \frac{L}{R_з}$.

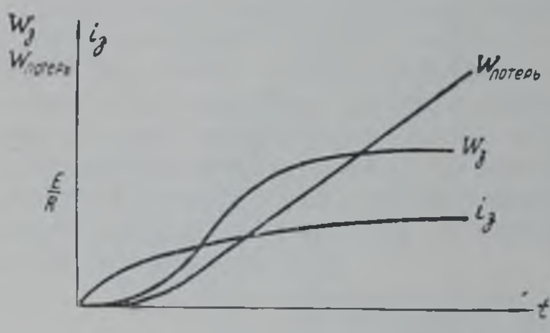


Рис. 17. 9. 2.

В самом деле, устремляя величину $\frac{R_з}{L}t$ к нулю и раскрывая получающуюся при этом неопределенность выражения (17. 9. 8) двухкратным дифференцированием его числителя и знаменателя, получим

$$\eta_з \to \frac{1}{2}\,\frac{4e^{-\frac{2R_з}{L}t_з}-2e^{-\frac{R_з}{L}t_з}}{e^{-\frac{R_з}{L}t_з}} \to 1.$$

Принимая данное положение, можем упростить полученные выражения, разлагая их экспоненциальные члены в степенной ряд и отбрасывая все слагаемые, степень которых выше первой.

Тогда получим:

$$i_з = \frac{E}{L}t;$$

$$I_{ael} = \frac{E}{L}t_з.$$

Следовательно,

$$i_з = I_{ael}\frac{t}{t_з}.$$

В выражении для коэффициента полезного действия разлагаем экспоненциальные члены в ряд, отбрасывая степени выше третьей. После простых преобразований получим, что коэффициент полезного действия накопителя равен

$$\eta_з = \frac{1-\frac{R_з}{L}t_з}{1-\frac{R_з}{3L}t_з}. \tag{17.9.9}$$

Заменяя в этом выражении индуктивность L ее значением из (17. 9. 6) и учитывая, что $\tau = \frac{T}{s}$, получим

$$\eta_з = \frac{1-\frac{R_з}{2R_{г0}}\frac{t_з}{\tau}}{1-\frac{R_з}{6R_{г0}}\frac{t_з}{\tau}} = \frac{1-\frac{R_з}{2R_{г0}}\cdot s\frac{t_з}{T}}{1-\frac{R_з}{6R_{г0}}\cdot s\frac{t_з}{T}}. \tag{17.9.10}$$

Таким образом, величина к. п. д. при прочих равных условиях является функцией отношения времени заряда к периоду следования импульсов $\frac{t_з}{T}$. Решая относительно этой величины выражение (17. 9. 10), получим

$$\frac{t_з}{T} = \frac{2R_{г0}}{sR_з}\cdot\frac{1-\eta_з}{1-\frac{1}{3}\eta_з}. \tag{17.9.11}$$

Считая приемлемым значение $\eta_з \cong 0,9$, получим

$$\frac{t_з}{T} = \frac{0,286R_{г0}}{s\ R_з}.$$

Обычно $\frac{R_{г0}}{R_з} \cong 500 \div 1000$; $s \cong 500 \div 1000$. Следовательно,

$$\frac{t_з}{T} = \frac{0,286\cdot 500}{500} \cong 0,3.$$

Графически такой режим работы накопителя представлен на рис. 17. 9. 3. Для обеспечения этого режима работы коммутатор должен быть включен в течение вре-

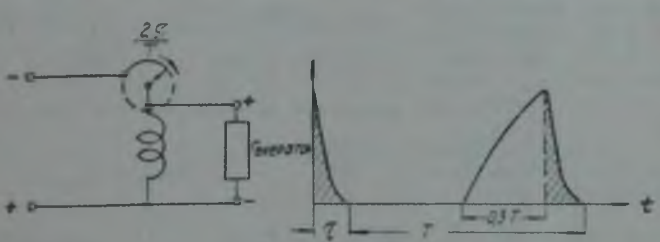


Рис. 17. 9. 3.

мени $t_з$ и выключен в течение времени $T-t_з$. Отсюда следует, что по мере увеличения мощности генератора и уменьшения длительности импульса к. п. д. уменьшается.

Для нормальной работы генератора напряжение на аноде его в момент размыкания коммутатора должно быть равно

$$E_{at} = I_{a0t}\cdot R_{г0} = \frac{E}{L}t_з R_{г0},$$

откуда

$$t_з = \frac{LE_{at}}{ER_{г0}}.$$

Отношение $\frac{E_{at}}{E} = n$ представляет собой коэффициент трансформации напряжения источника индуктивным накопителем. Поскольку источник должен обеспечить зарядный ток $I_{L\text{макс}} = I_{ai}$, для того, чтобы мощность источника питания не превышала значительно средней потребляемой от него мощности, желательно, чтобы $n \cong s$; тогда

$$P_{\text{ист}} \cong \frac{E_a I_{a0i}}{s} = \bar{E} \bar{I}_{ai}.$$

При этом условии к. п. д.

$$\eta_{з} = \frac{1 - \frac{R_з}{R_{г0}} n}{1 - \frac{R_з}{3R_{г0}} n}.$$

Практически $\frac{R_з}{R_{г0}}$ имеет порядок от 0,01 до 0,001, тогда как скважность s—порядок сотен и тысяч.

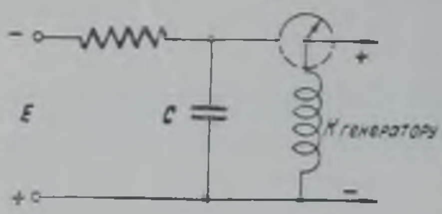


Рис. 17. 9. 4.

Считая приемлемым значение к. п. д. $\eta_з \cong 0{,}8 \div 0{,}9$ и полагая $\frac{R_з}{R_{г0}} = 0{,}001$, получим

$$n = \frac{R_{г0}}{R_з} \frac{1 - \eta_з}{1 - \frac{1}{3}\eta_з} \cong 150—200,$$

что гораздо меньше используемых обычно скважностей.

Последнее означает, что мощность источника питания должна быть всего в 150—200 раз меньше мощности, подводимой к генератору в импульсе. Снизить мощность источника питания до величины порядка $\frac{P_{0i}}{s}$ можно, включив между источником и индуктивным накопителем дополнительный емкостный накопитель, как показано на схеме рис. 17. 9. 4.

При весьма большой емкости кратковременный импульс тока заряда индуктивности будет обеспечен за счет энергии, накопленной в емкости C за время T. Тем самым максимальный ток, проходящий через источник питания, снизится в $\frac{T}{t_з}$ раз.

Форма импульса анодного напряжения генератора, при полном разряде индуктивного накопителя, очевидно, столь же неудовлетворительна, как и при полном разряде емкостного накопителя. Для исправления формы импульса можно использовать распределенную индуктивность короткозамкнутой реальной или искусственной длинной линии. Подобный накопитель представлен на рис. 17. 9. 5.

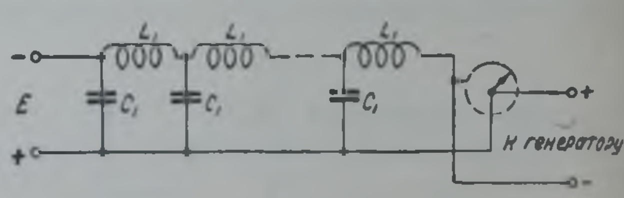


Рис. 17. 9. 5.

Если к моменту размыкания ключа ток в индуктивностях искусственной линии достигал величины $2I_{a0i}$, то при условии, что $R_{г0} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$, после размыкания по нагрузке будет идти ток приблизительно постоянный в течение времени τ, равного удвоенному времени пробега электромагнитного возмущения вдоль искусственной линии.

Если ключ K в схеме рис. 17. 9. 2 после размыкания снова замкнут, до того как энергия, накопленная в магнитном поле индуктивности, полностью реализована генератором, — произойдет частичный разряд накопителя и форма импульса анодного тока генератора будет такая же, как при частичном разряде емкостного накопителя. Подобный режим работы накопителя графически представлен на рис. 17. 9. 6. Время заряда при этом равно периоду следования импульсов $t_з = T$, а энергия, отдаваемая генератору, составляет незначительную часть энергии, запасенной в магнитном поле. Таким образом, режим частичного разряда индуктивного накопителя характерен чрезвычайно низким коэффициентом полезного действия и поэтому не может быть рекомендован.

Рассмотрим основные требования к коммутатору и условия его работы в режиме полного разряда индуктивного накопителя. Задачей коммутатора является мгновенное размыкание цепи заряда индуктивности в тот момент, когда ток в ней достигает максимального значения $I_{a1\,\text{макс}}$, следовательно, в качестве коммутатора может служить только электронная лампа с жестким вакуумом. Запасание энергии происходит в течение времени $t_з \simeq 0{,}3T \gg \tau$. Все это время через модуляторную лампу протекает ток, среднее значение которого равно $i_{a\,ср} \simeq \frac{I_{a1}}{2}$. При емкостном накопителе ток I_{a1} через лампу протекал только в течение времени τ. Поэтому потери на аноде модуляторной лампы при индуктивном накопителе будут в $\frac{t_з}{2\tau} \simeq 0.15\,s$ раз больше, чем при емкостном.

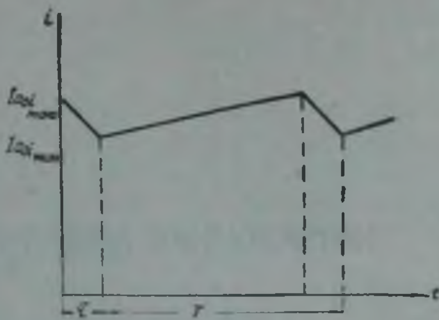


Рис. 17. 9. 6.

Из всего изложенного видно, что индуктивный накопитель по всем энергетическим показателям уступает емкостному.

Единственным преимуществом индуктивного накопителя является его способность трансформировать напряжение источника, что позволяет обходиться сравнительно низковольтным источником. Это свойство индуктивного накопителя заслуживает внимания, когда в силу тех или иных эксплуатационных причин желательно пользоваться низковольтным источником питания. Кроме того, индуктивный накопитель находит применение для получения высоковольтных маломощных импульсов напряжения, например для поджига тригатронов и т. п.

Глава 18

ИМПУЛЬСНЫЙ МОДУЛЯТОР С ЧАСТИЧНЫМ РАЗРЯДОМ ЕМКОСТИ

§ 18. 1. Схема модулятора и принцип его работы

В модуляторе с частичным разрядом накопителя во время импульса роль коммутатора может выполнить только электронная лампа, поэтому такой модулятор называется модулятором на жестких лампах или просто ламповым модулятором.

Простейшая схема модулятора с частичным разрядом емкости имеет вид, изображенный на рис. 18. 1. 1. Нагрузкой модулятора служит анодная цепь лампы высокочастотного генератора (триода или магнетрона). Схема работает следующим образом. В интервалы времени между импульсами модуляторная лампа заперта достаточно большим по абсолютной величине отрицательным напряжением смещения E_g, и накопительный конденсатор C заряжается от источника питания с напряжением E через сопротивления R_1 и R_2. Напряжение, до которого заряжается накопительный конденсатор, близко к напряжению источника питания.

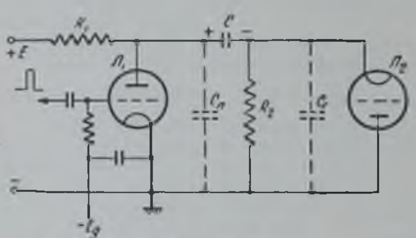


Рис. 18. 1. 1.

Для формирования импульса напряжения на нагрузке на сетку модуляторной лампы подается положительный прямоугольный импульс напряжения, под действием которого модуляторная лампа отпирается, и ее сопротивление становится весьма малым. После этого накопительный конденсатор начинает разряжаться, разрядный ток проходит через модуляторную лампу и анодную цепь генератора (а также частично и через сопротивление R_2), создавая на аноде генераторной лампы достаточное для работы генератора напряжение. Напряжение на генераторе будет существовать до тех пор, пока на сетке модуляторной лампы действует положительное напряжение. Следовательно, длительность импульса, создаваемого таким модулятором, определяется длительностью импульса, подаваемого на сетку модуляторной лампы.

Для того, чтобы во время импульса модуляторная лампа не шунтировала источник питания, ее анод соединен с положительным полюсом источника через достаточно большое сопротивление R_1. Сопротивление R_2 предназначено для создания зарядной цепи для накопительного конденсатора в интервалы времени между импульсами, когда через генераторную лампу ток не протекает.

При таком идеализированном представлении импульс напряжения на нагрузке модулятора будет точно воспроизводить форму напряжения, подаваемого на сетку модуляторной лампы, т. е. импульс будет прямоугольным. На самом деле форма импульса отличается от прямоугольной из-за наличия паразитных параметров в схеме и главным образом из-за паразитных емкостей.

Рассмотрим процесс формирования импульса с учетом паразитных емкостей схемы. Все паразитные емкости можно свести к двум основным емкостям: емкости $C_л$, включающей в себя выходную емкость лампы и емкость деталей, соединенных с ее анодом, относительно корпуса; емкости $C_г$, включающей входную емкость генератора и емкость деталей, соединенных с катодом генератора, относительно корпуса.

К моменту открытия модуляторной лампы емкость $C_л$ заряжена до того же напряжения u_C, что и накопительный конденсатор C, на емкости же $C_г$ заряд отсутствует. При отпирании лампы ее ток будет заряжать емкость $C_г$ и разряжать емкость $C_л$, поэтому напряжение на емкости $C_г$, а следовательно, и на нагрузке, будет возрастать не скачком, а постепенно. Для тока модуляторной лампы можно написать следующее дифференциальное уравнение:

$$I_м = -C_л \frac{du_a}{dt} + C_г \frac{du_н}{dt} + \frac{u_н}{R_2} + \frac{E - u_a}{R_1} + \frac{u_н}{R_н}, \qquad (18.1.1)$$

где u_a — напряжение на аноде модуляторной лампы;

$u_н$ — напряжение на нагрузке.

С другой стороны, напряжение на накопительном конденсаторе равно

$$u_C = u_н + u_a, \qquad (18.1.2)$$

т. е.

$$\frac{du_a}{dt} = -\frac{du_н}{dt} + \frac{du_C}{dt},$$

но изменение напряжения на накопительном конденсаторе для получения близкой к прямоугольной формы импульса должно быть мало, поэтому

$$\frac{du_a}{dt} \cong -\frac{du_н}{dt}.$$

Кроме того, токи через сопротивления R_1 и R_2 должны быть достаточно малы, для того, чтобы к. п. д. модулятора был высоким, поэтому в (18.1.1) можно пренебречь величинами $\frac{E - u_a}{R_1}$ и $\frac{u_н}{R_2}$; тогда из (18. 1. 1) получим

$$\frac{du_н}{dt} \cong \frac{I_м - \frac{u_н}{R_н}}{C_л + C_г} = \frac{I_м - I_н}{C_л + C_г},$$

где $I_н$ — ток нагрузки.

Следовательно, скорость нарастания напряжения на нагрузке тем больше, чем больше ток модуляторной лампы и чем меньше *суммарная* паразитная емкость схемы.

Во время нарастания напряжения на нагрузке напряжение на аноде модуляторной лампы убывает. Установившиеся значения напряжений на аноде и на нагрузке можно определить из статических характеристик анодного тока модуляторной лампы, зная сопротивление нагрузки $R_н$, напряжение на накопителе u_C и напряжение на сетке в момент подачи на нее положительного импульса $u_{g\,макс}$. Если провести характеристику анодного тока модуляторной лампы, соответствующую этому напряжению на сетке (рис. 18.1.2), и прямую через точку $i_a = 0$, $u_a = u_C$ под углом $\varphi = \operatorname{arc\,tg} \frac{1}{R_н}$ к оси абсцисс, то они пересекутся в точке 2, соответствующей стационарному состоянию. В процессе возрастания напряжения на нагрузке точка, определяющая режим модуляторной лампы, будет перемещаться из точки 1 в точку 2. Ток модуляторной лампы при этом будет перераспределяться таким образом, что ток в нагрузке будет возрастать, а ток через паразитную емкость $C_0 = C_л + C_г$ уменьшаться (рис. 18.1.2). Во время импульса, когда емкость $C_г$ зарядилась, а емкость $C_л$ разряди-

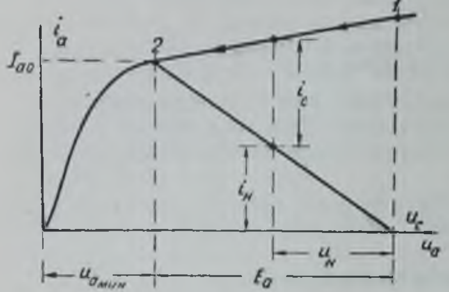


Рис. 18. 1. 2.

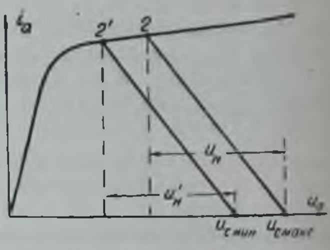


Рис. 18. 1. 3.

лась, весь ток модуляторной лампы течет в нагрузку (если пренебречь токами через сопротивления R_1 и R_2).

Во время импульса происходит разряд накопительного конденсатора через модуляторную лампу на нагрузку, в результате чего напряжение на накопителе u_C уменьшается, что приводит к уменьшению напряжения на нагрузке. Уменьшение напряжения на нагрузке будет тем меньше, чем больше емкость накопительного конденсатора, так как $\Delta u_C \cong \frac{I_н \cdot \tau}{C}$,

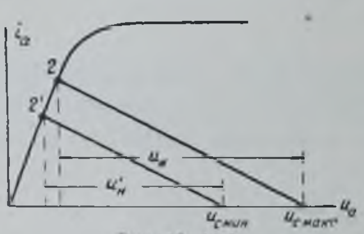


Рис. 18. 1. 4.

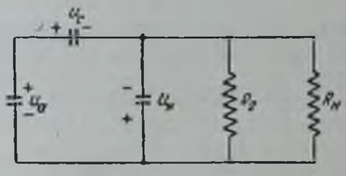


Рис. 18. 1. 5.

и чем меньше наклон той части характеристики анодного тока, где находится точка 2 (см. рис. 18.1.3 и 18.1.4, на которых $u_{C\,макс}$ — максимальное и $u_{C\,мин}$ — минимальное напряжение на накопителе).

После запирания модуляторной лампы емкость $C_г$ начнет постепенно разряжаться через генератор (пока не сорвутся колебания) и сопротивление R_2. Емкость же $C_л$ будет заряжаться до напряжения конденсатора накопителя. Эквивалентная схема модулятора при этом будет иметь вид, изображенный на рис. 18.1.5. Сумма токов, текущих через емкости $C_л$

и $C_г$, равна сумме токов в сопротивлениях $R_н$ и R_2, т. е.

$$C_л \frac{du_a}{dt} - C_г \frac{du_н}{dt} = u_н \left(\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_2} \right),$$

так как u_a растет, а $u_н$ уменьшается.

Используя (18.1.2) и равенство токов, текущих через $C_л$ и C:

$$C_л \frac{du_a}{dt} = - C \frac{du_C}{dt},$$

получим

$$\frac{du_a}{dt} = - \frac{1}{1 + \frac{C_л}{C}} \frac{du_н}{dt} \cong - \frac{du_н}{dt},$$

т. е. изменение напряжения на нагрузке по окончании импульса определяется уравнением:

$$(C_л + C_н) \frac{du_н}{dt} = u_н \left(\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Следовательно, время спадания напряжения на нагрузке будет тем меньше, чем меньше суммарная паразитная емкость схемы $C_0 = C_л + C_г$ и чем меньше сопротивление нагрузки и сопротивление R_2. Заметим, что как в случае возрастания, так и в случае уменьшения напряжения на нагрузке емкости $C_л$ и $C_г$ входят в уравнения в сумме $C_0 = C_л + C_г$. Поэтому при всех расчетах можно не разделять указанные емкости порознь, а учитывать только одну полную емкость $C_0 = C_л + C_г$, считая ее включенной параллельно нагрузке.

Из сказанного следует, что при подаче на сетку модуляторной лампы периодически следующих прямоугольных импульсов положительной полярности (рис. 18.1.6, *а*) с большой скважностью импульсы напряжения на нагрузке будут иметь форму, показанную на рис. 18.1.6, *б*, поскольку к началу следующего импульса нестационарные процессы в схеме, обусловленные предыдущим импульсом, практически полностью заканчиваются. Напряжение на накопительном конденсаторе будет изменяться как показано на рис. 18.1.6, *в*.

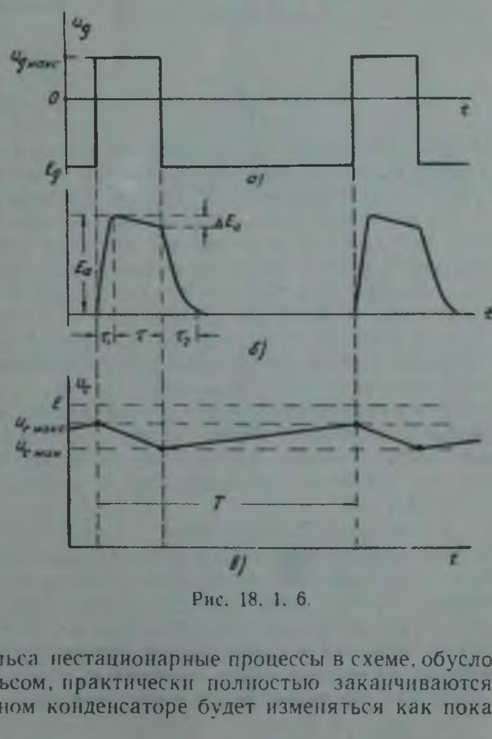


Рис. 18.1.6.

Таким образом, в модуляторе на жестких лампах форма импульса напряжения на нагрузке отлична от прямоугольной. Напряжение на нагрузке возрастает не скачком, а постепенно, в течение времени τ_1, которое называется длительностью фронта. Сокращение τ_1 возможно за счет уменьшения паразитной емкости и увеличения тока модуляторных ламп.

В течение импульса, после заряда паразитной емкости, напряжение на нагрузке падает вследствие уменьшения напряжения на накопительном конденсаторе. Уменьшение этого падения возможно за счет увеличения емкости накопительного конденсатора и за счет применения модуляторных ламп с малой проницаемостью.

Длительность спада импульса τ_2 определяется временем разряда паразитной емкости через сопротивление нагрузки и R_2. Уменьшение этого времени возможно за счет уменьшения паразитной емкости и сопротивления R_2. Однако паразитная емкость не может быть сделана сколь-угодно малой (так, например, в случае мощных модуляторов $C_0 \cong 50 \div 100$ *пф*), а уменьшение τ_2 за счет уменьшения R_2 нецелесообразно, потому что на этом сопротивлении действует такое же напряжение, как и на нагрузке, а следовательно, выделяемая в нем мощность за время импульса тем больше, чем меньше сопротивление. Для того, чтобы модулятор работал с высоким к. п. д., необходимо иметь сопротивление R_2 во много раз большим сопротивления нагрузки. Поэтому в случае генераторов с большим сопротивлением анодной цепи постоянному току длительность участка спада импульса может оказаться недопустимо большой. В триодных генераторах $R_н$ обычно достаточно мало и почти не зависит от E_a, благодаря чему описанная схема обеспечивает достаточно крутой спад импульса. В магнетронных же генераторах сопротивление анодной цепи очень резко зависит от анодного напряжения, причем при напряжениях меньше номинального на 10—20% колебания в магнетроне срываются, анодный ток прекращается и сопротивление нагрузки практически становится бесконечно большим. Вследствие этого, в случае работы описанного выше модулятора на магнетрон время спадания напряжения становится очень большим, что недопустимо, так как в магнетроне могут возникать колебания других видов, а при их отсутствии магнетроном создаются большие шумы. Поэтому для модуляции магнетронных генераторов используются модуляторы, в которых вместо сопротивления R_2 ставится индуктивность L и диод, соединенные параллельно (рис. 18. 1. 7).

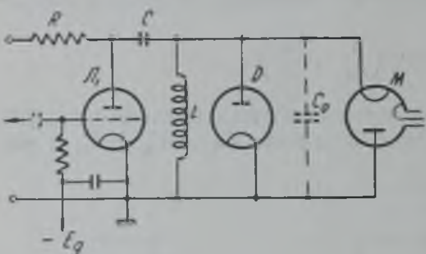


Рис. 18. 1. 7.

Рассмотрим работу такой схемы. Процесс формирования фронта модулирующего импульса в ней будет мало отличаться от такого же процесса в предыдущей схеме, вследствие чего на нем подробно останавливаться пока не будем. Заметим только, что к моменту начала импульса ток в индуктивности отсутствует и не успевает сколько-нибудь значительно вырасти и за время фронта. После того как напряжение на нагрузке выросло до номинального значения $u_н = E_a$, ток в индуктивности начинает расти по экспоненциальному закону:

$$i_L = \frac{E_a}{r}\left(1 - e^{-\frac{r}{L}t}\right),$$

где r — активное сопротивление катушки индуктивности, поскольку к катушке приложено почти постоянное напряжение E_a. Сопротивление r обычно мало, поэтому при малых t, разлагая $e^{-\frac{r}{L}t}$ в ряд и ограничиваясь только членами первого порядка, будем иметь:

$$i_L \simeq \frac{E_a}{L} t,$$

т. е. ток в индуктивности будет расти со временем по линейному закону (рис. 18.1.8). К моменту окончания импульса ток в индуктивности вырастает до величины

$$I_L = \frac{E_a \tau}{L}.$$

После этого модуляторная лампа запирается, паразитная емкость начинает разряжаться, колебания в магнетроне срываются и его сопротивление становится бесконечно большим. Так как напряжение, при котором колебания в магнетроне срываются, мало отличается от номинального, то практически можно считать, что после запирания модуляторной лампы паразитная емкость схемы разряжается через индуктивность L. Поскольку в индуктивности L к моменту окончания импульса течет ток, который направлен как раз в ту же сторону, что и разрядный ток конденсатора, то емкость разрядится достаточно быстро.

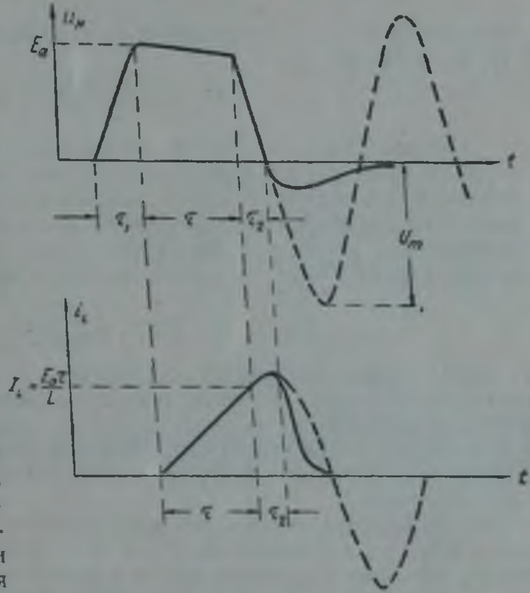


Рис. 18.1.8.

Для приближенной оценки времени τ_2 полного разряда конденсатора можно поступить следующим образом. Заряд емкости C_0 равен $q = C_0 E_a$, разрядный ток — I_L, поэтому время разряда

$$\tau_2 \simeq \frac{q}{I_L} = \frac{C_0 L}{\tau}, \qquad (18.1.3)$$

т. е. время спадания импульса тем меньше, чем меньше индуктивность L и чем больше длительность импульса. Следует, однако, заметить, что укорочение длительности спадания импульса достигается за счет увеличения тока модуляторной лампы на величину I_L, причем тем бо́льшую, чем больше τ и чем меньше L, т. е. чем меньше τ_2.

После запирания модуляторной лампы разряд паразитной емкости носит колебательный характер, так как контур L, C_0 имеет малое затухание. Вследствие этого по истечении времени τ_2 емкость начнет перезаряжаться. Если бы не было диода, то процесс разряда протекал бы таким образом, как показано на рис. 18. 1. 8 пунктирной линией.

Амплитуда колебаний в контуре превышает анодное напряжение. Действительно, к моменту окончания импульса в контуре запасена энергия

$$W = \frac{C_0 E_a^2}{2} + \frac{L I_L^2}{2} = \frac{C_0 E_a^2}{2}\left(1 + \frac{\tau^2}{LC_0}\right) \simeq \frac{C_0 E_a^2}{2}\left(1 + \frac{\tau}{\tau_2}\right).$$

С другой стороны, в момент максимума напряжения вся энергия сосредоточена в емкости, поэтому

$$W = \frac{C_0 U_m^2}{2}.$$

Сравнивая эти два выражения (что возможно при малом затухании контура), получим

$$U_m \cong E_a \sqrt{1 + \frac{\tau}{\tau_2}} > E_a.$$

Следовательно, по истечении времени, примерно равного половине периода собственных колебаний контура, на аноде магнетрона снова появится достаточно большое положительное напряжение и магнетрон может возбудиться, что совершенно недопустимо. Для гашения этих колебаний к контуру присоединен диод. Если внутреннее сопротивление диода меньше удвоенного волнового сопротивления контура, т. е.

$$R_{i\partial} < \frac{1}{2}\sqrt{\frac{L}{C_0}},$$

то после смены полярности напряжения на емкости C_0 контур будет шунтирован малым активным сопротивлением. Разряд станет апериодическим и напряжение на емкости быстро упадет до нуля, не переходя в положительную область. Характеры изменения напряжения на емкости и тока в индуктивности для этого случая показаны на рис. 18.1.8 сплошными кривыми.

Наличие диода не сказывается на процессах, имеющих место при формировании импульса, поскольку при этих процессах к аноду диода приложено отрицательное напряжение. Включение в схему диода лишь несколько увеличивает паразитную емкость схемы.

После рассмотрения качественной картины процессов при работе модуляторов на жестких лампах перейдем к более детальному количественному исследованию, которое позволит сформулировать конкретные требования, предъявляемые к элементам схемы, и даст предпосылки для их расчета.

§ 18.2. Процессы в модуляторе на участке спада импульса

Рассмотрим прежде всего процесс на участке спада импульса при модуляции лампового генератора, вольтамперная характеристика анодной цепи которого имеет вид, изображенный на рис. 18.2.1 (см. стр. 429). Эта характеристика с достаточной степенью точности может быть аппроксимирована в области положительных анодных напряжений прямой, проходящей через начало координат:

$$\left.\begin{aligned} i_н &= \frac{u_н}{R_н}, \quad u_н > 0; \\ i_н &= 0, \quad u_н < 0. \end{aligned}\right\} \qquad (18.2.1)$$

Ток и напряжение в рабочем режиме обозначим соответственно через I_a и E_a.

При рассмотрении процессов при спадании импульса можно пренебречь током, который протекает в это время через зарядное сопротивление R_1, следовательно, эквивалентная схема для данных процессов имеет вид, изображенный на рис. 18.2.2. Паразитная емкость к моменту запирания модуляторной лампы заряжена до напряжения E_a, поэтому изменение напряжения на ней (а также и на нагрузке) после запирания лампы будет происходить по экспоненциальному закону:

$$u_н = E_a e^{-a_2(t-t_0)},$$

где

$$a_2 = \frac{1}{C_0}\left(\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_2}\right) \simeq \frac{1}{C_0 R_н}, \qquad (18.2.2)$$

так как $R_2 \gg R_н$, и t_0 — момент времени, соответствующий запиранию лампы.

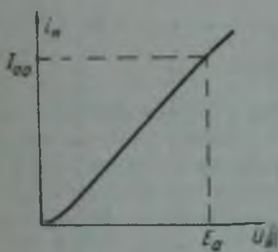


Рис. 18. 2. 1.

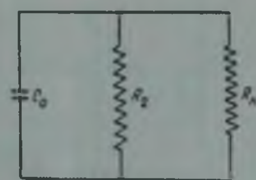


Рис. 18. 2. 2.

Под временем спадания импульса τ_2 будем понимать время, в течение которого напряжение на нагрузке падает до достаточно малой величины ΔE_a, т. е.

$$\Delta E_a = E_a e^{-a\tau_2},$$

откуда

$$\tau_2 = \frac{1}{a_2}\ln\frac{E_a}{\Delta E_a} \simeq R_н C_0 \ln\frac{E_a}{\Delta E_a}.$$

Полагая

$$\frac{\Delta E_a}{E_a} = 0{,}05,$$

будем иметь

$$\tau_2 = 3R_н C_0. \qquad (18.2.3)$$

Если заданная техническими условиями величина времени спадания импульса меньше величины, определяемой из (18.2.3), то в этом случае может быть применена схема модулятора с сопротивлением R_2 параллельно нагрузке. Если же требуемое время спада импульса оказывается меньше величины, определяемой из (18.2.3), то для уменьшения τ_2 необходимо применять схему с индуктивностью и диодом (рис. 18.1.7). В последнем случае эквивалентная схема, описывающая поведение модулятора на участке спада импульса, имеет вид, изображенный на рис. 18.2.3, *а*.

К моменту запирания модуляторной лампы ток в индуктивности равен

$$I_L = \frac{E_a \tau}{L},$$

где τ — длительность импульса.

При разряде емкости C_0 напряжение на ней убывает. До смены полярности напряжения эквивалентная схема имеет вид, изображенный на рис. 18. 2. 3, *б* (ибо диод заперт), поэтому напряжение на емкости удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{d^2u}{dt^2}+\frac{1}{R_н C_0}\frac{du}{di}+\frac{u}{LC_0}=0, \tag{18.2.4}$$

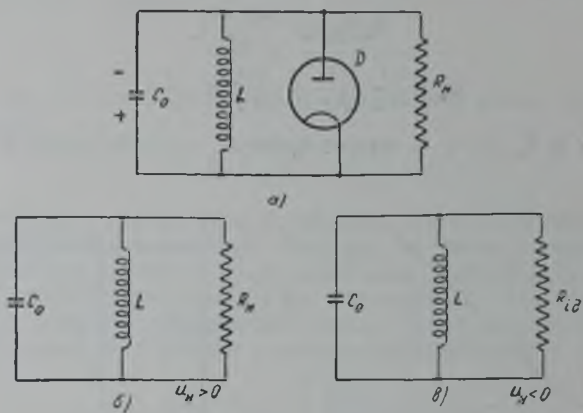


Рис. 18. 2. 3.

с начальными условиями, при $t=0$: $u=E_a$ и $C_0\frac{du}{dt}=-\frac{E_a}{R_н}-I_L$.
Решение этого уравнения имеет вид:

$$u=(A\operatorname{ch}kt-B\operatorname{sh}kt)e^{-at},$$

где:

$$a=\frac{1}{2R_н C_0};\quad k=\sqrt{a^2-\frac{1}{LC_0}}.$$

Постоянные A и B определяются из начальных условий. После несложных выкладок получаем:

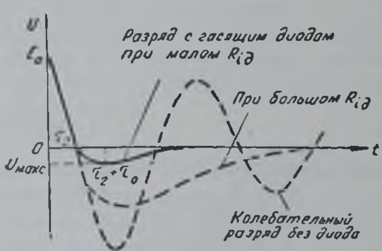


Рис. 18. 2. 4.

$$A=E_a;\quad B=\frac{a}{k}(E_a+2I_LR_н).$$

Если разряд апериодический ($k^2>0$), то $k<a$ и $B>A$, поэтому напряжение на емкости всегда обращается в нуль в некоторый момент времени $t=\tau_2$ (рис. 18. 2. 4), определяемый из условия:

$$\operatorname{th}k\tau_2=\frac{A}{B}=\frac{2kC_0R_н}{1+\frac{2\tau R_н}{L}}. \tag{18.2.5}$$

Из этого выражения по заданному времени спада импульса может быть найдена индуктивность L.

В частности, если $k\tau_2\ll 1$, то, заменяя тангенс аргументом, найдем

$$L=\frac{\tau R_н}{\frac{C_н R_н}{\tau_2}-0{,}5}, \tag{18.2.6}$$

что имеет место при

$$2kC_0R_н = \frac{k}{a} = \sqrt{1 - \left(2R_н\sqrt{\frac{C_0}{L}}\right)^2} \ll 1,$$

т. е. при

$$R_н \cong \frac{1}{2}\sqrt{\frac{L}{C_0}},$$

или, используя (18. 2. 6), при

$$\frac{C_0R_н}{\tau_2} \cong \frac{1}{2} + \frac{\tau}{4R_нC_0}.$$

Если же $a^2 \gg \frac{1}{LC_0}$, то $k \cong a$ и из (18.2.5) получаем

$$L \cong \frac{2\tau R_н}{\operatorname{cth} a\tau_2 - 1}, \tag{18.2.7}$$

что имеет место при

$$\frac{a\tau}{\operatorname{cth} a\tau_2 - 1} \gg 1.$$

В связи с формулами (18. 2. 6) и (18. 2. 7) необходимо сделать некоторые замечания. Из (18. 2. 6) видно, что индуктивность включать не следует, если $\tau_2 > 2R_нC_0$, тогда как из (18. 2. 3) для схемы без индуктивности имеем $\tau_2 > 3R_нC_0$. Это различие объясняется тем, что при $L \to \infty$ формула (18. 2. 6) оказывается неприменимой и необходимо пользоваться формулой (18. 2. 7). Из формулы же (18. 2. 7) следует, что при $\tau \to \infty$, $L \to \infty$, т. е. что индуктивность можно не включать только при очень больших τ_2. Это опять-таки не соответствует условию (18. 2. 3). В данном случае расхождение объясняется различным способом определения времени спада импульса. В схеме без индуктивности за время τ_2 было принято время, в течение которого напряжение импульса спадает до 5% своего первоначального значения, тогда как в схеме с индуктивностью за время τ_2 принимается время, в течение которого напряжение спадает до нуля. В случае $1{,}5R_нC_0 < \tau_2 < 3R_нC_0$ можно пользоваться формулой (18. 2. 7).

Ток через индуктивность в момент $t = \tau_2$ равен

$$I_0 = -C_0\frac{du}{dt}\bigg|_{t=\tau_2} = \frac{kC_0E_a}{\operatorname{sh} k\tau_2}e^{-a\tau_2}. \tag{18.2.8}$$

С этого момента напряжение меняет знак, высокочастотный генератор прекращает работать и диод начинает проводить ток. Эквивалентная схема имеет вид, изображенный на рис. 18. 2. 3, *в*. Напряжение теперь удовлетворяет уравнению:

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{1}{R_{iд}C_0}\frac{du}{dt} + \frac{u}{LC_0} = 0,$$

где $R_{iд}$ — внутреннее сопротивление диода, с начальными условиями (отсчитывая время от момента $t = \tau_2$):

$$t = 0; \quad u = 0; \quad C_0\frac{du}{dt} = -I_0.$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$u = -\frac{I_0}{k'C_0}\operatorname{sh} k't \cdot e^{-a't},$$

где

$$a' = \frac{1}{2R_{iд}C_0}; \quad k' = \sqrt{a'^2 - \frac{1}{LC_0}}. \tag{18.2.9}$$

Для того, чтобы разряд был апериодическим, необходимо выполнить условие:

$$R_{i\partial} < \frac{1}{2}\sqrt{\frac{L}{C_0}}.$$

Напряжение на емкости достигает максимального значения по абсолютной величине в момент

$$t_0 = \frac{1}{k'}\,\mathrm{Ar\,th}\,\frac{k'}{a'}. \tag{18.2.10}$$

Это максимальное напряжение равно

$$E_{\text{макс}} = \frac{I_0}{k'C_0}\,\mathrm{sh}\,k't_0 \cdot e^{-a't_0} = \frac{I_0}{2k'C_0}\left[e^{(k'-a')t_0} - e^{-(k'+a')t_0}\right].$$

Но из (18.2.10)

$$e^{t_0} = \left(\frac{a'+k'}{a'-k'}\right)^{\frac{1}{2k'}},$$

поэтому

$$E_{\text{макс}} = \frac{I_0}{2k'C_0}\left[\left(\frac{a'+k'}{a'-k'}\right)^{\frac{k'-a'}{2k'}} - \left(\frac{a'+k'}{a'-k'}\right)^{-\frac{k'+a'}{2k'}}\right] =$$

$$= \frac{I_0}{2k'C_0}\left(\frac{a'-k'}{a'+k'}\right)^{\frac{a'}{2k'}} \cdot \left(\frac{a'-k'}{a'+k'}\right)^{1/2}\left[\frac{a'+k'}{a'-k'} - 1\right] =$$

$$= \frac{I_0}{C_0\sqrt{a'^2-k'^2}} \cdot \left(\frac{a'-k'}{a'+k'}\right)^{\frac{a'}{2k'}};$$

наконец, используя (18.2.9), получим

$$E_{\text{макс}} = I_0\sqrt{\frac{L}{C_0}}\left(\frac{a'-k'}{a'+k'}\right)^{\frac{a'}{2k'}} = I_0\sqrt{\frac{L}{C}}\,\varphi_1\left(\frac{a'}{k'}\right), \tag{18.2.11}$$

где

$$\varphi_1\left(\frac{a'}{k'}\right) = \left(\frac{a'-k'}{a'+k'}\right)^{\frac{a'}{2k'}}.$$

Ток через диод достигает максимального значения также в момент $t = t_0$:

$$I_{\text{макс}} = \frac{E_{\text{макс}}}{R_{i\partial}} = I_0\frac{1}{R_{i\partial}}\sqrt{\frac{L}{C_0}}\left(\frac{a'-k'}{a'+k'}\right)^{\frac{a'}{2k'}};$$

но, согласно (18.2.9),

$$\frac{1}{R_{i\partial}}\sqrt{\frac{L}{C_0}} = \frac{2a'}{\sqrt{a'^2-k'^2}} = \frac{2a'}{(a'+k')^{1/2}(a'-k')^{1/2}}, \tag{18.2.12}$$

поэтому

$$I_{\text{макс}} = I_0 \cdot 2a'\,\frac{(a'-k')^{\frac{a'-k'}{2k'}}}{(a'+k')^{\frac{a'+k'}{2k'}}} = I_0\varphi_2\left(\frac{a'}{k'}\right), \tag{18.2.13}$$

где

$$\varphi_2\left(\frac{a'}{k'}\right) = \frac{2a'}{\sqrt{a'^2-k'^2}}\,\varphi_1\left(\frac{a'}{k'}\right).$$

Согласно (18. 2. 12), отношение $\frac{a'}{k'}$ является функцией отношения волнового сопротивления контура к внутреннему сопротивлению диода

$$\frac{a'}{k'}=\frac{\frac{\rho}{R_{i\partial}}}{\sqrt{\frac{\rho^2}{R_{i\partial}^2}-4}},$$

где $\rho=\sqrt{\frac{L}{C_0}}$. Поэтому $E_{\text{макс}}$ и $I_{\text{макс}}$ зависят только от тока в индуктивности в момент смены полярности напряжения на конденсаторе I_0, волнового сопротивления контура ρ и внутреннего сопротивления диода $R_{i\partial}$.

На рис. 18. 2. 5 представлены графики функций:

$$\frac{I_{\text{макс}}}{I_0}=\varphi_2\left(\frac{a'}{k'}\right)=f_2\left(\frac{R_{i\partial}}{\rho}\right)$$

и

$$\frac{E_{\text{макс}}}{\rho I_0}=\varphi_1\left(\frac{a'}{k'}\right)=f_1\left(\frac{R_{i\partial}}{\rho}\right),$$

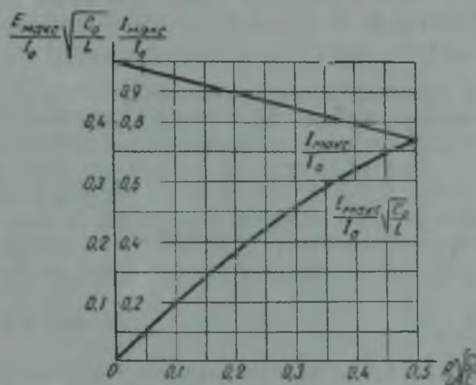


Рис 18. 2. 5.

из которых видно, что, во-первых, ток через диод при различных $R_{i\partial}$ почти одинаков:

$$I_{\text{макс}}=I_0 \text{ при } R_{i\partial}=0;$$

$$I_{\text{макс}}=\frac{2}{e}I_0=0{,}735I_0$$

при

$$R_{i\partial}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{L}{C_0}}\,^{*)}.$$

Действительно, при $R_{i\partial}\to\frac{\rho}{2}$, $k'\to 0$, поэтому

$$\lim_{\frac{a'}{k'}\to\infty}\varphi_1\left(\frac{a'}{k'}\right)=\lim_{\frac{a'}{k'}\to\infty}\sqrt{\frac{\left(1-\frac{k'}{a'}\right)^{\frac{a'}{k'}}}{\left(1+\frac{k'}{a'}\right)^{\frac{a'}{k'}}}}=\frac{1}{e},$$

так как

$$\lim_{x\to\infty}\left(1+\frac{1}{x}\right)^x=e;\quad \lim_{x\to\infty}\left(1-\frac{1}{x}\right)^x=\frac{1}{e},$$

и

$$E_{\text{макс}}\Big|_{R_{i\partial}\to\frac{\rho}{2}}=\frac{\rho I_0}{e}=\frac{2}{e}R_{i\partial}I_0;$$

$$I_{\text{макс}}\Big|_{R_{i\partial}\to\frac{\rho}{2}}=\frac{2}{e}I_0.$$

---

*) Значения $R_{i\partial}>\frac{1}{2}\sqrt{\frac{L}{C_0}}$ недопустимы, так как при этом будет иметь место колебательный разряд емкости.

Во-вторых, из указанных графиков видно, что максимальное напряжение на диоде тем меньше, чем меньше его внутреннее сопротивление.

Очень больших напряжений на диоде нельзя допускать, потому что это приводит к большому напряжению на модуляторной лампе после ее запирания:

$$u_{a\,\text{макс}} = u_C + E_{\text{макс}}.$$

Приведенным соображением можно руководствоваться при выборе диода. Если считать, что напряжение на диоде не должно превышать величины $E_{\text{макс}}$, то диод должен обладать внутренним сопротивлением $R_{i\partial} \leqslant \frac{E_{\text{макс}}}{I_0}$. Величина же тока I_0 определяется величиной индуктивности L, т. е. требуемым временем спадания импульса τ_2.

Кроме того, к диоду предъявляются еще следующие требования. Диод должен обладать эмиссией порядка I_0, так как при гашении колебаний в контуре, через него протекает ток $\frac{2}{e} I_0 < I_{\text{макс}} < I_0$, т. е. $I_{\text{макс}} \cong I_0$, и во время формирования импульса в нагрузке к диоду приложено обратное напряжение E_a. Поэтому диод должен выдерживать обратные напряжения, равные напряжению на нагрузке.

При прохождении тока через диод, на его аноде рассеивается мощность, которая не должна превышать допустимой. Эту мощность можно подсчитать следующим образом. В момент времени $t = \tau_2$ напряжение на конденсаторе отсутствует, в то время как через индуктивность протекает ток I_0, следовательно, в контуре L, C_0 запасена энергия

$$W = \frac{1}{2} I_0^2 L.$$

Вся эта энергия рассеивается в диоде, поскольку других источников потерь в схеме нет (активным сопротивлением корректирующей индуктивности пренебрегаем). Поэтому после каждого импульса на аноде диода будет выделяться энергия $W = \frac{1}{2} I_0^2 L$. Если частота следования импульсов F, то мощность рассеяния на аноде диода составит

$$P_{a\partial} = \frac{1}{2} I_0^2 L F. \qquad (18.2.14)$$

Приближенно эту мощность можно оценить, используя соотношение (18.1.3) и то, что $I_0 \cong I_L = \frac{E_a \tau}{2}$; тогда получим

$$P_{a\partial} \cong \frac{1}{2} C_0 F E_a^2 \frac{\tau}{\tau_2}, \qquad (18.2.15)$$

т. е. мощность рассеяния на аноде диода тем больше, чем больше паразитная емкость схемы и длительность импульса и чем меньше время спадания импульса. Этот вывод совершенно естествен, так как рассеиваемая диодом энергия является энергией, запасаемой в емкости C_0 и индуктивности L при формировании импульса. Энергия же, запасаемая в емкости, тем больше, чем больше эта емкость, тогда как энергия, запасаемая в индуктивности, тем больше, чем больше длительность импульса и чем меньше индуктивность:

$$W_L = \frac{1}{2} I_L^2 L = \frac{E_a^2}{2L} \tau.$$

Индуктивность L требуется тем меньшая, чем короче требуемое время спадания импульса. Следовательно, из этих соображений вытекает, что диод должен обладать и малой емкостью, так как его емкость входит в паразитную емкость схемы.

При колебательном разряде паразитной емкости, когда $k^2 < 0$, решение уравнения (18. 2. 4) имеет вид:

$$u = (A\cos\omega t - B\sin\omega t)\,e^{-at}, \qquad (18.2.16)$$

где

$$a = \frac{1}{2R_н C_0}; \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{LC_0} - a^2};$$

$$A = E_a; \quad B = \frac{a}{\omega}(E_a + 2I_L R_н).$$

Время спадания импульса определяется выражением

$$\operatorname{tg}\omega\tau_2 = \frac{A}{B} = \frac{2\omega C_0 R_н}{1 + \frac{2\tau R_н}{L}}.$$

Из этого выражения при заданном времени спадания импульса τ_2 может быть найдена величина индуктивности. В частности, при $\omega\tau_2 \ll 1$, т. е. при $R_н \simeq \frac{1}{2}\sqrt{\frac{L}{C_0}}$, L определяется, как и в случае апериодического разряда, формулой (18. 2. 6).

Если же пренебречь сопротивлением нагрузки, что справедливо при модуляции магнетронного генератора из-за быстрого срыва колебаний, то

$$a \cong 0 \quad \left(\frac{1}{R_н} \cong 0\right)$$

и

$$\operatorname{tg}\omega\tau_2 = \frac{\omega L C_0}{\tau};$$

но при этом $\omega^2 = \frac{1}{LC_0}$, следовательно,

$$\operatorname{tg}\omega\tau_2 = \frac{1}{\omega\tau}. \qquad (18.2.17)$$

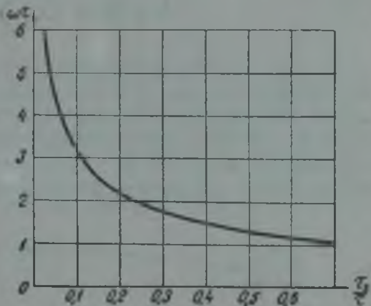


Рис. 18. 2. 6.

Для решения последнего уравнения проще всего построить график, связывающий $\omega\tau$ и $\frac{\tau_2}{\tau}$. При построении графика надлежит задаваться величиной $\omega\tau$ и из (18. 2. 17) находить

$$\frac{\tau_2}{\tau} = \frac{1}{\omega\tau}\operatorname{arctg}\frac{1}{\omega\tau}.$$

Построенный таким образом график представлен на рис. 18. 2. 6. С помощью этого графика по заданным τ_2, τ и C_0 легко найти необходимую величину индуктивности. Действительно, по $\frac{\tau_2}{\tau}$ из графика находим $\omega\tau$ и затем $L = \frac{1}{\omega^2 C_0}$.

Ток в индуктивности к моменту смены полярности напряжения на нагрузке, при $\frac{1}{R_н} = 0$, согласно (18. 2. 16) и (18. 2. 8) составляет

$$I_a = \frac{\omega C_0}{\sin\omega\tau_2} E_a = \omega C_0 E_a \sqrt{1 + \omega^2\tau^2}.$$

Поведение схемы после смены полярности напряжения точно такое же, как и в предыдущем случае.

Проведенный анализ показывает, что в модуляторе с частичным разрядом емкостного накопителя длительность времени спадания импульса определяет вид схемы модулятора (рис. 18. 1. 1 или 18. 1. 7) и величину корректирующей индуктивности L.

§ 18. 3. Процессы в модуляторе при формировании фронта импульса

Рассмотрим сначала схему, предназначенную для модуляции триодного генератора. При рассмотрении процессов на фронте импульса можно пренебречь изменением напряжения на накопительном конденсаторе и током, протекающим от источника питания, т. е. считать $R_1 = \infty$. При этих предположениях эквивалентная схема, определяющая процесс формирования фронта импульса, может быть представлена в виде, изображенном на рис. 18. 3. 1.

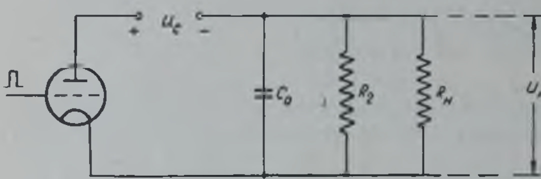


Рис. 18. 3. 1.

Напряжение на сетке будем считать устанавливающимся мгновенно при подаче управляющего импульса и после остающимся неизменным. В таком случае анодный ток модуляторной лампы будет изменяться только вследствие изменения напряжения на аноде. Характеристика анодного тока может быть аппроксимирована для целей расчета двумя отрезками прямых (рис. 18. 3. 2). При возрастании напряжения на нагрузке напряжение на аноде уменьшается и точка, характеризующая режим

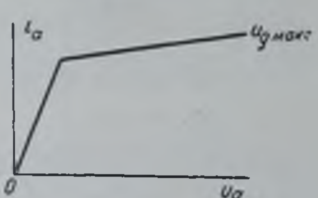


Рис. 18. 3. 2.

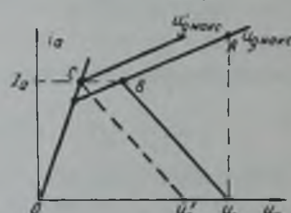


Рис. 18. 3. 3.

модуляторной лампы, будет передвигаться влево по статической характеристике. В установившемся режиме эта характеризующая режим модуляторной лампы точка может оказаться на различных участках статической характеристики: в области «недонапряженного» режима (рис. 18. 3. 3, точка B) или в области «перенапряженного» режима (рис. 18. 3. 4, точка B). В первом случае из энергетических соображений целесообразно уменьшить напряжение на накопительном конденсаторе и несколько увеличить напряжение на сетке (до величин u'_C и $u'_{g\,макс}$ соответственно), чтобы рабочая точка C попала на линию критического режима, так как в этом случае при том же режиме генератора уменьшится напряжение и мощность рассеяния на аноде модуляторной лампы.

Во втором случае, очевидно, тот же самый режим генератора можно получить при меньшем напряжении на сетке $u'_{g\,макс}$. При этом несколько уменьшится мощность рассеяния на аноде модуляторной лампы вследствие того, что во время процесса установления через модуляторную лампу будут протекать меньшие токи. Поэтому, с точки зрения повышения к. п. д. модулятора, целесообразно подбирать такие напряжения на накопительном конденсаторе и на сетке модуляторной лампы, чтобы во время импульса модуляторная лампа работала в критическом режиме. Из рис. 18. 3. 4 следует, что это будет иметь место при

$$I_a = S_{кр}(u_C - E_a) = S\left[u'_{g\,макс} + D(u_C - E_a) - DE_{a^\circ}\right],$$

т. е. при:

$$u_C = E_a + \frac{I_a}{S_{кр}}, \quad u'_{g\,макс} = \left(\frac{1}{S} - \frac{D}{S_{кр}}\right) I_a + DE_{a^\circ}, \qquad (18.3.1)$$

где E_a и I_a — рабочие напряжение и ток генератора (включая и ток через сопротивление R_2);

E_{a° — анодное напряжение приведения модуляторной лампы (см. стр. 23).

Если режим лампы подобран именно таким образом, то в процессе формирования фронта импульса рабочая точка будет передвигаться по пологой части характеристики анодного тока от точки A до точки B (рис. 18. 3. 4). Анодный ток модуляторной лампы при этом будет равен

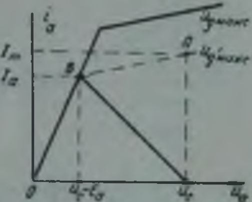


Рис. 18. 3. 4.

$$i_a = I_m - \frac{u}{R_i},$$

где u — напряжение на нагрузке;

R_i — внутреннее сопротивление модуляторной лампы;

I_m — значение анодного тока при $u_a = u_C$.

Уравнение, описывающее процесс заряда емкости C_0 (рис. 18. 3. 1), имеет вид:

$$i_a = C_0 \frac{du}{dt} + \frac{u}{R_2} + \frac{u}{R_н},$$

или

$$I_m = \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_н}\right) u + C_0 \frac{du}{dt},$$

с начальным условием при $t = 0$, $u = 0$ (если считать, что модуляторная лампа включается в момент времени $t = 0$). Решение этого уравнения имеет вид:

$$u = \frac{I_m}{\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_2}}\left[1 - e^{-\frac{t}{C_0}\left(\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_2}\right)}\right], \qquad (18.3.2)$$

или

$$u = E_a\left[1 - e^{-\frac{t}{C_0}\left(\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_2}\right)}\right],$$

так как

$$I_a = I_m - \frac{E_a}{R_i} = \frac{E_a}{R_н} + \frac{E_a}{R_2}.$$

Если принять за длительность фронта импульса τ_1 время, в течение которого напряжение на нагрузке достигает величины $u = 0{,}95E_a$, то из полученного решения будем иметь:

$$\tau_1 = \frac{3C_0}{\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_2}}.$$

Если требуемая длительность фронта импульса оказывается меньше этой величины, то ее можно получить либо уменьшением внутреннего сопротивления модуляторных ламп, например путем включения нескольких ламп параллельно, либо путем увеличения тока модуляторной лампы за счет увеличения напряжения на сетке. В последнем случае рабочая точка будет передвигаться по ломаной линии ABC (рис. 18. 3. 5).

На участке BC модуляторная лампа эквивалентна весьма малому сопротивлению $\frac{1}{S_{кр}}$, благодаря чему процесс на этом участке будет протекать очень быстро. Время установления определяется временем движения рабочей точки по участку AB до тех пор, пока напряжение на нагрузке не достигнет величины $0{,}95E_a$. Но на участке AB закон изменения напряжения определяется выражением (18. 3. 2), поэтому длительность фронта находится из условия:

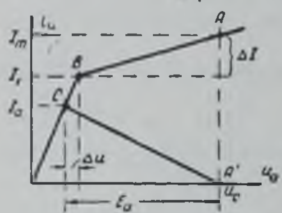


Рис. 18. 3. 5.

$$0{,}95E_a = \frac{I_m}{\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_2}}\left(1 - e^{-\frac{\tau_1}{\tau_0}}\right),$$

где $\tau_0 = \frac{C_0}{\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_2}}$ — постоянная времени зарядной цепи. Это условие можно переписать в виде:

$$0{,}95\left(I_a + \frac{E_a}{R_i}\right) = I_m\left(1 - e^{-\frac{\tau_1}{\tau_0}}\right),$$

так как

$$I_a = \frac{E_a}{R_н} + \frac{E_a}{R_2}.$$

Из рисунка же 18. 3. 5 следует, что

$$I_m = I_1 + \Delta I,$$

где

$$\Delta I = \frac{E_a}{R_i},$$

поэтому

$$\frac{I_1 + \Delta I}{I_a + \Delta I} = \frac{0{,}95}{1 - e^{-\frac{\tau_1}{\tau_0}}}. \tag{18.3.3}$$

Следовательно, для укорочения фронта импульса необходимо увеличивать ток I_1 модуляторной лампы. Из уравнения (18. 3. 3) по заданной длительности фронта можно определить необходимое увеличение тока модуляторной лампы I_1 по сравнению с током в нагрузке I_a, причем для приближенной оценки можно полагать $\Delta I = 0$.

При модуляции магнетронного генератора процесс будет протекать аналогично. Вольтамперная характеристика магнетрона для целей расчета может быть аппроксимирована отрезком прямой (рис. 18.3.6):

$$I_a = \frac{E_a - E_0}{r} \text{ при } E_a > E_0;$$

$$I_a = 0 \text{ при } E_a < E_0.$$

Если провести вольтамперную характеристику на семействе статических характеристик анодного тока модуляторной лампы, отсчитывая для нее напряжение влево от точки $u_a = u_C$, то она пройдет как показано на рис. 18.3.7 прямой OD. Пересечение ее с характеристикой анодного тока дает рабочую точку D, соответствующую установившемуся режиму.

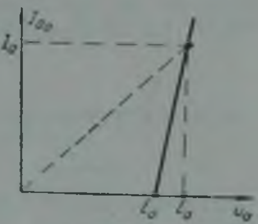


Рис. 18.3.6.

Процесс установления протекает следующим образом.

При перемещении рабочей точки из A в B магнетрон не работает, его сопротивление весьма велико, поэтому происходит заряд емкости C_0 через модуляторную лампу. Дифференциальное уравнение для этого процесса имеет вид:

$$C_0 \frac{du}{dt} = I_m - \frac{u}{R_i}$$

и

$$u = I_m R_i \left(1 - e^{-\frac{t}{C_0 R_i}}\right).$$

В момент времени t_1 напряжение на емкости достигает величины E_0, при которой начинает работать магнетрон:

$$t_1 = R_i C_0 \ln \frac{1}{1 - \frac{E_0}{I_m R_i}}. \qquad (18.3.4)$$

Начиная с этого момента, уравнение нестационарного процесса имеет вид:

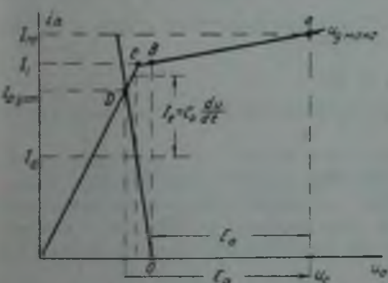


Рис. 18. 3. 7.

$$C_0 \frac{du}{dt} = I_m - \frac{u}{R_i} - I_a,$$

где $I_a = \frac{u - E_0}{r}$ — ток магнетрона, или

$$C_0 \frac{du}{dt} + u\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R_i}\right) = \frac{E_0}{r} + I_m,$$

причем, как правило, $R_i \gg r$ и $I_m \ll \frac{E_0}{r}$; поэтому, приближенно,

$$rC_0 \frac{du}{dt} + u \approx E_0.$$

Постоянная времени rC_0 достаточно мала и процесс будет протекать очень быстро, таким образом временем прохождения участка BC можно пренебречь. Аналогично, на участке CD уравнение имеет вид

$$C_0 \frac{du}{dt} = I_a - I_0,$$

где $i_a = S_{кр}(u_C - u)$ — ток модуляторной лампы; поэтому уравнение можно переписать в виде:

$$C_0 \frac{du}{dt} + u\left(S_{кр} + \frac{1}{r}\right) = S_{кр} u_C + \frac{E_0}{r}.$$

Поскольку $S_{кр} \gg \frac{1}{R_i}$, то на этом участке постоянная времени будет еще меньше, чем на участке BC.

Следовательно, за длительность фронта импульса можно с достаточной степенью точности принять время t_1 (18. 3. 4).

Влиянием индуктивности, включенной параллельно магнетрону, при всех процессах на фронте импульса можно пренебречь, так как ток в ней очень мал. Действительно, если считать напряжение на индуктивности растущим по линейному закону (что приблизительно имеет место при заряде емкости C_0 в процессе формирования фронта импульса):

$$u_a = \frac{t}{\tau_1} E_a,$$

то ток в индуктивности удовлетворяет уравнению:

$$L \frac{di}{dt} = u = \frac{E_a}{\tau_1} t,$$

с начальным условием $i = 0$ при $t = 0$. Интегрируя это уравнение, получим

$$i = \frac{E_a}{2\tau_1 L} t^2.$$

При $t = \tau_1$,

$$i = i_1 = \frac{E_a \tau_1}{2L} = \frac{1}{2} \frac{\tau_1}{\tau} I_L,$$

где τ—длительность импульса и $I_L = \frac{E_a \tau}{L}$ — ток в индуктивности к моменту окончания импульса. Этот ток в индуктивности I_L всегда мал по сравнению с током в нагрузке, $I_L \ll I_a$, в противном случае к. п. д. модулятора будет весьма низок. Кроме того, $\frac{\tau_1}{\tau} \ll 1$, поэтому ток в индуктивности к концу фронта импульса значительно меньше тока в ней к концу импульса, а следовательно, и тока в нагрузке:

$$i_1 \ll I_L \ll I_a,$$

вследствие чего при рассмотрении процесса формирования фронта импульса с этим током можно не считаться.

В предыдущем рассмотрении предполагалось, что напряжение на сетке устанавливается мгновенно. В действительности же импульс, подаваемый на сетку модуляторной лампы, не имеет строго прямоугольной формы, и напряжение на сетке нарастает постепенно. Оценим влияние крутизны фронта импульса на сетке на длительность фронта импульса в анодной цепи модулятора.

Пусть на сетку модуляторной лампы поданы постоянное запирающее напряжение $E_g < E_{gB}$ и импульс отпирающего напряжения с амплитудой U_{mg}, который изменяется по экспоненциальному закону:

$$u_g = U_{mg}\left(1 - e^{-\alpha t}\right).$$

При максимальном напряжении на сетке

$$u_{g\,макс} = E_g + U_{mg}$$

анодный ток положим равным I_m. Пока напряжение на сетке меньше E_{gB} (рис. 18. 3. 8), анодный ток отсутствует. Ток появится начиная с момента времени t_1, когда

$$E_g + U_{mg}\left(1 - e^{-a_0 t_1}\right) = E_{gB},$$

откуда

$$t_1 = \frac{1}{a_0} \ln \frac{U_{mg}}{U_{mg} + E_g - E_{gB}}, \qquad (18.3.5)$$

причем ток будет нарастать по закону:

$$i_a = S\left[E_g - E_{gB} + U_{mg}\left(1 - e^{-a_0 t}\right) - Du\right] =$$
$$= S\left[U_{mg}\left(e^{-a_0 t_1} - e^{-a_0 t}\right) - Du\right] = S\left\{U_{mg} e^{-a_0 t_1}\left[1 - e^{-a(t - t_1)}\right] - Du\right\}.$$

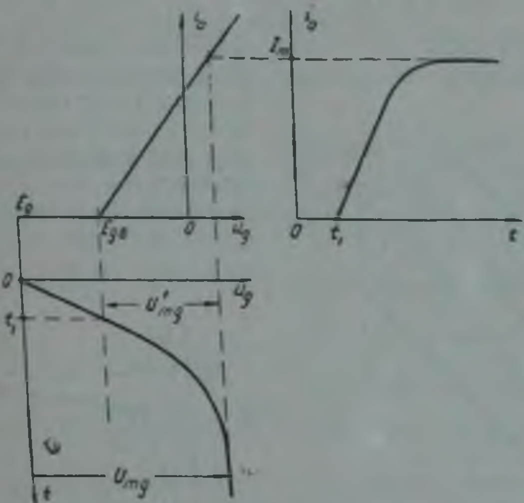


Рис. 18. 3. 8.

Но из рис. 18. 3. 8 следует, что

$$U_{mg} e^{-a_0 t_1} = U'_{mg},$$

поэтому

$$SU_{mg} e^{-a_0 t_1} = I_m$$

и

$$i_a = I_m\left(1 - e^{-a_0 t}\right) - \frac{u}{R_i},$$

если отсчет времени вести начиная с момента отпирания лампы $t = t_1$.

Напряжение на нагрузке будет удовлетворять уравнению:

$$C_0 \frac{du}{dt} + \frac{u}{R_н} = I_m\left(1 - e^{-a_0 t}\right) - \frac{u}{R_i},$$

или

$$\frac{1}{a} \frac{du}{dt} + u = \frac{I_m R_i R_н}{R_i + R_н}\left(1 - e^{-a_0 t}\right),$$

где

$$a = \frac{R_i + R_н}{C_0 R_i R_н},$$

с начальным условием при $t = 0$, $u = 0$.

Решение этого уравнения имеет вид

$$u = I_m \frac{R_i R_н}{R_i + R_н}\left(1 - \frac{\frac{a_0}{a} e^{-at} - e^{-a_0 t}}{\frac{a_0}{a} - 1}\right),$$

которое при $a_0 \to \infty$ дает рассмотренный выше случай с бесконечно крутым фронтом модулирующего напряжения. Обозначим

$$\frac{a_0}{a} = \beta; \quad at = x;$$

тогда

$$u = I_m \frac{R_i R_н}{R_i + R_н}\left(1 - \frac{\beta e^{-x} - e^{-\beta x}}{\beta - 1}\right) = I_m \frac{R_i R_н}{R_i + R_н} f(x, \beta).$$

Графики функции $f(x, \beta)$ для различных значений β представлены на рис. 18. 3. 9, из которых видно, что с уменьшением крутизны фронта сеточного напряжения длительность фронта импульса напряжения на нагрузке возрастает. Последнее объясняется тем, что зарядный ток конденсатора C_0 уменьшается, так как при постепенном возрастании сеточного напряжения рабочая точка движется по семейству характеристик анодного тока по пунктирной кривой $A'B$ (рис. 18. 3. 10), а не по прямым $A'A—AB$, соответствующим $\beta = \infty$.

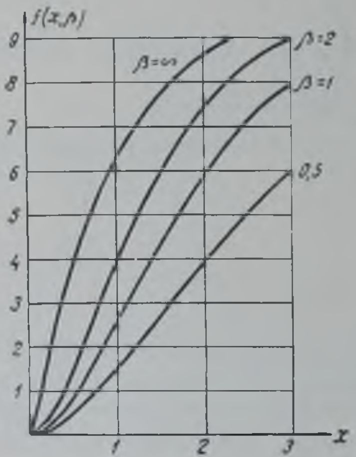


Рис. 18. 3. 9.

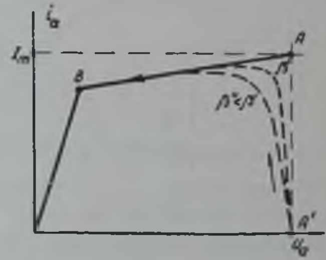


Рис. 18. 3. 10.

Из графиков рис. 18. 3. 9 можно получить следующее приближенное выражение для оценки длительности фронта импульса с учетом крутизны фронта сеточного импульса:

$$\tau_1' \cong \tau_1 \left(1 + \frac{1.5}{\beta}\right),$$

где τ_1 — длительность фронта импульса при $\beta = \infty$. Приведенная формула позволяет сформулировать требования к импульсу напряжения на сетке. При этом необходимо учитывать также, что импульс в анодной цепи запаздывает от импульса в сеточной цепи на время t_1 (18. 3. 5).

Таким образом, в настоящем параграфе рассмотрены все факторы, влияющие на длительность фронта импульса, и приведены соображения, позволяющие выбрать режим модуляторной лампы, обеспечивающий достаточно малое время нарастания напряжения на нагрузке.

Поскольку при отпирании модуляторной лампы через нее проходит анодный ток, то на ее аноде рассеивается некоторая мощность. Определим мощность рассеяния на аноде за время длительности фронта импульса.

Напряжение на нагрузке приближенно может быть записано в виде:

$$u \cong E_a\left(1 - e^{-at}\right),$$

где $a = \frac{1}{C_0}\left(\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_i}\right)$. Напряжение на аноде модуляторной лампы:

$$u_a = u_C - u = u_C - E_a + E_a e^{-at} = E_м + E_a e^{-at},$$

где $E_м = u_C - E_a$ — напряжение на аноде модуляторной лампы во время импульса. Анодный ток равен (рис. 18.3.5)

$$i_a \cong I_1 + \frac{E_a - u}{R_i} = I_1 + \frac{E_a}{R_i}e^{-at}.$$

Мгновенная мощность рассеяния на аноде модуляторной лампы составляет

$$i_a u_a = I_1 E_м + \left(I_1 E_a + \frac{E_a E_м}{R_i}\right)e^{-at} + \frac{E_a^2}{R_i}e^{-2at}.$$

Энергия, выделяемая на аноде за время τ_1, равна

$$W_a' = \int\limits_0^{\tau_1} i_a u_a dt = I_1 E_м \tau_1 + E_a\left(I_1 + \frac{E_м}{R_i}\right)\frac{1 - e^{-a\tau_1}}{a} + \frac{E_a^2}{R_i}\cdot\frac{1 - e^{-2a\tau_1}}{2a}.$$

Но $a \cong \frac{3}{\tau_1}$ и $e^{-a\tau_1} \ll 1$, поэтому

$$W_a' = \tau_1\left[I_1\left(E_м + \frac{E_a}{3}\right) + \frac{E_a}{3R_i}\left(E_м + \frac{E_a}{2}\right)\right].$$

Если частота следования импульсов равна F, то мощность рассеяния на аноде за счет процессов на фронтах импульсов составит приблизительно:

$$P_a' = FW_a' \cong \tau_1 F\left[I_1\left(E_м + \frac{E_a}{3}\right) + \frac{E_a}{3R_i}\left(E_м + \frac{E_a}{2}\right)\right]. \quad (18.3.6)$$

Эта мощность тем меньше, чем меньше длительность фронта импульса и чем меньше падение напряжения на аноде $E_м$, т. е. чем больше крутизна линии критического режима модуляторной лампы.

§ 18.4. Формирование вершины импульса

В течение времени импульса емкость C_0 заряжена и ток в ней отсутствует, поэтому эквивалентная схема, описывающая процесс на вершине при модуляции триодного генератора, имеет вид, изображенный на рис. 18.4.1. Процесс будет протекать различно при различных режимах модуляторной лампы.

Рассмотрим сначала случай, когда рабочая точка находится на пологой части статической характеристики. При таких условиях анодный ток равен

$$i_a = I_0 + \frac{u_C - u}{R_i},$$

где величина I_0 видна из рис. 18.4.2. Для составления уравнения имеем

$$i_a = i_R + i_н;$$

но

$$i_R = \frac{E - u_C + u}{R}$$

и

$$i_н = \frac{u}{R'_н} = -C\frac{du_C}{dt}; \tag{18.4.1}$$

поэтому

$$I_0 + \frac{u_C}{R_i} - \frac{u}{R_i} = \frac{E}{R} - \frac{u_C}{R} + \frac{u}{R} + \frac{u}{R'_н}. \tag{18.4.2}$$

Дифференцируя это уравнение и используя (18.4.1), получим

$$\frac{1}{R'_н C}\left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R}\right) u + \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R'_н} + \frac{1}{R}\right)\frac{du}{dt} = 0$$

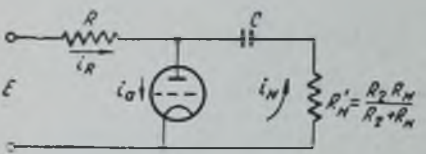


Рис. 18. 4. 1.

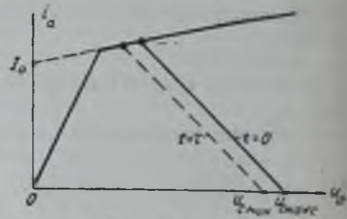


Рис. 18. 4. 2.

или, так как $R \gg R_i$ и $R \gg R'_н$,

$$C\left(R'_н + R_i\right)\frac{du}{dt} + u = 0.$$

Отсюда находим

$$u = E_a e^{-\frac{t}{(R_i + R'_н)C}},$$

поскольку при $t = 0$, $u = E_a$.

За время импульса τ амплитуда напряжения на нагрузке падает на величину

$$\Delta E_a \cong E_a \frac{\tau}{(R'_н + R_i)C},$$

так как $\frac{\tau}{(R'_н + R_i)C} \ll 1$. Следовательно, относительное изменение напряжения на нагрузке (а также и тока) во время импульса

$$G = \frac{\Delta E_a}{E_a} = \frac{\Delta I_a}{I_a} = \frac{\tau}{(R'_н + R_i)C} \tag{18.4.3}$$

тем меньше, чем меньше длительность импульса и чем больше емкость накопительного конденсатора, внутреннее сопротивление модуляторной лампы и сопротивление нагрузки.

Из (18.4.2) следует, если пренебречь величиной $\frac{1}{R}$, что изменение напряжения на накопительном конденсаторе равно

$$\Delta u_C = \frac{R_i + R'_н}{R'_н}\Delta E_a$$

или, используя (18. 4. 3),

$$\Delta u_C = \frac{E_a}{R_н' C}\tau. \tag{18.4.4}$$

Последнее выражение можно получить еще следующим образом. За время импульса с конденсатора снимается заряд

$$Q \simeq I_a \tau = \frac{E_a}{R_н'}\tau.$$

За счет уменьшения заряда напряжение на конденсаторе упадет на величину

$$\Delta u_C = \frac{Q}{C}.$$

Сравнивая приведенные выражения, получим (18. 4. 4).

Если рабочая точка во время импульса выбрана на линии критического режима (рис. 18. 4. 3), то

$$i_a = S_{кр}(u_C - u),$$

и уравнение (18. 4. 2), если положить $\frac{1}{R} = 0$, принимает вид:

$$u_C = u\left(1 + \frac{1}{S_{кр}R_н'}\right)$$

или

$$R_н' C\left(1 + \frac{1}{S_{кр}R_н'}\right)\frac{du}{dt} + u = 0.$$

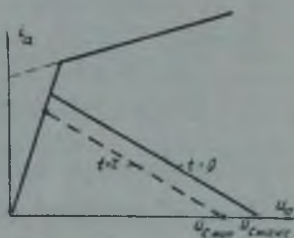


Рис. 18. 4. 3.

Изменение напряжения в течение импульса составит

$$G = \frac{\Delta E_a}{E_a} = \frac{\Delta I_a}{I_a} = \frac{\Delta u_C}{u_C} = \frac{\tau}{R_н' C\left(1 + \frac{1}{S_{кр}R_н'}\right)} = \frac{\tau}{C\left(R_н' + \frac{1}{S_{кр}}\right)}. \tag{18.4.5}$$

Величина $\frac{1}{S_{кр}} = R_м$ есть сопротивление модуляторной лампы, поэтому

$$E_a = u_C \frac{R_н'}{R_н' + R_м} \tag{18.4.6}$$

и

$$G = \frac{\Delta E_a}{E_a} = \frac{\Delta u_C}{u_C} = \frac{\tau}{(R_н' + R_м)C}. \tag{18.4.7}$$

Следует заметить, что во втором случае изменение напряжения на нагрузке получается большим, чем в первом, так как $R_i > \frac{1}{S_{кр}}$. Поэтому с точки зрения постоянства напряжения на нагрузке предпочтительнее работа модуляторной лампы в недонапряженном режиме. При выборе режима лампы необходимо учитывать однако, что в недонапряженном режиме мощность рассеяния на аноде сравнительно велика и к. п. д. модулятора низок. Более высокий к. п. д. получается при работе модуляторной лампы в перенапряженном режиме, но в этом режиме велики сеточные токи, которые могут привести к перегреву сетки, особенно в мощных модуляторных лампах.

В случае работы модулятора на магнетрон эквивалентная схема, описывающая процесс на вершине импульса, имеет вид, представленный на рис. 18. 4. 4, причем, согласно анализу предыдущей схемы, током от источника питания пренебрегаем.

При работе лампы в недонапряженном режиме имеем следующие уравнения:

$$I_0 + \frac{u_C - u}{R_i} = \frac{u - E_0}{r} + i_L; \tag{18.4.8}$$

$$-C\frac{du_C}{dt} = \frac{u - E_0}{r} + i_L, \tag{18.4.9}$$

где i_L — ток в индуктивности, который можно принять равным

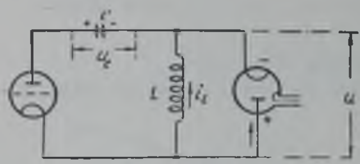


Рис. 18. 4. 4.

$$i_L = \frac{E_a}{L}\, t.$$

Из уравнения (18. 4. 8) имеем

$$u_C = \frac{R_i + r}{r}\, u + \frac{R_i E_a}{L}\, t - \left(I_0 + \frac{E_0}{r}\right) R_i. \tag{18.4.10}$$

После подстановки этого выражения в (18. 4. 9) получим

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{C(R_i + r)}\, u = \frac{E_0}{C(R_i + r)} - \frac{R_i r \cdot E_a}{L(R_i + r)} - E_a \frac{r}{LC(R_i + r)}\, t. \tag{18.4.11}$$

Решение последнего уравнения при начальном условии $u = E_a|_{t=0}$ имеет вид:

$$u = \left[E_a\left(1 - r^2\frac{C}{L}\right) - E_0\right] e^{-\frac{t}{C(r + R_i)}} + E_0 + r^2\frac{C}{L} E_a - \frac{rE_a}{L}\, t.$$

Разлагая $e^{-\frac{t}{C(r+R_i)}}$ в ряд и ограничиваясь двумя членами, получим

$$u = E_a - t\left[\frac{E_a - E_0}{(R_i + r)C} + \frac{R_i r}{(R_i + r)L} E_a\right].$$

Изменение напряжения на нагрузке за время импульса составит:

$$\left.\begin{aligned} \Delta E_a &= -\left[\frac{E_a - E_0}{(R_i + r)C} + \frac{R_i r}{R_i + r}\frac{E_a}{L}\right]\tau; \\ G &= \left|\frac{\Delta E_a}{E_a}\right| = \frac{\tau}{R_i + r}\left[\frac{1}{C}\frac{E_a - E_0}{E_a} + \frac{R_i r}{L}\right]. \end{aligned}\right| \tag{18.4.12}$$

Из (18. 4. 10) имеем для изменения напряжения на конденсаторе

$$\Delta u_C = \frac{R_i + r}{r}\Delta u + \frac{R_i E_a}{L}\Delta t,$$

что за время длительности импульса $\Delta t = \tau$ составит

$$\Delta u_C = \frac{R_i + r}{r}\Delta E_a + \frac{R_i E_a}{L}\tau.$$

После подстановки значения ΔE_a из (18. 4. 12) получим

$$\Delta u_C = -\frac{E_a - E_0}{r}\frac{\tau}{C}. \tag{18.4.13}$$

Полученное выражение вытекает из условия сохранения заряда, поскольку $\frac{E_a-E_0}{r}$ есть ток магнетрона. Следует заметить, что в выражение для Δu_C не входит индуктивность, хотя через нее тоже стекает некоторый заряд с конденсатора накопителя. Это объясняется тем обстоятельством, что при выводе формулы ограничились только линейными членами при разложении в ряд $e^{-\frac{t}{(R_i+r)C}}$. Заряд же, снимаемый с конденсатора через индуктивность

$$Q_L=\int_0^\tau i_L dt=\frac{E_a}{L}\int_0^\tau t\cdot dt=\frac{E_a}{2L}\tau^2,$$

является членом второго порядка малости.

Наличие члена, зависящего от индуктивности, в выражении (18. 4. 12) объясняется следующим образом. Первое слагаемое в (18. 4. 12) есть изменение напряжения на нагрузке, обусловленное изменением напряжения на накопительном конденсаторе за счет его разряда. Второе же слагаемое характеризует увеличение падения напряжения на модуляторной лампе из-за увеличения тока в индуктивности, протекающего вместе с током нагрузки через модуляторную лампу.

При выборе рабочей точки модуляторной лампы на линии критического режима уравнение будет иметь тот же самый вид, если заменить R_i на $R_м=\frac{1}{S_{кр}}$. Поэтому изменение напряжения в данном случае будет равно

$$G=\left|\frac{\Delta E_a}{E_a}\right|=\frac{\tau}{R_м+r}\left[\frac{1}{C}\frac{E_a-E_0}{E_a}+\frac{R_м r}{L}\right]. \qquad (18.4.14)$$

Мощность, рассеиваемую на аноде модуляторной лампы во время импульса в модуляторе без индуктивности, можно вычислить по формуле:

$$P_a' \cong I_м E_м \tau F=\frac{1}{s} I_м E_м, \qquad (18.4.15)$$

где $E_м=u_C-E_a$ — падение напряжения на модуляторной лампе во время импульса;

$s=\frac{1}{\tau F}$ — скважность;

$I_м$ — ток модуляторной лампы во время импульса.

Этот ток равен сумме тока I_a, текущего в нагрузку, и токов через сопротивления R_1 и R_2, равных соответственно:

$$I_{R_1}=\frac{E-E_м}{R_1};$$

$$I_{R_2}=\frac{E_a}{R_2},$$

т. е.

$$I_м=I_a+I_{R_1}+I_{R_2}.$$

В модуляторе с индуктивностью при расчете мощности рассеяния можно считать напряжение на аноде модуляторной лампы неизменным, а ток изменяющимся линейно со временем

$$i_a=I_a+\frac{E_a}{L}t+I_{R_1}.$$

При этих предположениях

$$P'_a = F\int\limits_0^{\tau}\left(I_a + I_{R_1} + \frac{E_a}{L}t\right)E_м\cdot dt = \left(I_a + I_{R_1} + \frac{E_a}{2L}\tau\right)E_м\cdot\tau F =$$

$$= \frac{1}{s}\left(I_a + I_{R_1} + \frac{I_L}{2}\right)E_м, \qquad (18.4.16)$$

где $I_L = \frac{E_a\tau}{L}$ — ток в индуктивности к концу импульса.

Для удовлетворительной работы высокочастотного генератора необходимо, чтобы напряжение на нем во время импульса менялось незначительно. Особенно важно постоянство напряжения на аноде магнетрона, поскольку у него достаточно малые изменения анодного напряжения вызывают значительные изменения тока, а следовательно, частоты и мощности генерируемых колебаний. Допустимые изменения анодного напряжения для триодных генераторов составляют 5—10%, а для магнетронных 2—5% и иногда даже менее 2%. Из формул (18. 4. 7), (18. 4. 12) и (18. 4. 14) следует, что в рассмотренных схемах модуляторов получение высокой стабильности напряжения на нагрузке во время импульса возможно практически только за счет увеличения емкости накопительного конденсатора. Однако иногда габариты и вес аппаратуры не позволяют увеличить емкость накопительного конденсатора. В этих случаях необходимо принимать специальные меры для увеличения стабильности напряжения на нагрузке.

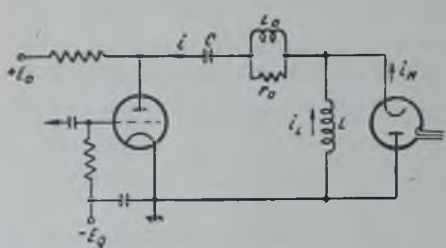


Рис. 18. 4. 5.

Одним из способов коррекции формы импульса является включение в цепь разряда накопительного конденсатора корректирующей цепочки, состоящей, например, из параллельно соединенных сопротивления r_0 и индуктивности L_0 (рис. 18. 4. 5). Такая схема работает следующим образом. Изменение напряжения на нагрузке вызвано, во-первых, тем, что во время импульса из-за разряда накопительного конденсатора уменьшается напряжение на нем и, во-вторых, тем, что из-за увеличения тока в индуктивности возрастает падение напряжения на модуляторной лампе и в результате уменьшается напряжение на нагрузке. При наличии корректирующей цепочки после включения модуляторной лампы и окончания процесса заряда паразитной емкости разрядный ток конденсатора C в первый момент времени протекает только через сопротивление корректирующей цепочки, ток же в индуктивности L_0 отсутствует. В дальнейшем ток через индуктивность L_0 начинает расти, эффективное сопротивление корректирующей цепочки уменьшается, в результате чего уменьшается и падение напряжения на ней. Это уменьшение падения напряжения на корректирующей цепочке компенсирует уменьшение напряжения на конденсаторе и увеличение падения напряжения на модуляторной лампе. Следовательно, при той же емкости накопительного конденсатора можно получить значительно большее постоянство напряжения на нагрузке, чем в описанных выше схемах. Недостатками такой схемы коррекции являются необходимость повышения напряжения источника питания, поскольку часть напряжения гасится на этой цепочке, а также увеличение потерь в схеме.

Другая возможная схема корректирующей цепочки указана на рис. 18. 4. 6. Эта схема не содержит активного сопротивления, однако она имеет три элемента, вместо двух в предыдущей схеме, одним из которых является достаточно высоковольтный конденсатор.

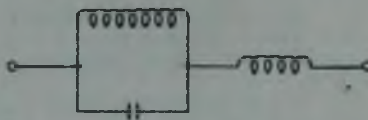


Рис. 18. 4. 6.

Для уяснения принципа расчета корректирующей цепочки рассмотрим простейшую схему модулятора, когда модуляторная лампа и высокочастотный генератор могут быть заменены постоянными сопротивлениями $R_м$ и $R_н$ (рис. 18. 4. 7). Поскольку сопротивления $R_м$ и $R_н$ соединены последовательно, при расчете они могут быть заменены одним сопротивлением $R = R_м + R_н$.

Уравнения, описывающие поведение такой схемы, имеют вид:

$$u_C = iR + (i - i_L)\, r; \tag{18.4.17}$$

$$L\frac{di_L}{dt} = (i - i_L)\, r; \tag{18.4.18}$$

$$i = -C\frac{du_C}{dt}. \tag{18.4.19}$$

Из (18. 4. 19) и (18. 4. 17) имеем

$$\frac{di_L}{dt} = \frac{R+r}{r}\frac{di}{dt} + \frac{i}{rC}.$$

Подставляя это выражение в (18. 4. 18), найдем

$$i_L = i\left(1 - \frac{L}{r^2C}\right) - \frac{L(R+r)}{r^2}\frac{di}{dt}. \tag{18.4.20}$$

Подставив последнее выражение опять в (18. 4. 18), окончательно получим:

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{rRC + L}{LC(R+r)}\frac{di}{dt} + \frac{r}{(R+r)LC}\, i = 0. \tag{18.4.21}$$

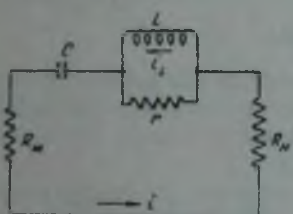


Рис. 18. 4. 7.

Одно начальное условие для рассматриваемой схемы имеет вид

$$i\big|_{t=0} = \frac{E}{R+r}, \tag{18.4.22}$$

где E — напряжение, до которого был заряжен конденсатор; другое можно получить из (18. 4. 20), используя условие $i_L|_{t=0} = 0$:

$$\frac{di}{dt}\bigg|_{t=0} = \frac{E}{L}\left(\frac{r}{R+r}\right)^2\left(1 - \frac{L}{r^2C}\right). \tag{18.4.23}$$

Параметры корректирующей цепочки можно определить, не решая уравнения (18. 4. 21), поскольку для нас представляет интерес поведение тока только при малых $t \leqslant \tau$. Это дает возможность представить решение в виде ряда:

$$i = i\big|_{t=0} + \frac{di}{dt}\bigg|_{t=0}\cdot t + \frac{1}{2!}\frac{d^2i}{dt^2}\bigg|_{t=0} t^2 + \ldots$$

Если ограничиться двумя членами ряда, то ток в нагрузке будет равен

$$i = i\big|_{t=0} + \frac{di}{dt}\bigg|_{t=0}\cdot t.$$

Наименьшее изменение тока, очевидно, будет при условии:

$$\frac{di}{dt}\bigg|_{t=0} = 0.$$

т. е., согласно (18. 4. 23), при

$$r^2C = L.$$

Это условие позволяет выбрать корректирующую индуктивность, если задаться сопротивлением r, исходя из допустимого увеличения напряжения на конденсаторе:

$$\Delta u_C = i\,|_{t=0} \cdot r \cong I_a \cdot r.$$

Для оценки получающейся нестабильности тока необходимо вычислить второй член, используя уравнение (18. 4. 21) при $t = 0$. В этом случае можно задаться допустимым изменением напряжения и тогда получить второе условие, связывающее r и L.

Более точная коррекция получается, если в разложении взять три члена и потребовать, чтобы при $t = \tau$ ток снова принял начальное значение. В этом случае ток в нагрузке будет иметь некоторый максимум в середине импульса (рис. 18. 4. 8). Согласно теореме Чебышева о наилучшем приближении этот случай соответствует наилучшей коррекции вершины импульса.

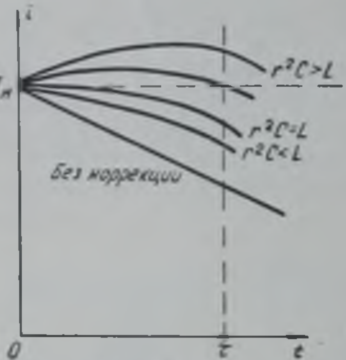


Рис. 18. 4. 8.

Таким способом можно решить задачу о выборе элементов корректирующей цепочки любой схемы. Следует заметить, что для сложных схем расчеты получаются громоздкими.

Включение корректирующей цепочки дает существенное улучшение формы импульса: при той же емкости накопительного конденсатора изменения тока магнетрона в течение импульса уменьшаются в несколько раз (до десяти), или, при одинаковых изменениях тока, в схеме без коррекции необходимо применять накопительный конденсатор, с емкостью в несколько раз большей емкости конденсатора в схеме с коррекцией.

Наиболее эффективно корректирующая цепочка работает при малых длительностях импульсов и малых сопротивлениях нагрузки.

Схема с коррекцией формы импульса является переходной схемой от модулятора с частичным разрядом накопителя к модулятору с полным разрядом накопителя. Элементы искусственной линии как раз и будут корректирующими элементами, позволяющими получить форму импульса при полном разряде накопителя близкой к прямоугольной.

§ 18. 5. Модуляторные лампы

В модуляторе с использованием частичного разряда накопителя роль коммутатора может выполнять только электронная лампа с жестким вакуумом. В настоящем параграфе будут рассмотрены основные требования, которые предъявляются к модуляторной лампе.

Во время импульса модуляторная лампа открыта и через нее проходит ток, несколько больший тока нагрузки. Падение напряжения на аноде модуляторной лампы в это время невелико по сравнению с напряжением на нагрузке. В интервалы времени между импульсами модуляторная лампа заперта, но к ее аноду приложено все напряжение накопительного конденсатора, которое несколько выше напряжения, приложенного к нагрузке во время импульса. Поэтому мощность модулятора, т. е. мощность, обеспечиваемая им в нагрузке, определяется импульсом анодного тока модуляторной лампы и допустимым напряжением на ее аноде.

Если максимальные величины анодного тока и напряжения для модуляторной лампы заданы, то, очевидно, мощность модулятора будет зависеть от режима модуляторной лампы. Выясним, в каком режиме должна работать модуляторная лампа, чтобы обеспечить максимум мощности в нагрузке. Пусть $E_{макс}$ — максимальное напряжение на аноде, а $u_{g\,макс}$ — максимальное напряжение, которое можно приложить к сетке модуляторной лампы во время импульса. Если провести характеристику анодного тока, соответствующую этому напряжению на сетке (рис. 18. 5. 1), то мощность, развиваемая модулятором, будет зависеть от положения на этой характеристике точки A, показывающей перераспределение напряжения накопительного конденсатора $E_{\text{макс}}$ между напряжением на нагрузке $u_{\text{н}}$ и напряжением на аноде модуляторной лампы $u_{\text{м}}$. Мощность модулятора в этой точке равна

$$P_{\text{м}} = P_{\text{н}} = i_{\text{н}} u_{\text{н}},$$

где $i_{\text{н}}$ — величина анодного тока модуляторной лампы в этой точке.

Поскольку $E_{\text{макс}} = u_{\text{н}} + u_{\text{м}}$, то

$$P_{\text{н}} = i_{\text{н}} (E_{\text{макс}} - u_{\text{м}}).$$

При изменении $u_{\text{м}}$ мощность модулятора будет меняться из-за изменения $i_{\text{н}}$ и $E_{\text{макс}} - u_{\text{м}}$. Очевидно, мощность обращается в нуль при $u_{\text{м}} = E_{\text{макс}}$ и при $u_{\text{м}} = 0$, так как в последнем случае $i_{\text{н}} = 0$. Отсюда

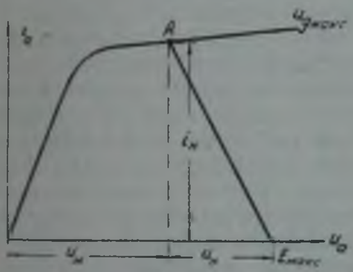


Рис. 18. 5. 1.

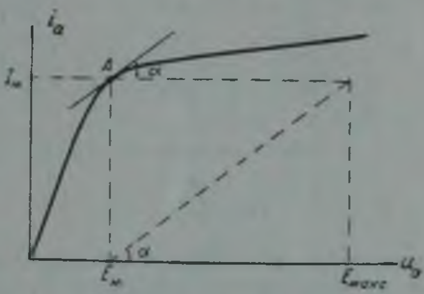


Рис. 18. 5. 2.

следует, что при некотором $u_{\text{м}} = E_{\text{м}}$ мощность модулятора будет максимальна; этот максимум находится из условия:

$$\left.\frac{dP_{\text{н}}}{du_{\text{м}}}\right|_{u_{\text{м}} = E_{\text{м}}} = -i_{\text{н}} + (E_{\text{макс}} - E_{\text{м}}) \frac{di_{\text{н}}}{du_{\text{м}}} = 0,$$

т. е.

$$\frac{di_{\text{н}}}{du_{\text{м}}} = \frac{i_{\text{н}}}{E_{\text{макс}} - E_{\text{м}}}.$$

Это означает, что в точке A касательная к характеристике анодного тока параллельна диагонали прямоугольника, вершинами которого являются точка A и точка $i_a = I_{\text{м}}$, $u_a = E_{\text{макс}}$ (рис. 18. 5. 2). Графическое определение этой точки по известной характеристике анодного тока не представляет больших затруднений.

Из приведенного построения следует, что модуляторная лампа будет отдавать максимум мощности при работе в критическом режиме. К. п. д. модулятора в этом режиме будет определяться крутизной линии критического режима:

$$\eta = \frac{P_{\text{н}}}{P_0} = \frac{I_{\text{м}} (E_{\text{макс}} - E_{\text{м}})}{I_{\text{м}} E_{\text{макс}}} = 1 - \frac{E_{\text{м}}}{E_{\text{макс}}} = 1 - \frac{I_{\text{м}}}{S_{\text{кр}} E_{\text{макс}}}.$$

Следовательно, для увеличения к. п. д. модулятора желательно иметь большие $S_{\text{кр}}$ и $E_{\text{макс}}$.

Построение ламп на высокие анодные напряжения связано с целым рядом затруднений из-за возможности электрического пробоя внутри лампы, поскольку увеличение расстояний между электродами нецелесообразно, так как оно ведет к уменьшению анодного тока. В современных мощных модуляторных лампах рабочие напряжения близки к пробивным (запас электрической прочности невелик). Это приводит к пробоям, которые наблюдаются внутри лампы при ее работе, как при прохождении тока через лампу, так и при его отсутствии. Причина пробоев в настоящее время полностью не выяснена. В лампах с оксидным катодом наблюдается увеличение интенсивности пробоев при увеличении длительности импульса и величины тока в импульсе. Пробои в таких лампах приводят к уменьшению эмиссии катодов и сокращению срока их службы. Кроме того, при пробое импульсный конденсатор сильно разряжается в интервалы времени между импульсами, что нарушает на некоторое время нормальную работу генератора. Если длительность пробоя больше длительности импульса и пробои следуют часто, то это ведет к увеличению потребляемого тока, т. е. к перегрузке источников питания. Для предохранения источников питания должны быть применены меры защиты.

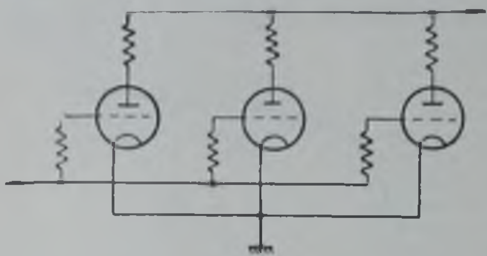


Рис. 18. 5. 3.

Для получения больших импульсов анодного тока катод модуляторной лампы должен обладать большой эмиссией. Уменьшение мощности, расходуемой на нагрев катода, достигается применением активированных катодов. Наибольшее применение в настоящее время приобретают оксидные катоды, эмиссия которых при коротких импульсах значительно превосходит эмиссию в непрерывном режиме.

Современные модуляторные лампы изготовляются на напряжения до 30—40 киловольт и токи до 15—20 ампер. Внутренние сопротивления модуляторных ламп $R_м = \frac{1}{S_{кр}}$ оказываются порядка нескольких десятков или сотен ом. Из приведенных данных следует, что современные модуляторные лампы обеспечивают мощность примерно до 500 киловатт. В случае необходимости построения более мощных модуляторов можно соединять несколько модуляторных ламп параллельно. Вполне удовлетворительные результаты дает включение до шести ламп. При включении нескольких ламп у модуляторного каскада увеличивается склонность к самовозбуждению, для устранения которого в цепи сеток и анодов включаются небольшие активные сопротивления (50—100 ом в сеточных цепях и 10—20 ом в анодных, рис. 18. 5. 3).

Модуляторная лампа фактически работает в режиме сеточной модуляции; в течение длительного времени между импульсами модуляторная лампа заперта путем подачи на сетку большого отрицательного напряжения, к аноду же модуляторной лампы в это время приложено высокое напряжение конденсатора накопителя. В связи со сказанным весьма важно создание ламп с достаточно малым термотоком сетки и достаточно крутой сеточной характеристикой анодного тока в области малых токов.

Термоток сетки протекает непрерывно, поэтому даже малая его величина может привести к большой мощности, потребляемой от источника питания и рассеиваемой на аноде модуляторной лампы. Действительно, если термоток сетки обозначить через $I_т$, то мощность, выделяемая на аноде за счет этого тока, равна

$$P_т \simeq u_C \cdot I_т.$$

Средняя же мощность рассеяния на аноде модуляторной лампы во время импульса примерно равна

$$P_a \simeq \frac{I_м \cdot E_м}{s},$$

где s — скважность.

Поскольку $E_м \cong 0{,}1 \cdot u_C$ и $s \cong 1000$, то мощность рассеяния на аноде за счет термотока сетки будет мала при термотоке сетки

$$I_т \ll 10^{-4} I_м. \qquad (18.5.1)$$

Термоток сетки обусловлен загрязнением сетки активированным покрытием, осаждаемым на сетке в процессе обезгаживания лампы, и нагреванием ее в процессе работы. Для уменьшения термотоков сетка модуляторных ламп покрывается слоем золота или платины.

Недостаточное запирание лампы ведет к тем же явлениям, что и термоток сетки, поэтому запирающее напряжение должно быть значительно больше E_{gB}, и тем больше, чем более полого идет характеристика анодного тока в нижней части (рис. 18.5.4). Запирающее напряжение выбирается таким образом, чтобы в запертом состоянии анодный ток не превышал $2 \cdot 10^{-6}$ от величины рабочего тока (18.5.1).

Увеличение запирающего напряжения приводит к увеличению амплитуды импульса, отпирающего лампу (рис. 18.5.4):

$$U_{mg} = E_{gB} - E_g + \frac{I_m}{S}, \qquad (18.5.2)$$

и увеличению мощности подмодулятора

$$P_{возб} = I_{gm} \cdot U_{mg}. \qquad (18.5.3)$$

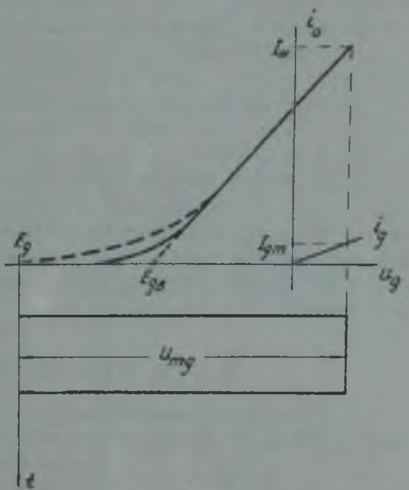


Рис. 18. 5. 4.

Применение очень большого по абсолютной величине запирающего напряжения нецелесообразно и с той точки зрения, что при этом увеличивается напряжение между сеткой и анодом $E_{ag} = E_a - E_g$, а следовательно, и склонность лампы к пробоям. Поэтому при выборе режима напряжение запирания должно быть тщательно подобрано.

Уменьшение запирающего напряжения возможно за счет увеличения крутизны характеристики и при использовании в качестве модуляторных ламп тетродов, так как у них вследствие экранирующего действия второй сетки и подачи на нее относительно низкого напряжения напряжение запирания уменьшается по сравнению с триодом.

При использовании тетродов несколько возрастает потребление модулятора за счет тока второй сетки. Однако общий к. п. д. модулятора обычно не уменьшается, ввиду того что у тетрода больше $S_{кр}$, а следовательно, и к. п. д. модулятора по анодной цепи. Следует заметить, что питание экранной сетки нельзя осуществлять от источника анодного тока, потому что в этом случае придется гасить большую долю анодного напряжения, так как E_{g_2} в 10—15 раз меньше E_a, что связано с большим расходом мощности. Поэтому для питания экранной сетки требуется отдельный источник питания, используемый обычно для питания и подмодулятора. Некоторым недостатком тетродов является также бо́льшая выходная емкость по сравнению с триодами.

В главе 17 говорилось о том, что одним из недостатков сеточной модуляции ламповых генераторов является тяжелый режим генераторной лампы из-за наличия термотоков сетки. Однако из изложенного в настоящем параграфе следует, что при анодной модуляции генераторная лампа разгружается от термотоков сетки за счет модуляторной лампы, работающей в режиме «сеточной модуляции». Модуляторная лампа при анодной модуляции должна быть по мощности такой же, как и генераторная лампа, потому что у них приблизительно одинаковые токи и напряжения. На первый взгляд кажется, что нет никакого выигрыша в отношении термотоков при замене сеточной модуляции анодной. Однако это не совсем так. Генераторная лампа является высокочастотной, тогда как модуляторная — относительно низкочастотной. Поэтому в генераторной лампе, как правило, сетка расположена ближе к катоду, чем в модуляторной лампе, благодаря чему сетка сильнее разогревается за счет излучения тепла катодом. Генераторная лампа работает всегда с меньшим к. п. д., т. е. с большей мощностью рассеяния на аноде, что также повышает температуру сетки. Наконец, сетка генераторной лампы сильно разогревается за счет высокочастотных контурных токов, которые через нее протекают. Поэтому сетка генераторной лампы работает в более тяжелых условиях по сравнению с сеткой модуляторной лампы, в связи с чем переход к анодной модуляции оказывается целесообразным. Кроме того, в случае применения в качестве модуляторных ламп тетродов, мощность, выделяемая за счет термотоков сетки, уменьшается, так как в тетродах термоток сетки будет протекать в основном между управляющей и экранной сетками, причем напряжение на последней значительно меньше анодного.

§ 18. 6. Заряд накопительного конденсатора

При заряде накопительного конденсатора через активное сопротивление в случае работы модулятора на триодный генератор эквивалентная схема имеет вид, изображенный на рис. 18. 6. 1. Напряжение на накопительном конденсаторе во времени меняется как показано на рис. 18. 6. 2, причем $T \cong \frac{1}{F}$, поскольку $T \gg \tau$.

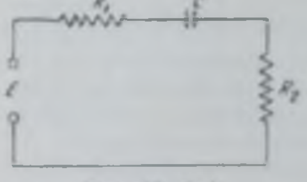


Рис. 18. 6. 1.

Емкость накопительного конденсатора определяется допустимым изменением напряжения на нагрузке во времени импульса. Напряжения u_C и Δu_C определяются тем напряжением, которое необходимо подавать на анод генераторной лампы. Следовательно, при рассмотрении процессов в цепи заряда величины C, u_C, Δu_C и F можно предполагать известными. Из рассмотрения процесса заряда можно получить соображения о выборе величин сопротивлений R_1 и R_2 и напряжения источника питания E.

Напряжение на емкости изменяется во времени по закону

$$u = E(1 - e^{-at}). \tag{18.6.1}$$

где

$$a = \frac{1}{C(R_1 + R_2)}.$$

Если напряжение в начале заряда при $t=t_0$ равно $u=u_C-\Delta u_C$, а к концу заряда, при $t=t_0+\frac{1}{F}$ и $u=u_C$, то:

$$u_C-\Delta u_C=E\left(1-e^{-at_0}\right);$$

$$u_C=E\left[1-e^{-a\left(t_0+\frac{1}{F}\right)}\right],$$

откуда, исключая t_0, получим

$$(R_1+R_2)CF\ln\left(1+\frac{\frac{\Delta u_C}{u_C}}{\frac{E}{u_C}-1}\right)=1. \qquad (18.6.2)$$

Согласно (18.4.7),

$$\frac{\Delta u_C}{u_C}=\frac{\Delta E_a}{E_a}=G,$$

поэтому

$$R_1+R_2=\frac{1}{CF\ln\left(1+\frac{G}{\frac{E}{u_C}-1}\right)}. \qquad (18.6.3)$$

Для определения сопротивлений R_1 и R_2 можно исходить из минимума рассеиваемой в них мощности.

Мощность, рассеиваемая в сопротивлении R_1, складывается из мощности, рассеиваемой в нем при заряде накопителя, и мощности, рассеиваемой за время импульса. Мощность, рассеиваемая за время заряда, равна

$$P'_{R_1}=F\int\limits_{t=t_0}^{t_0+\frac{1}{F}}\left(\frac{E-u}{R_1+R_2}\right)^2 R_1\,dt;$$

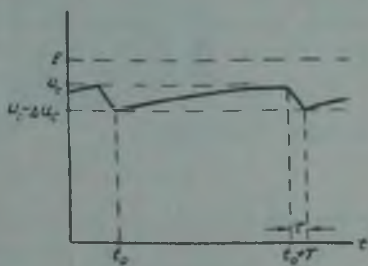


Рис. 18.6.2.

подставляя значение u из (18.6.1), получим

$$P'_{R_1}=\frac{1}{2}\frac{R_1}{R_1+R_2}CF(E+\Delta u_C-u_C)^2\left[1-e^{-\frac{2}{CF(R_1+R_2)}}\right],$$

или, используя (18.6.2),

$$P'_{R_1}=\frac{R_1}{R_1+R_2}CF\Delta u_C\left(E-u_C+\frac{\Delta u_C}{2}\right).$$

Мощность, рассеиваемая в сопротивлении R_1 за время импульса, равна

$$P''_{R_1}\simeq\frac{(E-E_м)^2}{R_1}\tau F=\frac{(E-E_м)^2}{sR_1},$$

где $E_м$ — падение напряжения на модуляторной лампе во время импульса. Полная мощность в сопротивлении R_1 составляет

$$P_{R_1}=P'_{R_1}+P''_{R_1}=\frac{(E-E_м)^2}{sR_1}+\frac{R_1}{R_1+R_2}CF\left(E-u_C+\frac{\Delta u_C}{2}\right)\Delta u_C. \qquad (18.6.4)$$

Аналогично мощность, рассеиваемая в сопротивлении R_2,

$$P_{R_2}=\frac{E_a^2}{sR_2}+\frac{R_2}{R_1+R_2}CF\left(E-u_C+\frac{\Delta u_C}{2}\right)\Delta u_C. \qquad (18.6.5)$$

Таким образом, полная мощность, расходуемая в сопротивлениях R_1 и R_2, равна

$$P_R=\frac{1}{s}\left[\frac{E_a^2}{R_2}+\frac{(E-E_{\text{м}})^2}{R_1}\right]+CF\left(E-u_C+\frac{\Delta u_C}{2}\right)\Delta u_C. \qquad (18.6.6)$$

Если напряжение источника выбрано, то второе слагаемое и, согласно (18. 6. 3), сумма сопротивлений $R_1+R_2=R$ имеют вполне определенные значения и мощность P_R зависит от выбора сопротивлений R_1 и R_2. Поскольку $P_R\to\infty$, как при $R_1\to 0$, так и при $R_2\to 0$, то P_R имеет минимум, определяемый из условия:

$$\frac{\partial}{\partial R_1}\left[\frac{E_a^2}{R-R_1}+\frac{(E-E_{\text{м}})^2}{R_1}\right]=0,$$

откуда

$$R_1=\frac{E-E_{\text{м}}}{E-E_{\text{м}}+E_a}\cdot R \qquad (18.6.7)$$

и, следовательно,

$$R_2=\frac{E_a}{E-E_{\text{м}}+E_a}\cdot R. \qquad (18.6.8)$$

Но так как $E_a\cong E-E_{\text{м}}$, то $R_1\cong R_2$. Если в (18. 6. 6) подставить значение сопротивлений из (18. 6. 7) и (18. 6. 8) и использовать (18. 6. 2), то для P_R получим

$$P_R=\tau CF^2(E+E_a-E_{\text{м}})^2\ln\frac{E-u_C+\Delta u_C}{E-u_C}+CF\left(E-u_C+\frac{\Delta u_C}{2}\right)\Delta u_C.$$

Введем обозначения:

$$E-u_C=\Delta E;\qquad x=\frac{\Delta u_C}{\Delta E}; \qquad (18.6.9)$$

тогда выражение для P_R примет вид:

$$P_R=4\tau F^2CE_a^2\left(1+\frac{\Delta E}{2E_a}\right)^2\ln(1+x)+\left(\frac{1}{x}+\frac{1}{2}\right)CF\Delta u_C^2,$$

поскольку $u_C=E_a+E_{\text{м}}$. В первом слагаемом пренебрежем величиной $\frac{\Delta E}{2E_a}\ll 1$; тогда будем иметь:

$$P_R=\frac{4CFE_a^2}{s}\left[\ln(1+x)+\frac{\beta}{x}+\frac{\beta}{2}\right]=\frac{4CFE_a^2}{s}\left(y+\frac{\beta}{2}\right),$$

где

$$y=\ln(1+x)+\frac{\beta}{x};$$

$$\beta=s\left(\frac{\Delta u_C}{2E_a}\right)^2. \qquad (18.6.10)$$

Из этого выражения видно, что P_R имеет минимум при

$$\frac{dy}{dx}=0,$$

откуда

$$x=\frac{\beta}{2}\left[1+\sqrt{1+\frac{4}{\beta}}\right]. \qquad (18.6.11)$$

График функции $y = \ln(1+x) + \frac{\beta}{x}$ представлен на рис. 18. 6. 3, пользуясь которым можно найти значения мощности в сопротивлениях при отклонении напряжения источника питания от оптимального.

То обстоятельство, что величины сопротивлений R_1, R_2 и напряжение источника E имеют оптимальные значения, можно уяснить из следующих рассуждений.

В интервалы времени между импульсами конденсатор заряжается. Заряд, подводимый за время между двумя соседними импульсами, равен

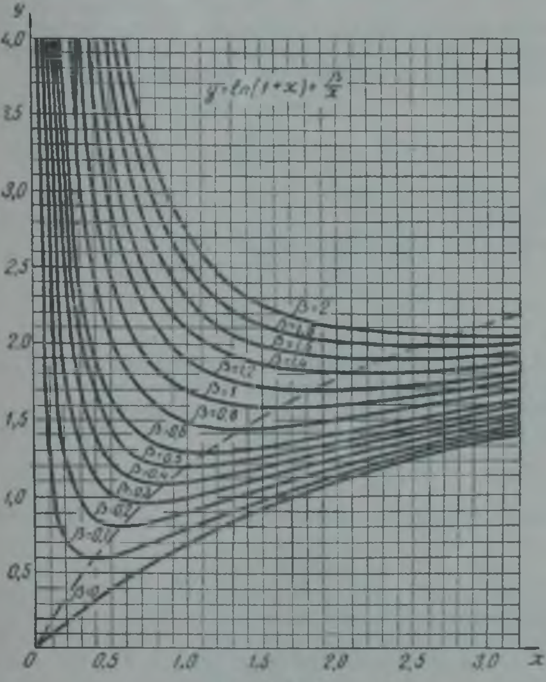


Рис. 18. 6. 3.

$\Delta Q = C\Delta u_C$, поэтому средний ток заряда конденсатора равен $I_{ср} = F \cdot \Delta Q = CF\,\Delta u_C$. Как видно из этого выражения, средний зарядный ток не зависит ни от величины сопротивления R, ни от величины напряжения источника питания. Отсюда ясно, что мощность, потребляемая от источника, и мощность, рассеиваемая в сопротивлении R, будут тем больше, чем больше E и R. С другой стороны, во время импульса в сопротивлениях R_1 и R_2 рассеивается мощность

$$P''_R = \frac{1}{s}\left(\frac{E_и^2}{R_1} + \frac{E_и^2}{R_2}\right) = \frac{4E_и^2}{sR},$$

так как

$$R_1 = R_2 = \frac{R}{2}.$$

т. е. мощность при уменьшении сопротивления растет. Итак, мощность, рассеиваемая в сопротивлениях, велика и при больших и при малых R, следовательно, должно существовать оптимальное значение сопротивления нагрузки, при котором расходуемая мощность будет минимальна.

Для приближенной оценки минимума мощности можно поступить следующим образом. Допустим, что Δu_C достаточно мало, т. е. $\beta \ll 1$, тогда из (18. 6. 11) $x \cong \sqrt{\beta} \ll 1$, и из (18. 6. 3)

$$R \cong \frac{\Delta E}{CF \cdot \Delta u_C} = \frac{\Delta E}{I_{\text{ср}}}.$$

Это выражение имеет весьма простой смысл. Действительно, в интервалах времени между импульсами напряжение на сопротивлении R равно $E - u_C \cong \Delta E$, а ток, через него протекающий, равен

$$I_{\text{ср}} = CF \cdot \Delta u_C,$$

т. е.

$$R = \frac{\Delta E}{I_{\text{ср}}}.$$

Поэтому мощность, рассеиваемая в сопротивлении R за время импульса, равна

$$P''_R \cong \frac{4E_a^2}{sR} = \frac{E_{\text{эфф}}^2}{R} = \frac{E_{\text{эфф}}^2}{\Delta E} \cdot I_{\text{ср}},$$

где

$$E_{\text{эфф}} = \frac{2E_a}{\sqrt{s}}$$

эффективное значение напряжения на сопротивлении $R_1 + R_2 = R$, характеризующее наличие напряжения во время импульса.

Мощность же, расходуемая в сопротивлениях R_1 и R_2 при заряде накопителя, согласно (18. 6. 6), равна

$$P'_R = CF \cdot \Delta u_C \left(\Delta E + \frac{\Delta u_C}{2}\right) \cong CF \cdot \Delta u_C \cdot \Delta E = I_{\text{ср}} \cdot \Delta E.$$

Поэтому полная мощность, рассеиваемая в R_1 и R_2, составляет

$$P_R \cong \left(\frac{E_{\text{эфф}}^2}{\Delta E} + \Delta E\right) I_{\text{ср}}.$$

Минимум этой мощности имеет место при

$$\Delta E = E_{\text{эфф}} = \frac{2E_a}{\sqrt{s}} \tag{18.6.12}$$

и равен

$$P_{R\,\text{мин}} \cong 2E_{\text{эфф}} I_{\text{ср}} = \frac{4CF \cdot \Delta u_C E_a}{\sqrt{s}}. \tag{18.6.13}$$

Более точный расчет показывает, что эта формула справедлива и при достаточно больших значениях β. Так, например, при $\beta = 5$ она дает значение мощности лишь на 15% меньшее, чем точная формула. При $\beta = 2$ расхождение меньше 5%.

Сопротивления R_1 и R_2 приближенно равны

$$R_1 \cong R_2 \cong \frac{R}{2} = \frac{E_a}{CF \cdot \Delta u_C \sqrt{s}};$$

но, согласно (18. 4. 4), $C\Delta u_C \cong \tau \cdot I_a$, где I_a — ток в нагрузке, поэтому

$$R_1 \cong R_2 \cong \frac{E_a}{I_a}\sqrt{s} = R_н \cdot \sqrt{s},$$

где $R_н$ — сопротивление нагрузки.

Приведенные соображения позволяют указать следующий порядок расчета зарядной цепи для модулятора, работающего на триодный генератор. По известным E_a, τ, F и Δu_C находим из (18.6.10) величину β, затем из (18.6.11) x и из (18.6.9) E. После этого из (18.6.3) находится R, а из (18.6.7) и (18.6.8) R_1 и R_2.

В случае модулятора с индуктивностью для увеличения крутизны спада импульса в зарядной цепи имеется только одно сопротивление (сопротивлением диода и индуктивностью можно пренебречь). Аналогичные рассуждения приводят к следующим формулам для этого случая. Сопротивление зарядной цепи равно

$$R = \frac{1}{CF \ln\left(1 + \frac{\Delta u_C}{E - u_C}\right)}; \qquad (18.6.14)$$

мощность, рассеиваемая в нем,

$$P_R = \frac{(E - E_м)^2}{sR} + CF\left(E - u_C + \frac{\Delta u_C}{2}\right)\Delta u_C, \qquad (18.6.15)$$

или

$$P_R = \frac{FCE_a^2}{s}\left(1 + \frac{\Delta E}{E_a}\right)^2 \cdot \ln\left(1 + \frac{\Delta u_C}{\Delta E}\right) + CF\left(\frac{\Delta E}{\Delta u_C} + \frac{1}{2}\right)(\Delta u_C)^2 \cong$$
$$\cong \frac{FCE_a^2}{s}\left[\ln(1 + x) + \frac{\beta'}{x} + \frac{\beta'}{2}\right],$$

где β' имеет несколько иное значение:

$$\beta' = s\left(\frac{\Delta u_C}{E_a}\right)^2. \qquad (18.6.16)$$

Минимум мощности имеет место при

$$x = \frac{\beta'}{2}\left(1 + \sqrt{1 + \frac{4}{\beta'}}\right) \qquad (18.6.17)$$

и приближенно равен

$$P_{R\,мин} \cong \frac{2}{\sqrt{s}} FCE_a \cdot \Delta u_C, \qquad (18.6.18)$$

что в два раза меньше, чем в предыдущем случае. Последнее объясняется тем, что в случае с индуктивностью при всех прочих равных условиях, согласно (18.6.14), сопротивление в цепи заряда равно сумме двух сопротивлений в первой схеме, тогда как напряжение на нем в два раза меньше, чем сумма падений напряжений на R_1 и R_2 в первой схеме, поэтому, согласно (18.6.12), и мощность во второй схеме будет в два раза меньше.

Следует, однако, заметить, что к. п. д. схемы с индуктивностью не будет выше, чем в первой схеме, так как в ней имеется еще расход мощности на аноде диода, не говоря уже о мощности, идущей на накал этого диода.

Оценим к. п. д. обеих схем. Для первой схемы мощность источника питания равна

$$P_0 = P_н + P_{a\,м} + P_R,$$

где $P_н = \frac{E_a I_a}{s}$ — мощность в нагрузке;

$P_{a\,м} = \frac{E_м}{s}(I_a + I_{R_1} + I_{R_2})$ — мощность рассеяния на аноде модуляторной лампы;

P_R — мощность в сопротивлениях R_1 и R_2.

К. п. д. модулятора на анодной цепи равен

$$\eta=\frac{P_{н}}{P_0}=\frac{1}{1+\frac{E_{м}}{E_a}\left(1+\frac{I_{R_1}}{I_a}+\frac{I_{R_1}}{I_a}\right)+4CF\sqrt{s}\cdot\frac{\Delta u_C}{I_a}};$$

но

$$\frac{I_{R_1}}{I_a}\cong\frac{I_{R_1}}{I_a}\cong\frac{R_{н}}{R_1}=\frac{1}{\sqrt{s}}$$

и

$$\frac{FC\Delta u_C}{I_a}\cong\frac{I_a+I_{R_1}}{sI_a}=\frac{1}{s}+\frac{1}{\sqrt{s}},$$

поэтому

$$\eta=\frac{1}{1+\left(1+\frac{2}{\sqrt{s}}\right)\frac{E_{м}}{E_a}+4\frac{1}{\sqrt{s}}\left(1+\frac{1}{\sqrt{s}}\right)},$$

или, поскольку $\frac{1}{\sqrt{s}}\ll 1$ и $\frac{E_{м}}{E_a}\ll 1$,

$$\eta\cong\frac{1}{1+\frac{4}{\sqrt{s}}+\frac{E_{м}}{E_a}}. \qquad (18.6.19)$$

Обычно $s\cong 1000$ и $\frac{E_{м}}{E_a}\cong 0{,}1\div 0{,}2$, поэтому к. п. д. первой схемы — около 75—80%.

В схеме с индуктивностью потери в сопротивлении в два раза меньше:

$$\frac{P_R}{P_{н}}\cong\frac{2}{\sqrt{s}},$$

а мощность рассеяния на аноде больше за счет увеличения тока модуляторной лампы:

$$\frac{P_a}{P_{н}}\cong\frac{E_{м}}{E_a}+\frac{I_L E_{м}}{2I_{н}E_a}=\frac{E_{м}}{E_a}+\frac{\tau E_{м}}{2I_{н}L},$$

или, используя соотношение (18. 1. 3),

$$\frac{P_a}{P_{н}}\cong\frac{E_{м}}{E_a}\left(1+\frac{R_{н}C_0}{2\tau_2}\right)$$

Кроме того, добавляется еще мощность рассеяния на аноде диода

$$P_{ad}\cong\frac{1}{2}C_0F\cdot E_a^2\frac{\tau}{\tau_2},$$

т. е.

$$\frac{P_{ad}}{P_{н}}=\frac{C_0E_a}{2\tau_2 I_{н}}=\frac{C_0R_{н}}{2\tau_2}.$$

Следовательно, к. п. д. модулятора с индуктивностью

$$\eta=\frac{1}{1+\frac{2}{\sqrt{s}}+\frac{E_{м}}{E_a}+\left(1+\frac{E_{м}}{E_a}\right)\cdot\frac{C_0R_{н}}{2\tau_2}} \qquad (18.6.20)$$

зависит от величины паразитной емкости и требуемой длительности участка спада импульса и мощности генератора ($R_{н}$). В некоторых случаях последнее слагаемое в знаменателе может оказаться большим, вследствие чего к. п. д. будет невысоким.

Максимальные значения к. п. д. модулятора не всегда получаются на практике из-за использования неоптимальных величин зарядных сопротивлений. Кроме того, при выводе этих формул не учитывались термоток сетки и ток лампы в запертом состоянии, а также мощности, расходуемые при формировании фронта импульса.

В ряде случаев в зарядной цепи вместо сопротивления R_1 ставится дроссель с сопротивлением (рис. 18. 6. 4). Однако с точки зрения улучшения к. п. д. модулятора последнее не столь важно, так как и в случае активных сопротивлений к. п. д. получается достаточно высоким. Включение индуктивности в эту ветвь дает некоторое уменьшение тока модуляторной лампы во время импульса, потому что протекающий в лампе ток

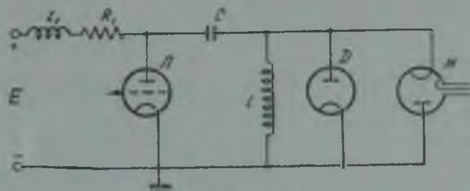


Рис. 18.6.4.

от источника питания теперь будет равен не $\frac{E-E_м}{R_1}$, а примерно $\frac{E-E_м}{L_1}t$, и к моменту окончания импульса достигает величины $\frac{E-E_м}{L_1}\tau$, которая при большой индуктивности L_1 может быть меньше $\frac{E-E_м}{R_1}$, что позволяет лучше использовать лампу по току. Расчетные соотношения в данном случае оказываются весьма громоздкими, поэтому в настоящей книге они не рассматриваются.

Как уже отмечалось выше, при эксплуатации импульсного передатчика как в модуляторной, так и в генераторной лампах (особенно в магнетроне) возникают пробои, которые выводят из строя передатчик на некоторое время вследствие более или менее сильного разряда накопительного конденсатора. Время восстановления нормального режима генератора после пробоя должно быть достаточно мало. Выясним зависимость времени восстановления от параметров модулятора. Задачу будем решать упрощенно. Пусть зарядная цепь состоит из зарядного сопротивления R, накопительной емкости C и источника питания с напряжением E; разрядную цепь представим состоящей из емкости C и сопротивления $R_н$. Процесс восстановления напряжения на емкости после полного его разряда будет протекать как показано на рис. 18. 6. 5. На участке от $t = t_{n-1}$ до $t = t'_{n-1}$ происходит заряд конденсатора по экспоненциальному закону, причем

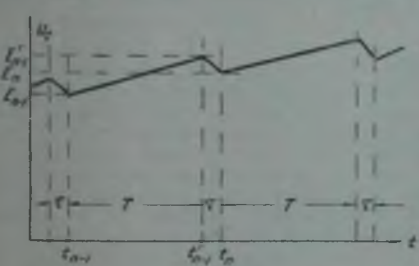


Рис. 18. 6. 5.

$$\frac{E-E_{n-1}}{E-E'_{n-1}} = e^{-\frac{t'_{n-1}-t_{n-1}}{RC}} = e^{-\frac{T}{RC}},$$

откуда

$$E'_{n-1} = E\left(1 - e^{-\frac{T}{RC}}\right) + E_{n-1} \cdot e^{-\frac{T}{RC}}. \qquad (18.6.21)$$

На участке $t'_{n-1} < t < t_n$ происходит разряд конденсатора, причем

$$E_n = E'_{n-1} \cdot e^{-\frac{t_n - t'_{n-1}}{R_н C}} = E'_{n-1} \cdot e^{-\frac{\tau}{R_н C}}. \qquad (18.6.22)$$

Сравнивая (18. 6. 21) и (18. 6. 22), получим

$$E_n = E \cdot e^{-\frac{\tau}{R_н C}}\left(1 - e^{-\frac{T}{RC}}\right) + E_{n-1} \cdot e^{-\frac{\tau}{R_н C} - \frac{T}{RC}},$$

или

$$E_n = \alpha + \delta E_{n-1},\qquad (18.6.23)$$

где

$$\alpha = E\cdot e^{-\frac{\tau}{R_{н}C}}\left(1 - e^{-\frac{T}{RC}}\right);\quad \delta = e^{-\frac{\tau}{R_{н}C} - \frac{T}{RC}}.$$

Из (18.6.23) имеем

$$E_{n-1} = \alpha + \delta E_{n-2},$$

поэтому

$$E_n = \alpha(1+\delta) + \delta^2 E_{n-2},$$

и далее

$$E_n = \alpha(1 + \delta + \delta^2) + \delta^3 E_{n-3},$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

т. е.

$$E_n = \alpha(1 + \delta + \delta^2 + \ldots + \delta^{n-1}) + \delta^n E_0;$$

но

$$1 + \delta + \delta^2 + \ldots + \delta^{n-1} = \frac{1-\delta^n}{1-\delta},$$

поэтому

$$E_n = \delta^n E_0 + \alpha\frac{1-\delta^n}{1-\delta}.$$

Пусть в начальный момент времени ($n = 0$) напряжение на конденсаторе равнялось нулю ($E_0 = 0$); тогда

$$E_n = \alpha\frac{1-\delta^n}{1-\delta} = E\cdot e^{-\frac{\tau}{R_{н}C}}\left(1 - e^{-\frac{T}{RC}}\right)\frac{1 - e^{-n\left(\frac{\tau}{R_{н}C} + \frac{T}{RC}\right)}}{1 - e^{-\frac{\tau}{R_{н}C} - \frac{T}{RC}}}.$$

Установившееся значение напряжения получается отсюда при $n \to \infty$.

За время установления напряжения можно принять время, в течение которого напряжение вырастает до 0,95 своего стационарного значения.

Очевидно, это время определяется из условия:

$$n\left(\frac{\tau}{R_{н}C} + \frac{T}{RC}\right) = 3,$$

откуда

$$n = \frac{3R_{н}RC}{\tau R + TR_{н}},$$

и время установления

$$t_{уст} = n(\tau + T) = \frac{3R_{н}\cdot RC(T+\tau)}{\tau R + TR_{н}} \cong \frac{3RC}{1 + \frac{R}{sR_{н}}}.$$

Если сопротивление R выбрано по минимуму мощности, то:

$$\frac{R}{R_{н}} \cong 2\sqrt{s} \gg 1$$

и

$$t_{уст} \cong \frac{3RC}{1 + \frac{2}{\sqrt{s}}} \cong 3RC,$$

или, поскольку $C \cong \frac{I_a\tau}{\Delta u_C}$,

$$t_{уст} \cong 6\sqrt{s}R_{н}\frac{I_a\tau}{\Delta u_C} \cong \frac{6\tau\cdot\sqrt{s}}{\frac{\Delta E_a}{E_a}} = \frac{6}{G\sqrt{s}}\cdot\frac{1}{F}.$$

Если положить $s = 1000$ и $G = 2\%$, то $t_{уст} \cong 10T$, т. е. за время установления будет пропущено около 10 импульсов. Следовательно, при оптимальных значениях сопротивлений R_1 и R_2 при кратковременном пробое передатчик выходит из строя на очень короткое время и нормальная работа его практически не б дет нарушаться.

§ 18. 7. Расчет модулятора с частичным разрядом емкости

Исходными данными для расчета модулятора являются напряжение на нагрузке E_a, ток в нагрузке во время импульса, длительность импульсов τ, частота их следования и форма. Форма импульсов характеризуется длительностью фронта τ_1, временем спадания импульса τ_2 и неравномерностью вершины $\frac{\Delta E_a}{E_a} = G$.

Проведенный выше анализ работы модулятора на жестких лампах показывает, что в принципе такой модулятор может обеспечить форму импульса достаточно близкую к прямоугольной. Однако, чем больше форма импульса будет приближаться к прямоугольной, тем ниже будет к. п. д. модулятора. Действительно, для укорочения фронта импульса требуется увеличивать ток модуляторной лампы, а следовательно, увеличивать мощность рассеяния на аноде и мощность, идущую на накал. Для укорочения участка спада импульса требуется уменьшать величину индуктивности, что ведет к увеличению тока модуляторной лампы и мощности, рассеиваемой на аноде диода. Для уменьшения неравномерности напряжения на вершине импульса необходимо увеличивать емкость накопительного конденсатора, что увеличивает габариты и вес модулятора. Поэтому для параметров, характеризующих форму импульса, обычно принимают:

$$\tau_1 = (0{,}1 \div 0{,}2)\,\tau; \qquad \tau_2 = (0{,}2 \div 0{,}4)\,\tau,$$

а G равным 5—10% для триодных высокочастотных генераторов и 2—5% для магнетронных.

Расчет всех элементов модулятора фактически был дан выше, в настоящем параграфе будет указана только последовательность проведения расчета всего модулятора. Приводимый здесь порядок расчета не является единственным, возможны и иные способы, вытекающие из специальных требований, которые могут быть предъявлены к конкретному модулятору.

Выбор схемы обычно определяется видом нагрузки; для модуляции триодных генераторов используется, как правило, схема без индуктивности, для модуляции же магнетрона применяется схема с индуктивностью.

По требуемому времени спадания импульса выбираются корректирующая индуктивность и гасящий диод (см. § 18. 2).

Модуляторные лампы и их режим выбираются по напряжению на нагрузке и току во время импульса: $I_м = I_a + I_{R_1} + I_{R_2}$ или $I_м = I_a + I_{R_1} + I_L$ и требуемой длительности фронта импульса. Если одна лампа не удовлетворяет требованиям по величине тока, то берется несколько ламп параллельно. В некоторых случаях между модуляторной лампой и нагрузкой ставится импульсный трансформатор, что позволяет более полно использовать лампу. Расчет этого случая дан ниже, в главе 20.

Емкость накопительного конденсатора выбирается на основании требуемого постоянства напряжения, величины разрядного тока и длительности импульса (§ 18. 4). Зарядные сопротивления определяются либо по минимуму мощности в них рассеиваемой, либо по скорости восстановления схемы после пробоя (§ 18. 6).

После расчета всех элементов определяются напряжение источника питания по анодной цепи и потребляемая от него мощность.

Глава 19

ИМПУЛЬСНЫЙ МОДУЛЯТОР С ПОЛНЫМ РАЗРЯДОМ ЕМКОСТИ

§ 19. 1. Схема модулятора и принцип его работы

В модуляторах с емкостным накопителем в режиме полного разряда для получения на нагрузке импульса напряжения прямоугольной формы в качестве накопителей используются искусственные линии.

Поскольку по окончании импульса в накопителе не остается энергии, коммутатор может оставаться включенным некоторое время по окончании импульса. Это позволяет применять в таких модуляторах коммутаторы, использующие разряд в ионизированном газе, основными достоинствами которых являются большие величины пропускаемых токов (до 1000 ампер) и малое падение напряжения на них во время разряда, вследствие чего модуляторы с ионными разрядниками обладают высоким к. п. д. при очень больших мощностях.

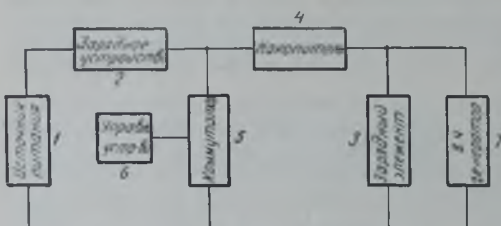


Рис. 19.1.1.

Разрядники такого типа фиксируют только начало импульса, длительность импульса определяется свойствами накопителя. Управление разрядником, т. е. его пробой, может осуществляться либо механически, путем сближения электродов (вращающиеся разрядники), либо с помощью подачи поджигающего импульса (тиратроны, тригатроны). Форма поджигающего импульса обычно не имеет существенного значения, поэтому генератор поджигающих импульсов оказывается значительно более простым устройством по сравнению с генератором прямоугольных импульсов, управляющим работой модулятора на электронных лампах, что является достоинством модуляторов с искусственными линиями. Однако газовым разрядникам свойственен более или менее большой разброс в моментах пробоя, поэтому начало импульса в модуляторе с таким разрядником не так точно фиксировано во времени, как в ламповом модуляторе. В ламповых модуляторах точность фиксации начала импульса получается весьма высокой, разброс не превышает 0,01 *мксек*. В газовых разрядниках этот разброс в десятки и сотни раз больше, лишь в сравнительно недавно разработанных водородных тиратронах точность поджига достигнута значительной, около 0,02 *мксек*.

Скелетная схема модулятора с искусственной линией изображена на рис. 19.1.1. Работа такой схемы протекает следующим образом. В интервалы времени между импульсами искусственная линия *4* заряжается от источника питания *1* через зарядные устройства *2* и *3* до некоторого напряжения E. По окончании заряда управляющее устройство *6* включает коммутатор *5*, и линия разряжается на нагрузку *7*. Зарядное устройство *2* служит для предотвращения короткого замыкания источника питания через разрядник в момент импульса. Поскольку токи заряда и разряда в линии имеют противоположные направления и нагрузка всегда обладает односторонней проводимостью, то зарядный ток не может протекать через нагрузку, поэтому параллельно нагрузке включается зарядный элемент *3*, пропускающий ток при заряде линии. В схеме с импульсным трансформатором между модулятором и нагрузкой (рис. 19.1.2) роль зарядного элемента выполняет первичная обмотка импульсного трансформатора.

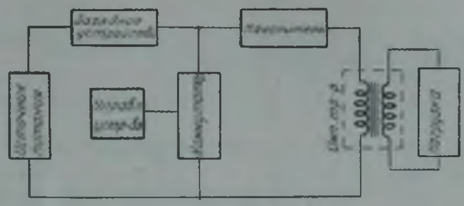


Рис. 19.1.2.

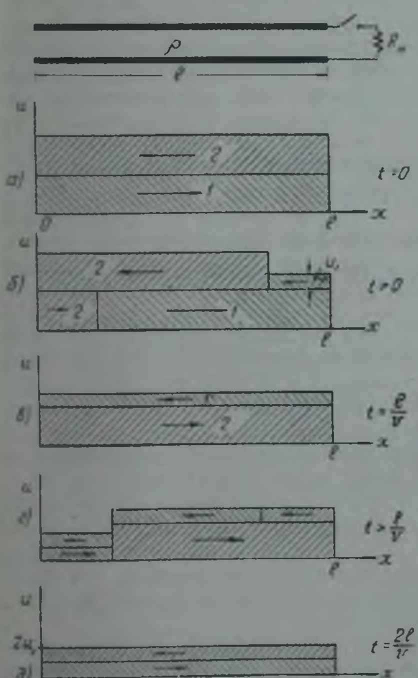


Рис. 19.1.3.

Рассмотрим сначала более детально процесс разряда линии на нагрузку. Для упрощения будем считать, что нагрузка является чисто активным сопротивлением $R_н$, а линия идеальна и имеет равномерно распределенные параметры. Обозначим длину линии через l, ее волновое сопротивление через ρ.

Не прибегая к дифференциальным уравнениям, процесс разряда линии на нагрузку можно рассмотреть при помощи следующего искусственного приема. Пусть к моменту времени $t = 0$ линия заряжена до напряжения E. Это статическое состояние разомкнутой с обоих концов линии можно себе представить как такое динамическое состояние, при котором в линии имеются две волны напряжения, с напряжением $\frac{E}{2}$, распространяющиеся в противоположных направлениях (рис. 19.1.3, *а*). Поскольку коэффициент отражения на концах линии равен единице, то при этом динамическом состоянии в каждой точке линии в каждый момент времени будут действовать напряжения обеих волн, давая в сумме напряжение E вдоль всей линии. Следовательно, такое динамическое состояние линии полностью тождественно статическому.

Если в момент времени $t = 0$ на одном из концов линия подключается к сопротивлению $R_н$, то коэффициент отражения от данного конца станет равным

$$p = \frac{R_н - \rho}{R_н + \rho}.$$

Начиная с этого момента времени, отраженная от сопротивления волна будет иметь напряжение

$$u_1 = p\frac{E}{2}$$

и распределение напряжения на линии получит вид, изображенный на рис. 19. 1. 3, *б*.

Если скорость распространения волн вдоль линии равна v, то в момент времени $t = \frac{l}{v}$ фронт отраженной волны достигнет разомкнутого конца линии, и напряжение на линии будет равно сумме напряжения двух волн *2* и *1* (рис. 19. 1. 3, *в*), т. е.

$$\frac{E}{2} + u_1 = \frac{E}{2}(1 + p).$$

Начиная с этого момента времени, от сопротивления $R_н$ будет отражаться волна *2*, амплитуда отраженной волны останется попрежнему равной u_1. Волна *1'* будет отражаться от разомкнутого конца с той же амплитудой u_1. Распределение напряжения на линии примет вид, представленный на рис. 19. 1. 3, *г*. В момент времени $t = \frac{2l}{v}$ фронт отраженной волны *1'* достигнет сопротивления $R_н$, распределение напряжения на линии будет такое же, как и при $t = 0$, только амплитуды волн равны не $\frac{E}{2}$, а $u_1 = p\frac{E}{2}$ (рис. 19.1.3, *г*). Далее процесс будет протекать точно так же как и процесс, начавшийся с момента времени $t = 0$, только величины всех напряжений будут отличаться на множитель p.

Напряжение на сопротивлении нагрузки в течение интервала времени длительностью $t = \frac{2l}{v}$ остается неизменным (см. рис. 19. 1. 3) и равным

$$u_{н_1} = \frac{E}{2} + u_1 = (1 + p)\frac{E}{2}.$$

Начиная с момента времени $t = \frac{2l}{v}$ и до момента $t = \frac{4l}{v}$ напряжение на нагрузке будет также постоянно по величине и равно

$$u_{н_2} = pu_{н_1} = p(1 + p)\frac{E}{2}$$

и т. д. Напряжение на нагрузке будет изменяться во времени, как показано на рис. 19. 1. 4 для трех случаев: 1) $p > 0$, т. е. $R_н > \rho$; 2) $p < 0$, т. е. $R_н < \rho$, и 3) $p = 0$, т. е. $R_н = \rho$.

Следовательно, при разряде линии на нагрузку, сопротивление которой равно волновому сопротивлению линии, на нагрузке создается прямоугольный импульс напряжения длительностью, равной удвоенному времени распространения электромагнитного возмущения вдоль линии, и с напряжением, равным половине напряжения заряженной линии. Поэтому в схеме, изображенной на рис. 19. 1. 1, напряжение на линии должно равняться удвоенному напряжению на нагрузке. При модуляции магнетронных генераторов, у которых анодное напряжение достигает 30 *кв*, напряжение на линии будет очень велико (до 60 *кв*). На это же очень высокое напряжение должен быть рассчитан и разрядник. Для уменьшения напряжения на линии часто применяются повышающие импульсные трансформаторы, во вторичную обмотку которых включается нагрузка (рис. 19. 1. 2).

При использовании повышающих импульсных трансформаторов уменьшение напряжения на линии сопровождается увеличением тока, проходящего через коммутатор, и уменьшением волнового сопротивления линии. Если коэффициент трансформации равен n, то ток разрядника будет в n раз больше тока, протекающего в нагрузке, а волновое сопротивление линии $\rho = \frac{R_н}{n^2}$. Для того, чтобы модулятор имел высокий к. п. д., сопротивление разрядника должно быть значительно меньше волнового сопротивления линии. Поскольку сопротивление нагрузки у мощных модуляторов есть величина порядка сотен ом, а n^2 — порядка 10—20, то волновое сопротивление линии будет порядка десятков ом, и сопротивление разрядника не должно превышать единиц ом. Вследствие этого в мощных модуляторах с искусственными линиями электронные лампы не могут быть использованы в качестве коммутаторов, так как их сопротивления относительно велики.

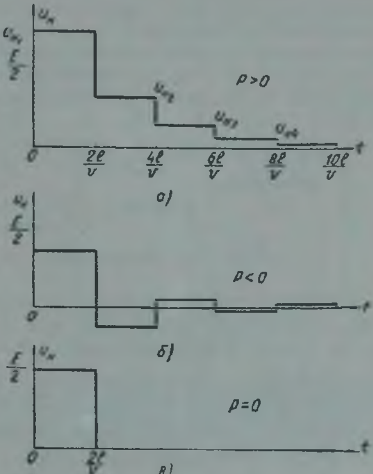


Рис. 19. 1. 4.

Для уменьшения напряжения источников питания заряд линий осуществляется резонансным способом, благодаря чему напряжение источника питания можно уменьшить в два раза при заряде постоянным током и примерно в три раза (по отношению к амплитуде) при заряде переменным током. Применяются также и специальные схемы, например такие, в которых в качестве накопителей используется несколько линий, соединяемых при заряде параллельно, а при разряде — последовательно.

В настоящей главе будут рассмотрены основные элементы схемы модулятора с накопителем в виде одной разомкнутой линии, так как именно этот тип модулятора находит наиболее широкое практическое применение.

§ 19. 2. Коммутаторы для модуляторов с искусственными линиями

Простейшим коммутатором, используемым в модуляторах с искусственными линиями, является искровой вращающийся разрядник. Такой разрядник в простейшем случае имеет два электрода, один из которых укреплен неподвижно, а второй — на вращающемся диске (рис. 19. 2. 1). При вращении диска изменяется расстояние между электродами. Если в некотором положении это расстояние будет достаточно мало, то произойдет пробой воздушного промежутка между ними и линия разрядится на нагрузку. Частота следования импульсов определяется угловой скоростью вращения подвижного электрода. Для уменьшения скорости вращения мотора, приводящего в движение диск с подвижным электродом, на диске может быть укреплено несколько электродов.

Одним из наиболее существенных недостатков коммутатора в виде вращающегося разрядника является большой разброс во времени моментов пробоя. Последнее обусловлено тем, что вероятность пробоя очень сильно зависит от напряженности поля в пробивном промежутке. Если приложенное напряжение лишь незначительно превышает пробивное, то разряд может наступить через несколько минут после включения напряжения. Если же приложенное напряжение в 2—3 раза превышает пробивное, то пробой наступает практически мгновенно, запаздывание составляет лишь 0,001—0,01 *мксек*.

Пробой во вращающемся разряднике происходит следующим образом. Пусть A — неподвижный электрод (рис. 19.2.2), а BCD — линия, по которой перемещается подвижный электрод. Положим, что при положении подвижного электрода в точке B напряженность поля между электродами как раз такова, при которой может наступить пробой (около 30 *кв/см* для воздуха), а при положении электрода в точке C

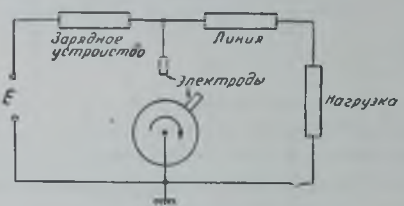


Рис. 19.2.1.

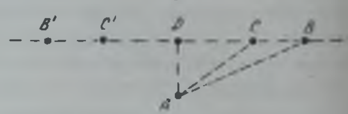


Рис. 19.2.2.

напряженность поля в 2—3 раза больше, следовательно, в этой точке пробой наступает мгновенно. Тогда при движении электрода пробой промежутка произойдет где-то на участке BC, и разброс во времени пробоя будет равен

$$\Delta t \cong \frac{BC}{v},$$

где v — скорость движения подвижного электрода.

При заданной форме электродов отношение

$$\frac{AB}{AC} = m > 1$$

имеет вполне определенную величину, поэтому

$$BC = \sqrt{AB^2 - AD^2} - \sqrt{AC^2 - AD^2} = \sqrt{m^2 AC^2 - AD^2} - \sqrt{AC^2 - AD^2}$$

зависит от минимального расстояния между электродами AD и от величины напряжения на линии, которое примерно пропорционально AB. Поскольку:

$$2\frac{\partial (BC)}{\partial (AC^2)} = \frac{m^2}{\sqrt{m^2 AC^2 - AD^2}} - \frac{1}{\sqrt{AC^2 - AD^2}} = \frac{m}{\sqrt{AC^2 - \frac{AD^2}{m^2}}} - \frac{1}{\sqrt{AC^2 - AD^2}} > 0$$

и

$$2\frac{\partial (BC)}{\partial (AD^2)} = -\frac{1}{\sqrt{m^2 AC^2 - AD^2}} + \frac{1}{\sqrt{AC^2 - AD^2}} > 0,$$

то для уменьшения разброса времени начала импульсов необходимо уменьшать минимальное расстояние между электродами AD и расстояние AC, т. е. уменьшать напряжение на зазоре. Однако это уменьшение не может быть беспредельным, так как при уменьшении зазора будет сильнее сказываться неточность в изготовлении разрядника и качание подвижных электродов относительно неподвижного, ведущие тоже к увеличению разброса. Уменьшение же напряжения на электродах может привести к тому, что точка C переместится сначала в D, а при дальнейшем уменьшении напряжения будет уменьшаться расстояние BB', на котором вообще возможен пробой, и вероятность пробоя уменьшается. Последнее может привести к тому, что в некоторых случаях при прохождении электрода разряда не произойдет — импульсы будут следовать нерегулярно. Поэтому существуют оптимальные расстояния и оптимальные напряжения на электродах, при которых разброс в моментах начала импульсов минимален. В зависимости от мощности разрядника величина минимального расстояния между электродами колеблется от десятых долей до нескольких миллиметров.

Уменьшение разброса за счет увеличения скорости подвижного электрода также ограничено, поскольку

$$v = \frac{2\pi r}{N} F,$$

где r — радиус диска, на котором расположены электроды;
N — число электродов;
F — частота следования импульсов.

Из приведенной формулы видно, что при уменьшении количества подвижных электродов до одного увеличение скорости возможно только за счет увеличения размеров разрядника.

Временной разброс у используемых на практике разрядников составляет около нескольких десятков микросекунд. Поэтому модуляторы с вращающимися разрядниками используются в тех случаях, когда не требуется обеспечения высокой точности синхронизации модулятора с другими элементами установки.

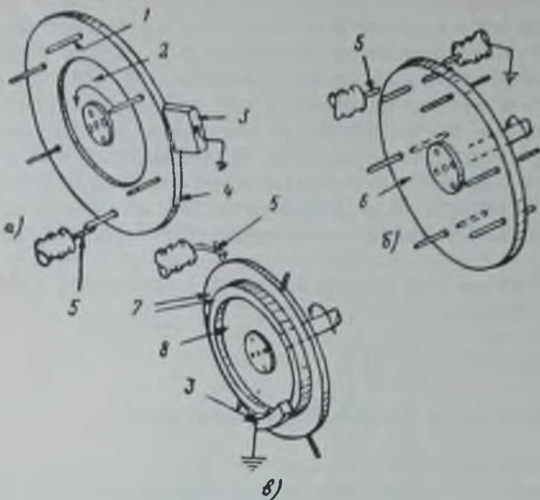
С течением времени электроды разрядника изнашиваются, причем значительно быстрее изнашивается отрицательно заряженный электрод. Для уменьшения изнашивания электроды изготовляются из вольфрама. Изнашивание электродов приводит к необходимости регулировки разрядника в процессе эксплуатации.

Изготовляемые в настоящее время разрядники обеспечивают коммутацию напряжений до 30 *кв* при токах в импульсе свыше 1000 ампер; к. п. д. разрядников весьма высок, больше 95%.

На рис. 19. 2. 3 приведены основные типы разрядников, получивших широкое применение. На рис. 19. 2. 3,*а* показан разрядник с параллельными электродами, достоинством которого является независимость работы от точности перекрытия электродов, вследствие чего не требуются малые допуски на продольные смещения оси двигателя, приводящего диск во вращение. Токосъемник имеет небольшой зазор относительно диска (от 0,25 до 1,25 *мм*, что соответствует пробивному напряжению от 1 до 5 *кв*). После пробоя основного искрового промежутка, к которому до пробоя приложено почти все напряжение линии, разряд с диска на токосъемник происходит мгновенно.

На рис. 19. 2. 3,*б* показана конструкция разрядника с двумя неподвижными электродами и двумя искровыми промежутками. Вращающиеся электроды укреплены на диске, сделанном из изолирующего материала. Эта конструкция пригодна для высоковольтных модуляторов, поскольку зазор должен быть рассчитан на напряжение, равное половине напряжения линии. Вследствие уменьшения зазора разброс во времени разряда получается меньше, чем в случае одного промежутка с большим зазором, так как после пробоя первого промежутка пробой второго наступает мгновенно. Достоинством этой конструкции является также отсутствие токосъемника.

На рис. 19. 2. 3, *в* изображен разрядник с радиальными вращающимися электродами, применяющийся в мощных модуляторах. Для уменьшения изнашивания электроды расположены под углом. В модуляторах малой мощности применение этого разрядника затруднительно из-за уменьшения искрового промежутка и связанного с ним допустимого перемещения оси с диском в продольном направлении.



1 — подвижный электрод; *2* — диск из изолирующего материала; *3* — токосъемный разрядный электрод; *4* — металлический обод; *5* — неподвижный электрод; *6* — ротор из изолирующего материала; *7* — латунь; *8* — бакелит.

Рис. 19. 2. 3.

В связи с указанными выше недостатками вращающихся разрядников, в настоящее время наметилась тенденция по замене этих разрядников другими. Некоторое применение находит трехэлектродный разрядник—тригатрон, конструкция которого (рис. 19. 2. 4) аналогична разряднику, предложенному советским инженером И. С. Стекольниковым в тридцатых годах.

Принцип работы трехэлектродного разрядника заключается в следующем. Рабочий искровой промежуток создается с помощью двух сферических электродов *А* и *Б*, причем второй электрод сделан полым. Прикладываемое к этому промежутку напряжение должно быть примерно в 1,5 раза ниже пробивного. Кроме того, создается вспомогательный искровой промежуток, образуемый между штырем *В* и полым электродом *Б*. Этот зазор делается достаточно малым, чтобы пробивное напряжение для вспомогательного искрового промежутка было в несколько раз меньше напряжения между электродами *А* и *Б*. При подаче на вспомогательный искровой промежуток поджигающего импульса происходит пробой, в результате которого повышается ионизация в основном промежутке, и последний пробивается. Таким образом, в тригатроне возможна синхронизация работы разрядника от внешнего источника при помощи импульсов сравнительно невысокого напряжения.

Рис. 19. 2. 4.

Частота следования импульсов в тригатроне определяется временем деионизации. Для уменьшения этого времени разрядник помещается в баллон, наполненный газом при высоком давлении (от 1 до 6 атмосфер), вследствие чего при тех же габаритных размерах пробивное напряжение возрастает. В процессе работы тригатрона наблюдается эрозия поджигающего электрода, поскольку после зажигания тригатрона основной разряд возникает между штырем *В* и электродом *Б*, а также между штырем *В* и электродом *А*. Вследствие этого поджигающий электрод работает и как анод и как катод. Для уменьшения эрозии поджигающего электрода он изготовляется из вольфрама, и в баллон вводится кислород (обычно заполнение баллона содержит около 95% аргона и 5% кислорода). Электроды *А* и *Б* изготовляются из молибдена. Срок службы тригатрона составляет около 400 часов.

Временной разброс импульсов при коммутации с помощью тригатронов значительно меньше, чем в случае вращающихся разрядников, и составляет около 0,1 *мксек*.

Разработанные конструкции тригатронов обеспечивают коммутацию цепей с токами в несколько десятков ампер и напряжением до 20 *кв*. Максимальная частота следования импульсов при коммутации тригатронами не превышает 2000 *гц*. Величина управляющего напряжения в высоковольтных тригатронах достигает 6—8 *кв*, в низковольтных — нескольких сот вольт. Падение напряжения на тригатроне во время разряда невелико (десятки вольт), поэтому их к. п. д. достаточно высок. Основные параметры некоторых тригатронов приведены в таблице 19. 2. 1.

Таблица 19. 2. 1

Основные параметры тригатронов

Тип	Мощность в импульсе *квт*	Длительность импульса *мксек*	Частота повторения *гц*	Номинальное рабочее напряжение *кв*	Напряжение поджига *кв*	Диапазон рабочих напряжений *кв*	Срок службы в часах
CV-85	170	1	1200	7,2	3	5—13	400
CV-100	250	2	400	16	5	8—24	2000
CV-125	500	1	800	12	5,5	8—22	800

По сравнению с вращающимися разрядниками тригатроны имеют следующие преимущества: более простая конструкция, малые габариты, независимость работы от давления внешней атмосферы и значительно меньший разброс импульсов во времени. Однако тригатроны обладают и существенными недостатками: ограниченная частота коммутации, зависимость пробивного напряжения от температуры окружающей среды, высокое напряжение управляющих импульсов и небольшой срок службы. От некоторых из этих недостатков свободны тиратроны.

Тиратрон является трехэлектродной лампой, заполненной каким-либо газом или парами ртути при небольшом давлении. Он отличается от вакуумной лампы конструкцией сетки. В тиратроне сетка должна достаточно хорошо экранировать катод от анода, чтобы катод был полностью закрыт от воздействия анодного поля. Надежная экранировка катода относительно анода обеспечивает отсутствие пробоя между анодом и катодом при больших напряжениях на аноде.

Зажигание тиратрона наступает при подаче на сетку положительного напряжения. После пробоя анодный ток в тиратроне не зависит от напряжения на сетке и прекращается после снятия анодного напряжения. Величина сеточного напряжения, при котором происходит зажигание, зависит от анодного напряжения: чем больше напряжение на аноде, тем меньше напряжение зажигания на сетке. Зависимость напряжения зажигания от напряжения на аноде называется пусковой характеристикой тиратрона. Поскольку напряжение зажигания не является постоянной величиной, а несколько изменяется от температуры окружающей среды, режима работы и других факторов, то пусковая характеристика занимает некоторую область, называемую пусковой областью, внутри которой лежат возможные режимы зажигания тиратрона. Типичный вид пусковой области изображен на рис. 19. 2. 5. Чем лучше анод экранирован от катода, тем при бо́льших напряжениях на сетке зажигается тиратрон и тем выше расположена пусковая область.

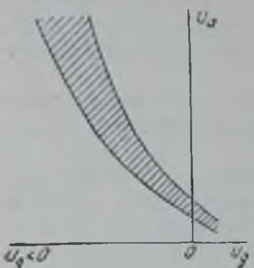


Рис. 19. 2. 5.

В последнее время начинают получать широкое распространение водородные тиратроны, т. е. тиратроны с водородным заполнением. Достоинством водородного тиратрона является малое время ионизации (до 10^{-9} *мксек*), что обеспечивает малый разброс импульсов во времени (около 0,02 *мксек*), допускает коммутацию очень коротких импульсов (до 0,2 *мксек*) и позволяет применять высокие частоты следования импульсов (до 5000 *гц*).

Водородные тиратроны обладают положительной пусковой характеристикой. В непроводящем состоянии напряжение на сетке тиратрона равно нулю, а для запуска на нее необходимо подавать небольшое положительное напряжение, порядка 200 вольт, вследствие чего отпадает надобность в источнике отрицательного смещения. Для получения положительной пусковой характеристики катод тиратрона тщательно экранирован от поля анода, как показано на рис. 19. 2. 6.

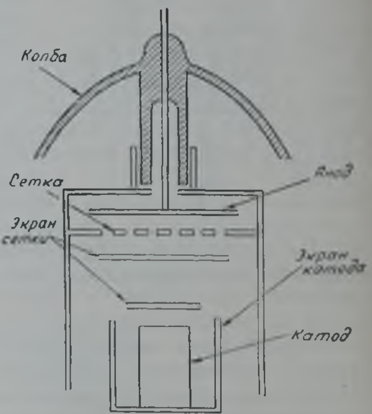


Рис. 19. 2. 6.

Падение напряжения на тиратроне во время импульса весьма невелико и составляет около 70 — 100 вольт, поэтому мощности, рассеиваемые на аноде тиратрона, невелики.

Основные характеристики некоторых типов водородных тиратронов приведены в таблице 19. 2. 2.

Поскольку применяемый в качестве наполнителя водород обладает высокой химической активностью, в процессе работы тиратрона происходит энергичное соединение водорода с различными веществами, особенно с оксидным слоем катода. Наиболее энергичное восстановление оксидного слоя катода и сокращение срока службы катода происходят при температуре катода более 900° С; при температуре катода ниже 800° С резко уменьшается эмиссия катода. Поэтому при эксплуатации водородных тиратронов колебания напряжения накала не должны превышать ± 7,5%.

Одним из важнейших достоинств водородного тиратрона является хорошая управляемость. Зажигание тиратрона может быть осуществлено с большой точностью при помощи низковольтных импульсов малой мощ-

Основные характеристики	Тип тиратрона		
	1	2	3
Максимальное анодное напряжение, *кв*	3	8	16
Максимальный ток в импульсе, *а*	35	90	325
Мощность в импульсе, *квт*	50	350	2500
Номинальная частота, *гц*	2000	2000	1000
Максимальное среднее значение анодного тока, *ма*	45	100	200
Мощность накала, *вт*	15	40	65
Напряжение накала, *в*	6,3	6,3	6,3
Напряжение смещения, *в*	0	0	0
Минимальное поджигающее напряжение, *в*	150	150	150
Срок службы, часов	500	500	500

ности. Основное влияние на временной разброс импульсов оказывают амплитуда и скорость нарастания поджигающего импульса, а также анодное напряжение. Зависимость времени задержки начала пробоя от величины поджигающего напряжения и скорости его нарастания показана на рис. 19.2.7. Анодное напряжение несколько снижает напряжение зажигания для участка сетка — катод. При понижении анодного напряжения задержка в зажигании возрастает. Колебания времени задержки от анодного напряжения сравнительно невелики и не превышают 0,07 *мксек*, при уменьшении анодного напряжения в четыре раза. Максимальное время задержки за весь срок службы не превышает 0,1 *мксек*.

Скорость нарастания анодного тока в тиратронах может быть достигнута весьма большой. Однако значительное увеличение этой скорости вызывает искрение катода. Наличие паразитных емкостей в схеме приводит к тому, что в начале импульса ток в нагрузке отличается от тока тиратрона за счет дополнительного тока в тиратроне, обусловленного разрядом паразитной емкости.

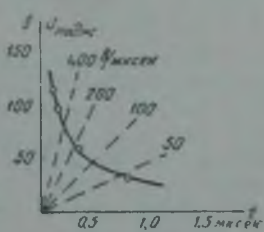


Рис. 19. 2. 7.

Эквивалентная схема цепи разряда приведена на рис. 19.2.8. Паразитная емкость C_0 заряжена до напряжения накопителя и при поджигании тиратрона разряжается через него до очень низкого напряжения, равного падению напряжения на тиратроне во время импульса. Формы токов в нагрузке и в тиратроне во время импульса показаны на рис. 19.2.9 (сплошная линия обозначает ток в нагрузке, пунктирная — в тиратроне). Верхний график соответствует малой емкости C_0, нижний — большой. Высокочастотные колебания анодного тока обусловлены индуктивностью проводов схемы. Для устранения этих колебаний и уменьшения скорости нарастания анодного тока тиратрона в некоторых случаях последовательно с анодным вводом тиратрона включается небольшая индуктивность, порядка 5 *мгкн*. Следует учитывать однако, что такая индуктивность несколько искажает форму импульса, особенно при малых длительностях импульсов.

Серьезным недостатком водородных тиратронов является малое обратное напряжение, что приводит к необходимости применения импульсных трансформаторов с большим коэффициентом трансформации и ограничивает мощность модулятора. Для увеличения коммутируемой мощности тиратроны могут соединяться параллельно или последовательно.

На рис. 19.2.10 показана одна из возможных схем параллельного соединения тиратронов. Основная трудность при параллельном включении тиратронов заключается в обеспечении наличия высокого анодного напряжения на втором тиратроне после пробоя первого. Иначе второй тиратрон не пробьется, и весь разрядный ток пойдет через один тиратрон. В приведенной схеме пробой обоих тиратронов обеспечивается путем включения в их анодные цепи дросселя со средней точкой. При поджигании одного из тиратронов к соответствующей ему половине обмотки дрос-

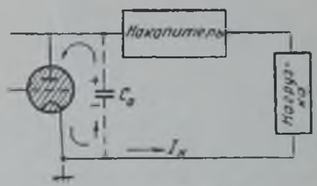


Рис. 19. 2. 8.

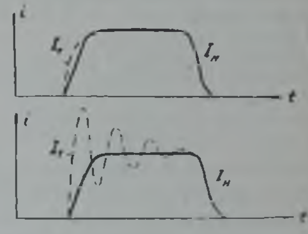


Рис. 19. 2. 9.

селя оказывается приложенным полное напряжение линии; полярность этого напряжения указана на рисунке. Такое же напряжение наведется и на второй половине обмотки, подключенной к второму тиратрону, поскольку обе обмотки очень сильно связаны между собой ($M \cong L$). В результате к аноду второго тиратрона оказывается приложенным удвоенное

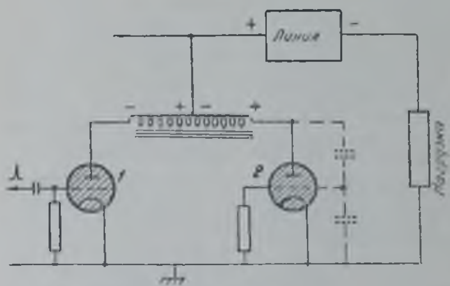


Рис. 19. 2. 10.

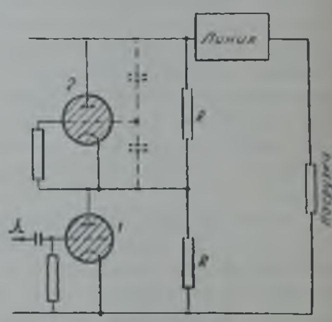


Рис. 19. 2. 11.

напряжение линии E, и на его сетке создается положительное напряжение, примерно равное $\frac{C_{ag}}{C_{ag}+C_{gk}} E$, которое приводит к зажиганию этого тиратрона. После поджига тиратронов реактивное сопротивление дросселя практически не оказывает влияния на скорость нарастания тока в нагрузке, поскольку токи в обеих половинах дросселя направлены в противоположных направлениях, вследствие чего эффективная индуктивность каждой половины дросселя мала ($L - M \cong 0$).

При последовательном соединении тиратронов (рис. 19.2.11) важно обеспечить равномерное распределение напряжения между тиратронами, что достигается путем создания делителя напряжения, состоящего из двух сопротивлений R. При поджиге нижнего тиратрона все напряжение линии оказывается присоединенным к верхнему тиратрону, что приводит к зажиганию верхнего тиратрона, совершенно так же, как и в случае параллельного соединения тиратронов. Недостатком данной схемы является потеря мощности в делителе, так как сопротивления делителя не могут быть взяты очень большими, потому что это приведет к медленному перераспределению напряжений на тиратронах в интервалы времени между импульсами из-за наличия емкостей тиратронов.

§ 19. 3. Искусственные линии

Искусственная линия предназначена для накопления энергии в интервалы времени между импульсами и для формирования импульса нужной формы при разряде. Вопросы расчета формирующих двухполюсников подробно изучаются в специальных курсах, поэтому в настоящей книге рассматриваются только основные результаты теории формирующих двухполюсников применительно к используемым в импульсных передатчиках типам искусственных линий, а также вопросы их конкретного технического осуществления.

Наиболее близкую к прямоугольной форму импульса на нагрузке обеспечивает только двухполюсник, являющийся отрезком длинной

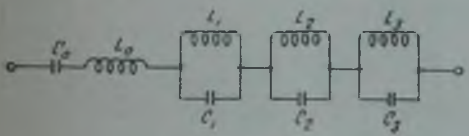


Рис. 19. 3. 1.

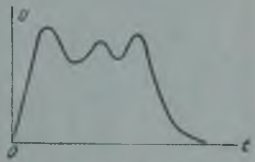


Рис. 19. 3. 2.

линии с распределенными параметрами. Поскольку применение такой линии неудобно из-за больших геометрических размеров, используются искусственные линии, т. е. двухполюсники, состоящие из конечного числа элементов. Вследствие конечного числа элементов импульс, формируемый искусственной линией, не обладает идеальной прямоугольной формой. Различные предложенные способы расчета параметров искусственных линий основаны на способах либо приближения входных сопротивлений реальной и искусственной линий, либо аппроксимации формы импульса.

Большой вклад в теорию формирующих двухполюсников сделан трудами советских ученых, особенно работами Ф. В. Лукина, Л. А. Мееровича и др.

При аппроксимации по входному сопротивлению линии предполагается, что реальная и искусственная линия имеют совпадающие резонансные частоты (либо последовательного, либо параллельного резонанса). Поскольку реальная линия обладает бесконечным количеством резонансных частот, совпадение возможно только для конечного числа первых частот. Получающаяся искусственная линия оказывается состоящей из ряда контуров, например как показано на рис. 19. 3. 1. Импульс, даваемый такой линией, имеет форму, указанную на рис. 19. 3. 2. Чем большее число контуров n применено в искусственной линии, тем круче будут фронт и спад импульса, но тем сильнее проявляются колебания на вершине импульса. При больших n относительные колебания на вершине составляют около 18%.

В искусственных линиях, рассчитанных по методу аппроксимации формы импульса, могут быть получены значительно меньшие колебания на вершине, однако при этом будут меньше и крутизны фронта и спада импульса. При увеличении числа контуров колебания на вершине уменьшаются и растет крутизна участков фронта и спада импульса. Получающаяся при этом форма импульса имеет вид, изображенный на рис. 19. 3. 3.

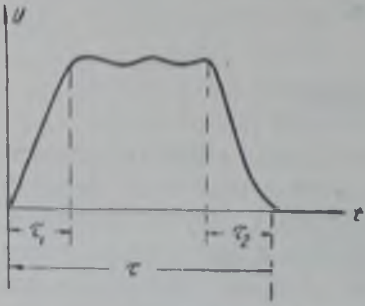


Рис. 19. 3. 3.

Длительность фронта импульса примерно составляет

$$\frac{\tau_1}{\tau} \simeq \frac{1}{n-1},$$

где n — число контуров (включенных как показано на рис. 19. 3. 1), в то время как длительность участка спада импульса примерно вдвое больше.

Параметры контуров в зависимости от их количества приведены в таблице 19. 3. 1.

Таблица 19.3.1

n	α_0	α_1	α_2	α_3	α_4	β_0	β_1	β_2	β_3	β_4
2	0,44	0,25	—	—	—	0,130	0,078	—	—	—
3	0,45	0,23	0,29	—	—	0,098	0,088	0,017	—	—
4	0,46	0,24	0,27	0,33	—	0,083	0,086	0,019	0,0071	
5	0,47	0,24	0,27	0,32	0,58	0,078	0,088	0,019	0,0074	0,0023

На основании данных таблицы параметры контуров вычисляются по формулам:

$$C_k = \frac{\tau}{\rho}\,\alpha_k; \qquad L_k = \rho\cdot\tau\cdot\beta_k, \quad (k = 1, 2, \ldots, n-1),$$

где τ — длительность импульса;

ρ — волновое сопротивление линии.

При выборе количества контуров в линии необходимо руководствоваться помимо длительности фронтов еще следующими соображениями. При увеличении числа контуров в случае малых длительностей импульсов емкости и индуктивности некоторых элементов линии становятся соизмеримыми с паразитными параметрами схемы. Поэтому при выборе количества контуров можно руководствоваться следующей таблицей:

Длительность импульса в мксек	*Число контуров*
0,1—0,5	1—3
0,5—2,5	2—5
2,5—5	3—8

Заметим, что рассмотренная линия удобна в регулировке. При экспериментальном подборе элементов линии изменение параметров отдельных контуров влияет на колебания на вершине, и подбором этих параметров можно свести колебания на вершине к минимуму. Индуктивность L_0 влияет на крутизну фронта импульса, поскольку эта индуктивность включена последовательно с нагрузкой. Емкость конденсатора-накопителя C_0 изменяет вершину импульса. Если емкость мала, то она может быть представлена в виде последовательного соединения необходимой емкости C_0 и некоторой емкости $C' = \dfrac{CC_0}{C - C_0}$, включенной последовательно с нагрузкой, вследствие чего вершина импульса будет наклонена и амплитуда импульса со временем убывает (рис. 19. 3. 4,*а*). При большой емкости, наоборот, амплитуда будет расти (рис. 19. 3. 4,*б*). При нужной величине этой емкости амплитуда импульса будет неизменна (рис. 19. 3. 4,*в*).

Недостатком линии из параллельных контуров является большое различие в параметрах ее элементов, что затрудняет в некоторой степени их изготовление, особенно при массовом производстве. Кроме того, габариты и вес линии оказываются увеличенными, главным образом из-за большого количества конденсаторов значительной емкости.

От этих недостатков свободна цепочечная линия с конденсаторами одинаковой емкости (рис. 19. 3. 5). Катушки, образующие индуктивность такой схемы, обычно наматываются на общем цилиндрическом каркасе, с некоторыми интервалами, обеспечивающими необходимую взаимоиндукцию между катушками. Иногда линия изготовляется из однослойной катушки с индуктивностью $L = \frac{\rho\tau}{2}$, а общая емкость $C = \frac{\tau}{2\rho}$ равномерно распределяется между звеньями, и каждый отдельный конденсатор присоединяется к соответствующему месту катушки. При выборе места подключения, а также при выборе отдельных индуктивностей в первом случае необходимо, чтобы индуктивности всех звеньев, кроме крайних, были примерно одинаковыми. Крайние индуктивности должны быть по величине на 20—30% больше. Взаимоиндукция между катушками должна составлять около 15% от индуктивности среднего звена. В случае одной однослойной катушки эта величина взаимоиндукции осуществляется путем подбора соответствующего диаметра катушки.

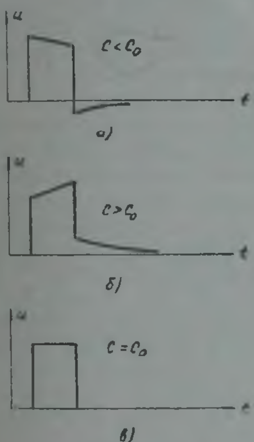


Рис. 19. 3. 4.

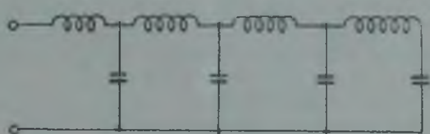


Рис. 19. 3. 5.

§ 19. 4. Работа трансформатора в импульсном режиме

Импульсные трансформаторы находят очень широкое применение в импульсных модуляторах, особенно в модуляторах с накопителем в виде искусственной линии. Трансформаторы применяются:

1) для изменения напряжения импульса с целью согласования выхода модулятора с входной цепью высокочастотного генератора, что особенно важно для модуляторов с искусственными линиями, ввиду невозможности коммутации цепей с очень высокими напряжениями;

2) для изменения полярности модулирующего напряжения;

3) в тех случаях, когда модулятор и высокочастотный генератор разнесены территориально и соединены между собой посредством фидера,

в конце которого устанавливается импульсный трансформатор для согласования нагрузки с фидером;

4) для разделения по постоянному току цепей модулятора и высокочастотного генератора;

5) для создания цепи обратной связи в импульсных генераторах с самовозбуждением (блокинг-генератор).

Основное требование, предъявляемое к импульсному трансформатору, заключается в обеспечении достаточно малых искажений в форме передаваемых через него импульсов. Эти искажения обусловлены влиянием индуктивностей первичной обмотки, индуктивности рассеяния и емкостей обмоток трансформатора. Для оценки влияния указанных величин на форму передаваемых импульсов необходимо выяснить основные свойства и принцип работы импульсного трансформатора.

Импульсный трансформатор отличается от обычного трансформатора, работающего на низких частотах, тем, что вследствие быстрого протекания процессов установления электромагнитные процессы в сердечнике сильно сказываются на работе импульсного трансформатора. Поэтому потребовалось создание специальной теории работы импульсного трансформатора и разработка методов их расчета. Такая теория создана трудами целого ряда советских ученых и инженеров — Я. С. Ицхоки, Ф. В. Лукина и др. Этому способствовали фундаментальные работы В. К. Аркадьева и Б. А. Введенского (1923 г.), в которых впервые был поставлен и разрешен вопрос о переходных процессах в ферромагнетиках, а также более поздние работы ряда советских физиков (А. Н. Тихонов, М. И. Розовский и др.).

Рассмотрим прежде всего процессы в сердечнике импульсного трансформатора при его работе. Пусть трансформатор имеет в первичной обмотке n витков и сердечник с площадью сечения S и длиной магнитопровода l. Будем считать, что на первичную обмотку подается импульс постоянного напряжения, амплитуда которого равна U и длительность — τ. Согласно закону магнитной индукции, для потока магнитной индукции можем написать:

$$u = n\frac{d\Phi}{dt}.$$

За время импульса приращение потока магнитной индукции составит

$$\Delta\Phi = \frac{1}{n}\int\limits_0^{\tau} u\,dt = \frac{U\tau}{n}.$$

Но $\Phi = B \cdot S$, поэтому за время импульса приращение магнитной индукции будет равно

$$\Delta B = \frac{\Delta\Phi}{S} = \frac{U\tau}{nS}, \tag{19.4.1}$$

т. е. приращение магнитной индукции у данного трансформатора зависит только от амплитуды и длительности импульса. Величина напряженности магнитного поля, а следовательно, и величина тока в рассматриваемой обмотке будут зависеть от магнитных свойств сердечника, которые характеризуются кривой намагничивания. Вид кривой намагничивания представлен на рис. 19.4.1.

Если до подачи импульсов сердечник был размагничен, то характеризующая магнитное состояние сердечника точка находилась в начале координат. Во время первого импульса, когда напряжение на обмотке возрастает на величину U, эта точка перемещается по начальной кривой намагничивания в точку I, которая соответствует индукции ΔB. Ток в обмотке к концу импульса достигнет величины

$$I_1 = \frac{H_1 \cdot l}{n} = \frac{l \cdot \Delta H_1}{n}. \qquad (19.4.2)$$

По окончании импульса сердечник размагничивается, и характеризующая точка передвигается по верхней ветви частичного гистерезисного цикла до оси ординат, поскольку по окончании импульса ток в обмотке прекращается и напряженность магнитного поля должна обратиться в нуль. По окончании процесса состояние сердечника характеризуется точкой I' с некоторой остаточной индукцией B_1'. При подаче второго импульса индукция попрежнему возрастает на величину ΔB и характеризующая точка передвигается сначала по нижней ветви петли частичного гистерезиса $I'—I$, а затем по кривой начального намагничивания в точку 2, для которой

$$B_2 = B_1' + \Delta B.$$

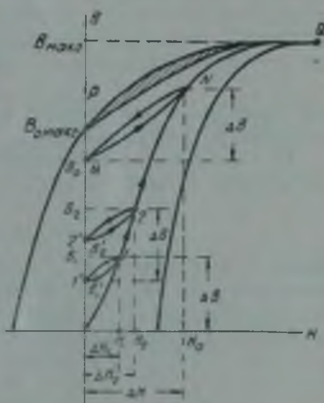


Рис. 19. 4. 1.

Ток в обмотке к концу второго импульса будет больше, чем в конце первого импульса, так как $H_2 > H_1$. По окончании второго импульса точка передвинется в точку $2'$. Подобным образом будет протекать процесс до тех пор, пока рабочая точка не попадет на такую петлю частичного гистерезиса MN, на которой изменение индукции между крайними точками как раз составляет величину ΔB. Тогда при всех последующих импульсах точка будет перемещаться во время импульса из M в N и обратно по петле, называемой предельной петлей частного цикла. Именно эта петля и характеризует свойства сердечника импульсного трансформатора.

Чем больше приращение индукции за время импульса ΔB, тем выше будет расположена предельная петля и тем бо́льшие приращения напряженности магнитного поля будут иметь место за время импульса. При достаточно большом ΔB остаточная индукция достигает своего предельного значения — величины статической остаточной индукции $B_{0\text{макс}}$ — и импульсная петля будет располагаться внутри предельной импульсной петли, заштрихованной на рис. 19. 4. 1. В данном случае приращение индукции за время импульса не будет превышать величины $\Delta B_{\text{макс}} = B_{\text{макс}} - B_{0\text{макс}}$, а ток в обмотке может принимать сколь-угодно большие значения. Поэтому для нормальной работы трансформатора величина приращения индукции не должна превышать величины $\Delta B_{\text{макс}}$.

Однако для уменьшения сечения сердечника и числа витков в обмотках трансформатора желательно иметь по возможности большее приращение магнитной индукции (19. 4. 1). Поэтому материал сердечника импульсного трансформатора должен допускать большое приращение магнитной индукции за время импульса.

Увеличение максимального приращения магнитной индукции может быть достигнуто путем подмагничивания сердечника постоянным током, направленным противоположно току импульса. Действительно, при подаче постоянной напряженности магнитного поля величины $-H_0$

(рис. 19.4.2) начало координат магнитных характеристик сердечника смещается влево—вниз по основной кривой намагничивания в точку O'. Новые оси координат показаны на рис. 19.4.2 пунктиром. В этих новых осях величина индукции насыщения возрастает, вследствие чего возрастает и максимальное приращение индукции

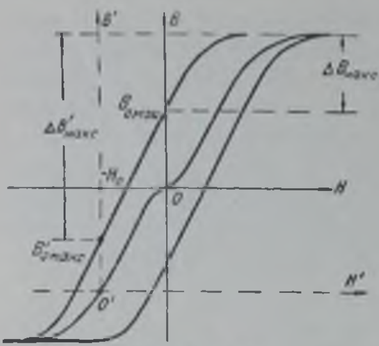


Рис. 19. 4. 2.

$$\Delta B'_{\text{макс}} = B_{\text{макс}} + |B'_{0\,\text{макс}}|.$$

Для создания смещающего магнитного поля на сердечник трансформатора может быть намотана специальная обмотка.

Увеличение $\Delta B_{\text{макс}}$ можно получить и путем создания воздушного зазора в сердечнике, так как при наличии воздушного зазора уменьшается величина статической остаточной индукции $B_{0\text{макс}}$ (см. рис. 19.4.3), а следовательно, возрастает $\Delta B_{\text{макс}} = B_{\text{макс}} - B_{0\text{макс}}$. Однако такой способ увеличения приращения индукции связан с уменьшением проницаемости на частном цикле.

Оба указанных способа увеличения $\Delta B_{\text{макс}}$ не находят широкого применения из-за возникающих при этом конструктивных затруднений.

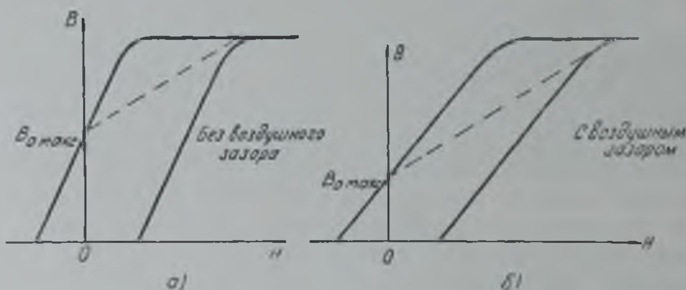


Рис. 19. 4. 3.

Вследствие малых потерь на гистерезис в сердечнике импульсного трансформатора, предельные петли частных циклов достаточно узки и могут быть заменены линиями, соединяющими начальные и конечные точки.

Магнитные свойства сердечника импульсного трансформатора характеризуются свойствами предельных петель частных циклов. На каждом из этих циклов величины ΔB и ΔH имеют вполне определенные значения. Зависимость

$$\Delta B = f(\Delta H)$$

называется кривой намагничивания на частном цикле. Типичный вид этой зависимости показан на рис. 19.4.4.

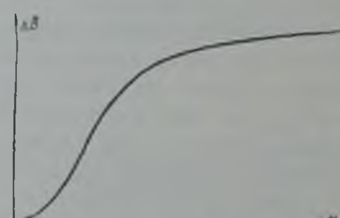


Рис. 19. 4. 4.

Для каждого частного цикла может быть введена величина магнитной проницаемости, называемой проницаемостью на частном цикле

$$\mu_\Delta = \frac{\Delta B}{\Delta H}. \qquad (19.4.3)$$

Зависимость μ_Δ от ΔB или ΔH имеет вид, указанный на рис. 19. 4. 5. Следует заметить, что проницаемость на частном цикле всегда значительно меньше величины статической магнитной проницаемости $\mu = \frac{B}{H}$. Вследствие этого и индуктивность обмотки при импульсной работе

$$L = 4\pi\cdot 10^{-9}\,\frac{n^2S}{l}\,\mu_\Delta, \qquad (19.4.4)$$

где S — в квадратных сантиметрах,
l — в сантиметрах,
L — в генри,
всегда меньше статической индуктивности.

Все предыдущие рассуждения основывались на предположении, что в сердечнике отсутствуют вихревые токи. На самом же деле в сердечнике в силу конечной его электропроводности наводятся токи, влияние которых вследствие больших скоростей изменения магнитного потока при импульсной работе может быть значительным. Для уменьшения влияния вихревых токов сердечники импульсных трансформаторов изготовляются из очень тонких листов, изолированных между собой. Рассмотрим сечение отдельного такого листа (рис. 19. 4. 6). С точки зрения оценки влияния вихревых токов, его можно представить себе в виде суммы ряда элементарных контуров, один из которых заштрихован на рис. 19. 4. 6. Каждый из

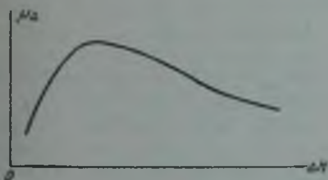


Рис. 19. 4. 5.

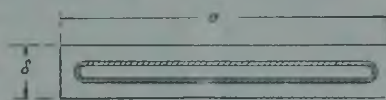


Рис. 19. 4. 6.

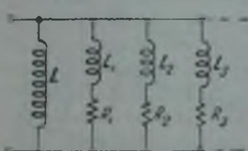


Рис. 19. 4. 7.

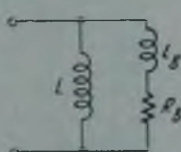


Рис. 19. 4. 8.

таких контуров обладает некоторой индуктивностью с некоторым сопротивлением. Таким образом, каждый из листов, а следовательно, и весь сердечник в электрическом отношении может быть представлен в виде бесконечно большого числа ветвей из индуктивности и сопротивления, подключенных параллельно рассматриваемой обмотке (рис. 19. 4. 7). Все эти ветви приближенно могут быть заменены одной (рис. 19. 4. 8), состоящей из индуктивности

$$L_в \cong 2{,}4\cdot 10^{-9}\,n^2S \qquad (19.4.5)$$

и сопротивления

$$R_в \cong \frac{12n^2S\rho}{l\cdot\delta^2}, \qquad (19.4.6)$$

где δ — толщина листов железа в *см*;
ρ — удельное сопротивление материала сердечника в *ом·см*.

Вихревые токи оказывают размагничивающее действие, вследствие чего ток в первичной обмотке (ток холостого хода) будет состоять из двух слагаемых, соответствующих двум ветвям на эквивалентной схеме (рис. 19.4.8). Ток в первой ветви будет линейно расти со временем

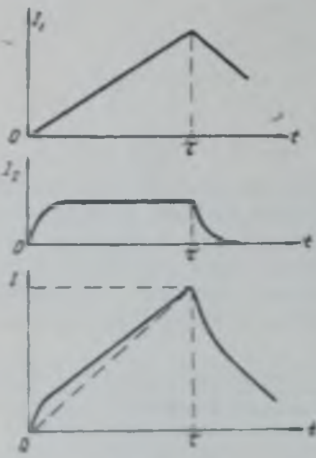


Рис. 19.4.9.

$$I_1=\frac{Ut}{L},$$

тогда как ток во второй ветви будет изменяться экспоненциально

$$I_2=\frac{U}{R_э}\left(1-e^{-\frac{R_э}{L_э}t}\right).$$

Изменение во времени этих токов и суммарного тока

$$I=I_1+I_2$$

показаны на рис. 19.4.9. В результате ток в обмотке к концу импульса будет больше, чем в случае отсутствия вихревых токов.

В большинстве случаев при техническом расчете наиболее важным является ток в обмотке к концу импульса, тогда как поведение тока во время импульса не столь существенно. Поэтому удобно ввести некоторую эквивалентную индуктивность первичной обмотки, величина которой выбирается таким образом, чтобы ток в ней к концу импульса был равен суммарному току в обеих ветвях схемы, изображенной на рис. 19.4.8. Ток в эквивалентной индуктивности во времени будет меняться как пока-

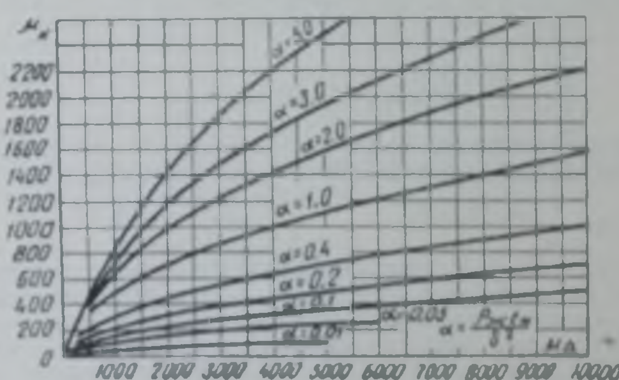


Рис. 19.4.10.

зано в нижней части рис. 19.4.9 пунктиром. Очевидно, что величина эквивалентной индуктивности будет меньше величины L, определяемой из выражения (19.4.4). Это уменьшение индуктивности может быть учтено введением кажущейся проницаемости $\mu_э$ материала сердечника вместо проницаемости на частном цикле.

Проницаемость $\mu_к$ зависит от магнитных свойств материала сердечника, а также от длительности импульса τ. Оказывается, что $\mu_к$ есть функция двух параметров: проницаемости на частном цикле и параметра

$$\alpha = \frac{\rho\tau}{\delta^2},$$

где ρ — в *ом·см*;
δ — в *см*;
τ — в *мксек*.

Зависимость $\mu_к$ от данных параметров представлена на рис. 19. 4. 10. Из графиков следует, что при укорочении импульсов кажущаяся проницаемость уменьшается. Поэтому для получения достаточно высокой кажущейся проницаемости при коротких импульсах необходимо уменьшать толщину листов материала сердечника и применять сердечники с высокой проницаемостью на частном цикле и большим удельным сопротивлением, причем увеличение кажущейся проницаемости значительно эффективнее достигается путем уменьшения толщины листов. Толщина применяемых на практике листов лежит в пределах 0,05—0,35 *мм*.

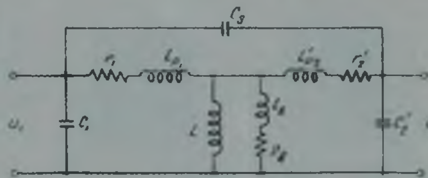


Рис. 19. 4. 11.

Величина кажущейся магнитной проницаемости может быть увеличена также при помощи подмагничивания сердечника постоянным током за счет увеличения приращения магнитной индукции ΔB.

Эквивалентная схема всякого трансформатора, в том числе и импульсного, может быть представлена в виде, изображенном на рис. 19. 4. 11. В этой схеме все величины пересчитаны к первичной обмотке. Индуктивности L_{p_1} и L_{p_2}' учитывают магнитный поток рассеяния; емкости C_1 и C_2' характеризуют емкости первичной и вторичной обмоток относительно корпуса, C_3 — емкость между обмотками. Сопротивления r_1 и r_2' учиты-

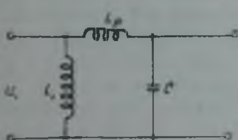


Рис. 19. 4. 12.

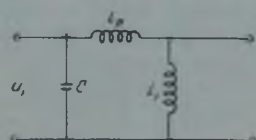


Рис. 19. 4. 13.

вают сопротивления обмоток. Величинами r_1, r_2', C_3 обычно можно пренебречь. Кроме того, индуктивность рассеяния, как правило, можно представить в виде одной индуктивности L_p, характеризующей магнитный поток рассеяния, т. е. поток, не являющийся общим для первичной и вторичной обмоток. Из двух емкостей C_1 и C_2' можно удержать только одну, отнеся ее к высоковольтной обмотке (т. е. к первичной в понижающем трансформаторе и ко вторичной в повышающем). Эта емкость, очевидно, должна учитывать весь запас электрической энергии в импульсном трансформаторе. Следовательно, эквивалентные схемы импульсного трансформатора могут быть сведены к двум схемам: схеме, изображенной на рис. 19. 4. 12, применимой к повышающему трансформатору, и к схеме, изображенной на рис. 19. 4. 13 для понижающего трансформатора. В обеих схемах индуктивность L_1 является эквивалентной индуктивностью первичной обмотки, учитывающей вихревые токи.

Величины сопротивлений, входящих во вторичную цепь, пересчитываются через квадрат коэффициента трансформации $n = \frac{U_2}{U_1}$ по известным формулам:

$$R' = \frac{R^2}{n^2}; \quad L' = \frac{L}{n^2} \quad \text{и} \quad C' = n^2 C.$$

В идеальном трансформаторе $L_p = 0$, $C = 0$ и $L_1 = \infty$; такой трансформатор, очевидно, не будет вносить никаких искажений в передаваемый через него импульс. Поэтому при конструировании трансформатора желательно иметь по возможности меньшие L_p и C и по возможности большую индуктивность первичной обмотки L_1.

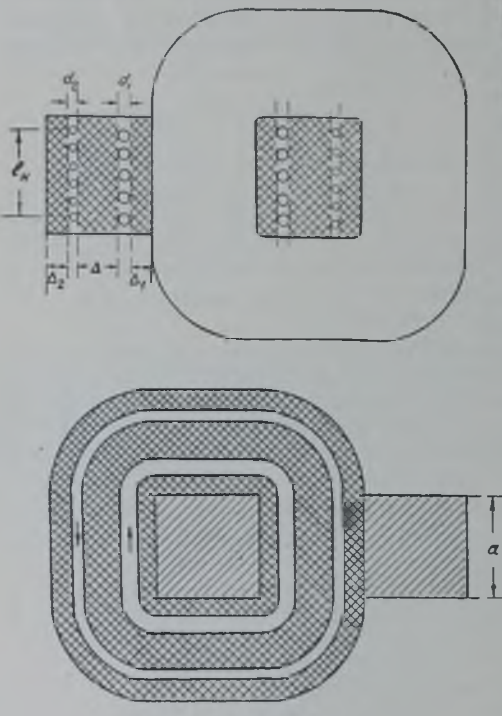


Рис. 19. 4. 14.

Выясним, от каких параметров трансформатора зависят индуктивности рассеяния L_p и емкость C. Для этой цели рассмотрим сначала простейшую конструкцию импульсного трансформатора, показанную на рис. 19. 4. 14. Обмотки трансформатора выполнены в виде двух однослойных катушек одинаковой длины. Между обмотками, а также между первичной обмоткой и сердечником и поверх вторичной обмотки проложен изоляционный материал.

Индуктивность рассеяния можно вычислить следующим образом. Длина катушек, образующих первичную и вторичную обмотки, обычно значительно больше расстояния между обмотками $l_к \gg \Delta$, поэтому обмотки могут считаться достаточно длинными соленоидами, и весь поток рассеяния сосредоточен в пространстве между обмотками. Так как ампервитки первичной и вторичной обмоток приблизительно одинаковы для обеих обмоток, то магнитное поле между ними приближенно равно полю в соленоиде с таким же количеством ампервитков, т. е.

$$H_0 = \frac{4\pi \cdot n_1 I_1}{l_к} = \frac{4\pi \cdot n_2 I_2}{l_к},$$

где n_1 и n_2 — количество витков в первичной и вторичной обмотках, а I_1 и I_2 — токи, в них протекающие.

Если считать, что ток распределен равномерно по сечению провода, то распределение поля между обмотками будет иметь вид, указанный на рис. 19.4.15: на участке $0 < x < d_1$ поле изменяется линейно с расстоянием

$$H_1 = H_0 \frac{x}{d_1};$$

на участке $d_1 < x < d_1 + \Delta$ поле постоянно и равно $H_2 = H_0$ и на участке $d_1 + \Delta < x < d_1 + d_2 + \Delta$ поле убывает линейно с расстоянием

$$H_2 = \frac{d_1 + d_2 + \Delta - x}{d_2} H_0 .$$

Энергия магнитного поля в этом пространстве составляет (если положить $\mu = 1$)

$$W_p = \int \frac{H^2}{8\pi} dv = \frac{l_s l_н}{8\pi} \left(\int\limits_0^{d_1} H_1^2\, dx + \int\limits_{d_1}^{d_1+\Delta} H_2^2\, dx + \int\limits_{d_1+\Delta}^{d_1+d_2+\Delta} H_3^2 dx \right) =$$

$$= \frac{2\pi \cdot n_1^2 I_1^2 l_в}{l_н} \left(\Delta + \frac{d_1 + d_2}{3} \right),$$

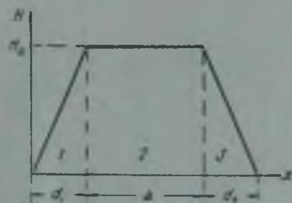


Рис. 19.4.15.

где $l_в$ — средняя длина витка.

С другой стороны, эта энергия рассеяния равна

$$W_p = \frac{1}{2} L_p I_1^2,$$

т. е.

$$L_p = \frac{4\pi \cdot n_1^2 l_в}{l_н} \left(\Delta + \frac{d_1 + d_2}{3} \right). \qquad (19.4.7)$$

Электрическая энергия запасается в пространстве между:

1) витками первичной обмотки,
2) витками вторичной обмотки,
3) первичной обмоткой и сердечником,
4) вторичной обмоткой и сердечником,
5) первичной и вторичной обмотками.

Оценим величину этих составляющих энергии.

Если емкость между двумя соседними витками первичной обмотки равна $C_{в_1}$, то энергия, запасаемая в пространстве между витками первичной обмотки, составит

$$W_{в_1} = \frac{1}{2} n_1 C_{в_1} \left(\frac{U_1}{n_1} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{C_{в_1}}{n_1} U_1^2 ,$$

что эквивалентно энергии, запасаемой в емкости $C'_{в_1} = \frac{C_{в_1}}{n}$. Аналогично для вторичной обмотки:

$$W_{в_2} = \frac{1}{2} n_2 C_{в_2} \left(\frac{U_2}{n_2} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{C_{в_2}}{n_2} U_2^2 = \frac{1}{2} \frac{C_{в_2}}{n_2} n^2 U_1^2 = \frac{1}{2} \frac{C_{в_2}}{n_1} n U_1^2$$

и

$$C'_{в_2} = n \frac{C_{в_2}}{n_1},$$

где $n = \frac{n_2}{n_1} = \frac{U_2}{U_1}$ — коэффициент трансформации.

Емкость вторичной обмотки на корпус в основном образуется только частью площади вторичной обмотки, а именно той, которая расположена в окне сердечника, непосредственно к нему примыкая. Для ее вычисления необходимо учитывать распределение напряжения на витках обмотки. Если отсчитывать расстояние вдоль обмотки от низкопотенциального конца, тогда распределение напряжения на обмотке будет иметь вид:

$$u = \frac{x}{l_н} U_2,$$

где x — расстояние, отсчитываемое от низкопотенциального конца. На участке длиной dx между обмоткой и корпусом запасается энергия

$$dW_{2c} = \frac{\varepsilon}{2} \frac{u^2 \cdot a}{4\pi \cdot \Delta_2} dx = \frac{\varepsilon a \cdot U_2^2}{8\pi \cdot \Delta_2 l_н^2} x^2 dx,$$

где a — толщина сердечника;

ε — диэлектрическая проницаемость изоляционного материала.

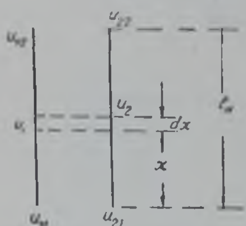


Рис. 19.4.16.

Полная энергия, запасаемая в этом пространстве, равна

$$W_{2c} = \int_0^{l_н} dW_{2c} = \frac{\varepsilon a l_н}{24\pi \cdot \Delta_2} U_2^2,$$

что эквивалентно энергии, запасаемой в емкости

$$C_{2c} = \frac{2W_{2c}}{U_1^2} = \frac{\varepsilon}{12\pi} \frac{a l_н}{\Delta_2} n^2,$$

подключенной в первичной обмотке.

Аналогично эквивалентная емкость первичной обмотки относительно сердечника трансформатора равна

$$C_{1c} = \frac{\varepsilon}{12\pi} \frac{l_н l_{в_1}}{\Delta_1},$$

где $l_{в_1}$ — длина витка первичной обмотки.

Емкость, учитывающая запас энергии в пространстве между обмотками, зависит от взаимного расположения низкопотенциальных концов обмоток. Действительно, пусть распределение потенциалов на обмотках имеет вид, указанный на рис. 19. 4. 16, т. е.:

$$u_1 = U_{11} + \frac{U_{12} - U_{11}}{l_н} x$$

и

$$u_2 = U_{21} + \frac{U_{22} - U_{21}}{l_н} x.$$

Энергия, запасаемая в элементе dx пространства между обмотками, равна

$$dW_{12} = \frac{\varepsilon l_в}{8\pi \cdot \Delta} (u_1 - u_2)^2 dx,$$

где $l_в$ — средняя длина витка, или

$$dW_{12} = \frac{\varepsilon l_в}{8\pi \cdot \Delta} \left[U_{11} - U_{21} + \frac{(U_{12} - U_{22}) - (U_{11} - U_{21})}{l_н} x \right]^2,$$

откуда

$$W_{12} = \frac{\varepsilon l_в l_н}{8\pi \cdot \Delta} \cdot \frac{1}{3} [(\delta u_1)^2 + \delta u_1 \cdot \delta u_2 + (\delta u_2)^2],$$

где

$$\delta u_1 = U_{11} - U_{21}; \qquad \delta u_2 = U_{12} - U_{22}.$$

Эквивалентная емкость, отнесенная к первичной обмотке, равна

$$C_{12}=\frac{\varepsilon l_{н} l_{в}}{12\pi\cdot\Delta}\cdot\frac{(\delta u_1)^2+\delta u_1\cdot\delta u_2+(\delta u_2)^2}{U_1^2}.$$

Если, с одной стороны, концы обмоток соединены с корпусом, а потенциалы других имеют одинаковую полярность, то $\delta u_1=0$, $\delta u_2=U_1-U_2$ и

$$C_{12}=\frac{\varepsilon l_{н} l_{в}}{12\pi\cdot\Delta}(n-1)^2.$$

Нетрудно видеть, что наибольшими из всех рассмотренных емкостей являются емкость между обмотками и емкость первичной обмотки на корпус, причем в случае повышающего трансформатора преобладающей является первая из этих емкостей. Таким образом, для рассматриваемого типа импульсного трансформатора эквивалентные параметры приближенно равны:

$$L_1=4\pi\cdot 10^{-9}\frac{n_1^2 S}{l}\mu_{к}\ гн;$$

$$L_p=4\pi\cdot 10^{-9}\frac{n_1^2 l_{в}}{l_{н}}\Delta\left(1+\frac{d_1+d_2}{3\Delta}\right)\ гн;$$

$$C=\frac{(n-1)^2}{0{,}9\cdot 12\pi}\varepsilon\frac{l_{н} l_{в}}{\Delta}\ пф,$$

или, поскольку $l_{н}=(n_1-1)\,d_1\simeq n_1 d_1$ и $\frac{d_1+d_2}{3\Delta}\ll 1$, то:

$$L_1\simeq 4\pi\cdot 10^{-9}\frac{l_{н}^2 S}{l d_1^2}\mu_{к};$$

$$L_p\simeq 4\pi\cdot 10^{-9}\frac{l_{н} l_{в}}{d_1^2}\Delta;$$

$$C\cong\frac{(n-1)^2}{34}\frac{l_{н} l_{в}}{\Delta}\varepsilon.$$

Для получения большой индуктивности первичной обмотки необходимо увеличивать длину обмотки $l_{н}$, сечение железа S, кажущуюся магнитную проницаемость материала сердечника $\mu_{к}$ и уменьшать диаметр провода d_1. Однако диаметр провода определяется током трансформатора, т. е. его мощностью, почему предельная величина диаметра провода ограничена. Увеличение же длины обмоток ведет к увеличению L_p и C. Точно так же площадь сечения железа зависит от длины витка: при увеличении S обязательно увеличивается $l_{в}$. Поэтому увеличение индуктивности первичной обмотки за счет увеличения площади поперечного сечения сердечника неизбежно связано с увеличением индуктивности рассеяния и емкости трансформатора. Следовательно, эффективное увеличение индуктивности первичной обмотки возможно только за счет увеличения кажущейся магнитной проницаемости материала сердечника, что приводит к известным затруднениям при укорочении импульса.

Уменьшение индуктивности рассеяния возможно только за счет уменьшения расстояния Δ между обмотками, так как уменьшение $l_{н}$ и $l_{в}$ связано с уменьшением L_1. Однако уменьшение Δ ведет к увеличению емкости обмоток трансформатора. Уменьшение же емкости этих обмоток возможно за счет применения в качестве заполняющего диэлектрика материала с малой диэлектрической проницаемостью ε и достаточно высоким пробивным градиентом напряжения, поскольку напряженность поля в пространстве между обмотками весьма высока из-за большого напряжения между обмотками $U_2 - U_1$ и малого расстояния между ними.

Из рассмотрения этого трансформатора простейшей конструкции видны те противоречия, которые возникают при его конструировании. В каждом конкретном случае необходимо идти на компромиссы в зависимости от того, какой из параметров является решающим: L_1, C или L_p.

Для уяснения влияния параметров трансформаторов на форму импульса рассмотрим процессы, имеющие место при разряде линии — накопителя на нагрузку через импульсный трансформатор.

§ 19. 5. Формирование фронта импульса

При рассмотрении процесса разряда накопителя на нагрузку линия может быть заменена эквивалентным генератором с внутренним сопротивлением, равным волновому сопротивлению линии, и электродвижущей силой, равной напряжению E на линии до разряда. Поэтому эквивалент-

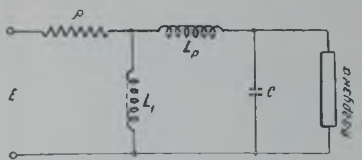


Рис. 19. 5. 1.

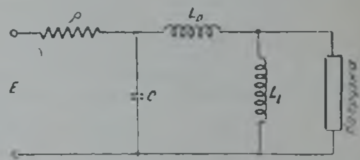
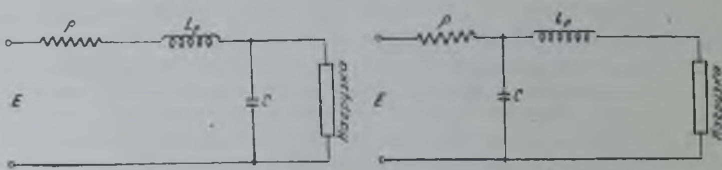


Рис. 19. 5. 2.

ная схема, описывающая процесс формирования импульса, имеет вид, указанный на рис. 19. 5. 1 для повышающего трансформатора и на рис. 19. 5. 2 для понижающего.

Рассмотрим процесс формирования импульса в три этапа: 1) формирование фронта импульса, 2) формирование вершины импульса, 3) формирование спада импульса.



а) б)

Рис. 19. 5. 3.

Исследуем сначала процесс формирования фронта импульса. При этом процессе ток в индуктивности первичной обмотки L_1 не успевает вырасти до сколько-нибудь значительной величины, почему индуктивностью L_1 можно пренебречь. Эквивалентная схема тогда принимает вид, указанный на рис. 19. 5. 3, *а* и 19. 5. 3, *б* соответственно для повышающего и понижающего трансформаторов. Характер протекания процесса зависит от вида нагрузки (анодная цепь триодного генератора или магнетрона).

Рассмотрим прежде всего случай триодного генератора, когда нагрузка может быть заменена линейным активным сопротивлением $R_н$. В случае повышающего трансформатора схема имеет вид, изображенный на рис. 19. 5. 4. Следует заметить, что емкость C включает в себя не только емкости трансформатора, но также и паразитные емкости схемы.

Для этой схемы имеем следующие уравнения:

$$E = u + i\rho + L_p \frac{di}{dt},$$

$$i = C\frac{du}{dt} + \frac{u}{R_н},$$

с начальными условиями:

$$t = 0;\ u = 0;\ i = 0,\ \text{т. е. } \frac{du}{dt} = 0.$$

После подстановки второго уравнения в первое получим

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \left(\frac{1}{R_н C} + \frac{\rho}{L_p}\right)\frac{du}{dt} + \frac{R_н + \rho}{R_н L_p C}u = \frac{E}{L_p C}.$$

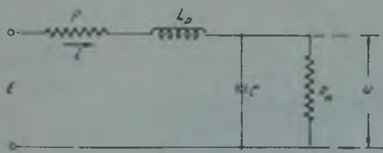


Рис. 19.5.4.

Решение этого уравнения имеет вид:

$$u = E\frac{R_н}{R_н + \rho}\left[1 - e^{-at}\left(\operatorname{ch} kt + \frac{a}{k}\operatorname{sh} kt\right)\right], \qquad (19.5.1)$$

где

$$a = \frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{L_p} + \frac{1}{CR_н}\right);\quad k = \sqrt{a^2 - \frac{1}{L_p C}\left(1 + \frac{\rho}{R_н}\right)}. \qquad (19.5.2)$$

В случае $k < 0$, введя $k = j\omega$, получим

$$u = E\frac{R_н}{R_н + \rho}\left[1 - e^{-at}\left(\cos\omega t + \frac{a}{\omega}\sin\omega t\right)\right]. \qquad (19.5.3)$$

Если ввести безразмерное время

$$T = t\sqrt{\frac{R_н + \rho}{R_н L_p C}} \qquad (19.5.4)$$

и параметр

$$\delta = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{R_н}{R_н + \rho}}\left(\frac{1}{R_н}\sqrt{\frac{L_p}{C}} + \rho\sqrt{\frac{C}{L_p}}\right) = a\sqrt{\frac{L_p C R_н}{R_н + \rho}}, \qquad (19.5.5)$$

то

$$k^2 = (\delta^2 - 1)\frac{R_н + \rho}{L_p C R_н},$$

и решение (19.5.1) принимает вид:

$$\frac{u}{E}\left(1 + \frac{\rho}{R_н}\right) = 1 - e^{-\delta T}\left[\operatorname{ch}\left(T\sqrt{\delta^2 - 1}\right) + \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 - 1}}\operatorname{sh}\left(T\sqrt{\delta^2 - 1}\right)\right] \qquad (19.5.6)$$

при $\delta^2 > 1$, и

$$\frac{u}{E}\left(1 + \frac{\rho}{R_н}\right) = 1 - e^{-\delta T}\left[\cos\left(T\sqrt{1 - \delta^2}\right) + \frac{\delta}{\sqrt{1 - \delta^2}}\sin\left(T\sqrt{1 - \delta^2}\right)\right] \qquad (19.5.7)$$

при $\delta^2 < 1$.

Следовательно, построенные в относительном масштабе графики начальных участков импульса зависят только от одного параметра δ. При $\delta > 1$ процесс на фронте импульса носит апериодический характер, при $\delta < 1$ — колебательный. На рис. 19.5.5 представлено семейство кривых, построенных по формулам (19.5.6) и (19.5.7), которое отражает закон установления напряжения на нагрузке при разряде линии.

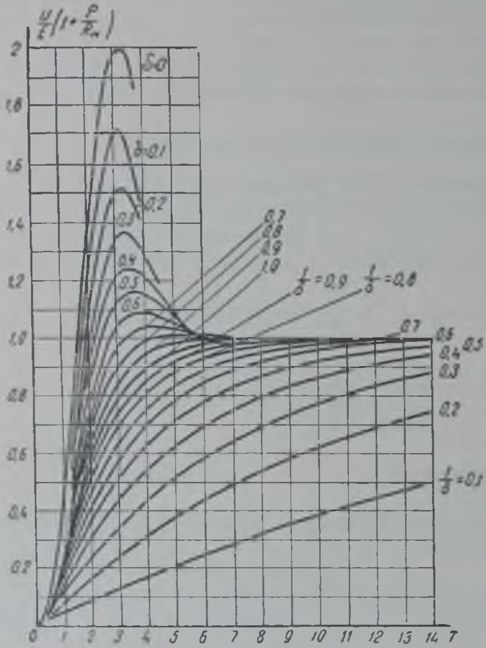


Рис. 19.5.5.

Наибольший интерес представляет случай, когда линия согласована с генератором, т. е. когда

$$R_н = \rho.$$

Параметр δ в этом случае равен

$$\delta = \frac{x + \frac{1}{x}}{2\sqrt{2}}, \qquad (19.5.8)$$

где

$$x = \frac{1}{R_н}\sqrt{\frac{L_р}{C}}. \qquad (19.5.9)$$

Поскольку $x + \frac{1}{x} \geqslant 2$, то и $\delta \geqslant \frac{1}{\sqrt{2}}$. Следовательно, при согласованной нагрузке модулятора колебания на вершине импульса, обусловленные индуктивностью рассеяния трансформатора и паразитной емкостью схемы и трансформатора, достаточно малы; их амплитуда меньше 10%.

Если $x \gg 1$ или $x \ll 1$, то $\delta \gg 1$ и

$$\sqrt{\delta^2 - 1} \cong \delta - \frac{1}{2\delta}. \qquad (19.5.10)$$

Из (19.5.6) имеем в этом случае

$$\frac{u}{E}\left(1 + \frac{\rho}{R_н}\right) = \frac{2u}{E} =$$

$$= 1 - \frac{1}{2}\left[\left(1 + \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 - 1}}\right) e^{-(\delta - \sqrt{\delta^2 - 1})T} + \left(1 - \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 - 1}}\right) e^{-(\delta + \sqrt{\delta^2 - 1})T}\right],$$

или, учитывая (19.5.10) и пренебрегая членами порядка $\frac{1}{\delta^2}$ и выше:

$$\frac{2u}{E} \cong 1 - e^{-\frac{T}{2\delta}}. \qquad (19.5.11)$$

Приближенно длительность фронта импульса можно определить из условия $\frac{T}{2\delta} = 3$, откуда

$$\tau_1 \cong \frac{3}{2}\left(R_н C + \frac{L_р}{R_н}\right) = \frac{3}{2} R_н C \left(1 + \frac{L_р}{R_н^2 C}\right) = \frac{3}{2}\frac{L_р}{R_н}\left(1 + \frac{R_н^2 C}{L_р}\right).$$

Если $x \gg 1$, т. е. если L_p велико, а C мало, то

$$\tau_1 \cong \frac{3}{2}\frac{L_p}{R_н}, \tag{19.5.12}$$

и для уменьшения длительности фронта надо уменьшать индуктивность рассеяния трансформатора, т. е. уменьшать x. Если же $x \ll 1$, т. е. если велика емкость C, то

$$\tau_1 \cong \frac{3}{2} R_н C, \tag{19.5.13}$$

и для уменьшения τ_1 надо уменьшать C.

Минимальное время установления, согласно графикам рис. 19.5.5, имеет место при $x = 1$, т. е. при

$$R_н = \rho = \sqrt{\frac{L_p}{C}}, \tag{19.5.14}$$

причем

$$\tau_{1мин} \cong 2,1\sqrt{L_pC}. \tag{19.5.15}$$

т. е. для укорочения фронта импульса желательно уменьшать и индуктивность рассеяния и паразитную емкость, оставляя неизменным их отношение (19.5.14).

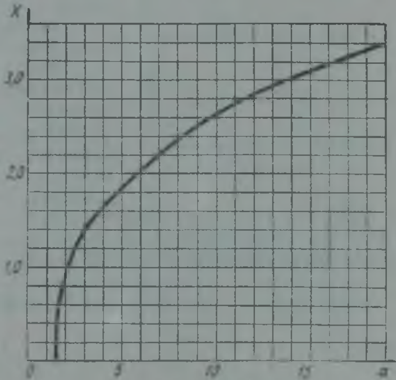


Рис. 19.5.6.

Следует заметить, что при невозможности беспредельного уменьшения паразитной емкости, нет смысла стремиться к получению очень малой индуктивности рассеяния, поскольку при большом C длительность фронта зависит только от емкости (19.5.13). Необходимо помнить также, что уменьшение индуктивности рассеяния трансформатора неизбежно связано с увеличением его паразитной емкости. Поэтому при очень малых L_p длительность фронта импульса может оказаться большой из-за увеличения емкости, т. е. может существовать оптимальное значение индуктивности рассеяния, при котором длительность фронта минимальна. Величина оптимальной индуктивности рассеяния зависит от закона изменения L_p и C, определяемого конструкцией трансформатора, а также от соотношения паразитных емкостей схемы и трансформатора. При отклонении параметров трансформатора от оптимальных условий (19.5.14) и (19.5.15), длительность фронта импульса может быть определена из графиков на рис. 19.5.5. Для этой цели на рис. 19.5.6 построен график, связывающий длительность фронта с параметрами трансформатора. При малых α пользование графиком затруднительно, поэтому можно воспользоваться приближенным выражением:

$$\alpha = \frac{\tau_1}{CR_н} \cong \frac{3}{2} + x^2,$$

которое достаточно точно при $x < 0,5$ и $\alpha < 1,75$. При больших x можно воспользоваться формулой:

$$\alpha \cong \frac{3}{2} x^2,$$

достаточно точной при $\alpha > 10$, $x > 2{,}65$.

В случае понижающего трансформатора эквивалентная схема изображена на рис. 19.5.7, и уравнение для напряжения на нагрузке имеет вид:

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \left(\frac{R_н}{L_p} + \frac{1}{\rho C}\right)\frac{du}{dt} + \frac{R_н + \rho}{L_p C \rho} u = \frac{R_н}{\rho} \frac{E}{L_p C}.$$

Решение этого уравнения получается из решения для первого случая заменой ρ на $R_н$ и обратно в выражениях (19.5.2), (19.5.4) и (19.5.3). Поскольку нас интересует случай $\rho = R_н$, то это различие не играет никакой роли. Таким образом, все сказанное относительно повышающего трансформатора справедливо и для понижающего.

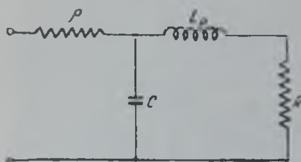


Рис. 19.5.7.

Теперь рассмотрим процесс при модуляции магнетронного генератора, причем рассмотрим только случай повышающего трансформатора, так как понижающий трансформатор при модуляции магнетронов с помощью модуляторов с искусственными линиями практически не используется.

До тех пор, пока напряжение на магнетроне не выросло до величины E_0, сопротивление нагрузки можно считать бесконечно большим, и для напряжения на емкости C будем иметь:

$$u = E\left[1 - e^{-at}\left(\operatorname{ch} kt + \frac{a}{k}\operatorname{sh} kt\right)\right], \qquad (19.5.16)$$

где

$$a = \frac{\rho}{2L_p};\ k = \sqrt{a^2 - \frac{1}{L_p C}};\ \delta = \frac{\rho}{2}\sqrt{\frac{C}{L_p}};\ T = \frac{t}{\sqrt{L_p C}}. \qquad (19.5.17)$$

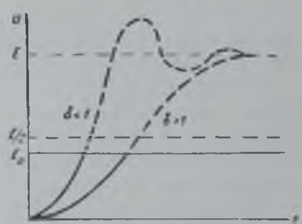


Рис. 19.5.8.

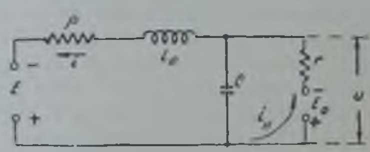


Рис. 19.5.9.

Отличительная особенность данного случая от рассмотренного выше заключается в том, что установившееся значение напряжения теперь равно E, тогда как ранее оно составляло $\frac{R_н}{\rho + R_н} E = \frac{E}{2}$. Поскольку представляет интерес лишь область $u \leqslant E_0 < \frac{E}{2}$, имеет смысл рассматривать только возрастающие ветви кривых на рис. 19.5.5 (см. рис. 19.5.8). При $u > E_0$ начинает работать магнетрон, и эквивалентная схема уже имеет вид, изображенный на рис. 19.5.9, для которой закон изменения напряжения будет иным.

Для схемы рис. 19. 5. 9 удобнее рассматривать в качестве переменной величины ток i, для которого уравнение имеет вид:

$$E = i\rho + L_\rho \frac{di}{dt} + E_0 + i_\text{м} r,$$

или, поскольку $i_\text{м} = i - i_C$,

$$E - E_0 = L_\rho \frac{di}{dt} + i(\rho + r) - i_C r. \qquad (19.5.18)$$

Точное решение уравнения (19. 5. 18) громоздко, поэтому оценим качественно решение следующим приемом. Напряжение E_0 близко к стационарному напряжению на магнетроне, равному $\frac{E}{2}$, в результате, после того как напряжение на конденсаторе вырастет до величины E_0, ток i_C будет мал, т. е. $i_\text{м} \cong i$ и последним слагаемым в уравнении (19. 5. 18) можно пренебречь. Тогда уравнение имеет решение:

$$i \cong \left(i_0 - \frac{E - E_0}{\rho + r} \right) e^{-\frac{\rho + r}{L_\rho}(t - t_1)} + \frac{E - E_0'}{\rho + r}, \qquad (19.5.19)$$

где i_0 — ток, протекающий в индуктивности L_ρ в момент t_1, когда $u = E_0$; согласно (19. 5. 16) этот ток равен

$$i_0 = C \left. \frac{du}{dt} \right|_{t = t_1} = \frac{E}{L_\rho} \frac{\operatorname{sh} kt_1}{k} e^{-at_1}. \qquad (19.5.20)$$

Величина $\frac{E - E_0}{\rho + r} = I_a$ есть не что иное, как ток магнетрона в стационарном состоянии. Форма фронта импульса зависит от соотношения токов i_0 и I_a. В свою очередь, величина тока i_0 зависит от δ. При малых $\delta \ll 1$:

$$k \cong \frac{j}{\sqrt{L_\rho C}} = j\omega$$

и

$$u \cong E(1 - \cos \omega t).$$

Время t_1 приближенно удовлетворяет уравнению:

$$E_0 = E(1 - \cos \omega t_1) \cong \frac{E}{2},$$

откуда

$$\omega t_1 \cong \frac{\pi}{3},$$

т. е.

$$t_1 = \frac{\pi}{3} \sqrt{L_\rho C}.$$

Ток i_0 при этом равен

$$i_0 = \frac{E}{\omega L_\rho} \sin \omega t_1 \cong \frac{E}{2\rho} \cdot 2\sqrt{3} \cdot \delta.$$

Но $\frac{E}{2\rho} \cong I_a$ — ток магнетрона в стационарном состоянии, поэтому при малых δ, т. е. при большом L_ρ и малом C ток в индуктивности к моменту запуска магнетрона мал:

$$i_0 \cong 2\sqrt{3}\, \delta I_a \ll I_a.$$

При достаточно больших $\delta \gg 1$, согласно (19.5.11) и (19.5.17) имеем

$$u \cong E\left(1 - e^{-\frac{T}{2\delta}}\right) = E\left(1 - e^{-\frac{t}{\rho C}}\right),$$

поэтому ток в цепи

$$i = C\frac{du}{dt} = \frac{E}{\rho}e^{-\frac{t}{\rho C}}.$$

В момент времени t_1, когда $u = E_0 \cong \frac{E}{2}$, $e^{-\frac{t_1}{\rho C}} \cong 0{,}5$, и ток в индуктивности приблизительно равен току магнетрона в установившемся режиме:

$$i_0 \cong \frac{E}{2\rho} = I_a.$$

Более детальный расчет показывает, что зависимость i_0 от δ имеет вид, изображенный на рис. 19.5.10. Ток i_0 максимален при $\delta = 1$ и этот максимум примерно на 30% больше тока нагрузки в установившемся состоянии.

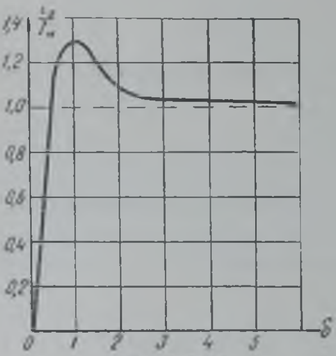


Рис. 19.5.10.

При достаточно малых $\delta < 0{,}44$, к моменту начала работы магнетрона ток в индуктивности i_0 мал, поэтому после начала работы магнетрона ток в индуктивности апериодически возрастает до величины I_a, равной току магнетрона в рабочем режиме. Характер изменения напряжения на нагрузке и тока в магнетроне показан на рис. 19.5.11. В случае $\delta > 0{,}44$, ток в индуктивности i_0 больше тока в магнетроне, поэтому по достижении напряжения $u = E_0$ емкость C будет продолжать еще заряжаться. Напряжение на емкости, а следовательно, и на магнетроне, растет. Этот процесс будет происходить достаточно быстро и до тех пор, пока ток в индуктивности не сравняется с током в магнетроне, после чего емкость C будет апериодически разряжаться, а токи в индуктивности и в магнетроне убывать по закону (19.5.19). Постоянная времени этого процесса $\frac{L_p}{r+\rho}$ достаточно мала, следовательно, напряжение на магнетроне имеет характерный «всплеск» (рис. 19.5.12), амплитуда которого тем больше, чем ближе величина δ приближается к единице. При достаточно больших δ, когда индуктивность рассеяния мало влияет на процесс формирования фронта импульса, «всплеск» практически отсутствует.

Большая величина выброса анодного напряжения магнетрона на фронте импульса недопустима, так как при этом имеет место изменение частоты колебаний и возможно генерирование колебаний других видов. Параметры импульсного трансформатора необходимо выбирать таким образом, чтобы выбросы были достаточно малы или вообще отсутствовали. Согласно вышеизложенному, это имеет место приблизительно, если

$$\delta < 0{,}5 \quad \text{или} \quad \delta > 2,$$

т. е. при

$$\rho < \sqrt{\frac{L_p}{C}} \text{ или } \rho > 4\sqrt{\frac{L_p}{C}}.$$

За длительность фронта можно принять время t_1, в течение которого напряжение на аноде магнетрона возрастает до величины E_0, достаточно мало отличающейся от рабочего анодного напряжения. Зависимость этого времени от параметров трансформатора представлена на рис. 19.5.13. При достаточно малых δ

$$\tau_1 \cong \sqrt{L_p C}.$$

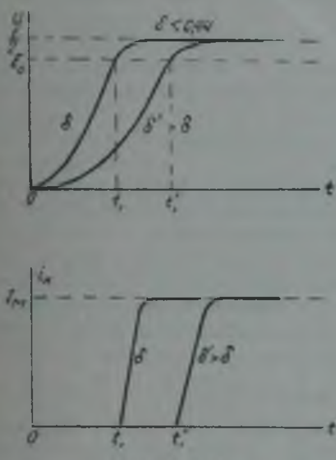


Рис. 19.5.11.

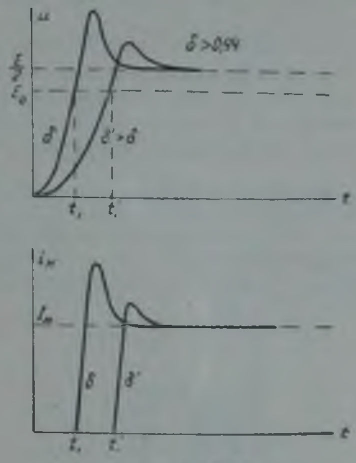


Рис. 19.5.12.

При достаточно больших δ для определения τ_1 будем иметь:

$$u \cong E\left(1 - e^{-\frac{T}{2\delta}}\right) = \frac{E}{2},$$

откуда

$$\tau_1 \cong 1{,}38\,\delta\sqrt{L_p C} = 0{,}69\,\rho C.$$

На форму фронта импульса напряжения на магнетроне влияет также время установления высокочастотных колебаний. При предыдущем рассмотрении предполагалось, что высокочастотные колебания устанавливаются мгновенно. При конечном времени установления колебаний процесс будет протекать следующим образом. Если предположить, что колебания в магнетроне появляются при достижении напряжения E_0 на аноде, тогда, начиная с момента времени t_1, постепенно будет нарастать амплитуда колебаний и в соответствии с этой амплитудой будет расти ток магнетрона и падать его сопротивление. Непосредственно после момента времени t_1 ток, текущий в магнетроне, весьма мал по сравнению с током в индуктивности i_0, поэтому напряжение на конденсаторе будет расти. Это возрастание будет продолжаться до тех пор, пока ток магнетрона не станет достаточно большим, т. е. пока амплитуда высокочастотных коле-

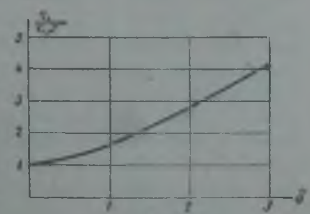


Рис. 19.5.13.

баний не возрастет до значительной величины, после чего напряжение на аноде упадет до рабочего напряжения. Величина выброса напряжения будет тем больше, чем больше время установления колебаний в магнетроне. Заметим, что этот процесс может иметь место и в модуляторе с искусственной линией без импульсного трансформатора, так как до установления колебаний линия разряжается на очень большое сопротивление, в результате чего напряжение на нем будет близко к напряжению линии E, т. е. значительно больше рабочего напряжения на аноде, равного $\frac{E}{2}$.

Для устранения этого нежелательного явления при модуляции магнетронов при помощи модуляторов с искусственными линиями параллельно магнетрону ставится демпфирующая цепочка, состоящая из последовательно соединенных сопротивления и конденсатора (рис. 19. 5. 14). В схеме модулятора с импульсным трансформатором цепочка может стоять как во вторичной обмотке параллельно магнетрону (рис. 19.5. 14, *б*), так и параллельно первичной обмотке (рис. 19. 5. 14, *в*). Величина сопротивления демпфирующей цепочки выбирается равной сопротивлению магнетрона в рабочем режиме $R_д = R_н = \frac{E_a}{i_a}$ (в случае включения цепочки в первичной цепи трансформатора сопротивление соответственно пересчитывается на $R_д = \frac{R_н}{n^2}$, где n — коэффициент трансформации). Емкость $C_д$ выбирается таким образом, чтобы постоянная времени цепочки $R_д C_д$ была порядка времени установления высокочастотных колебаний в магнетроне.

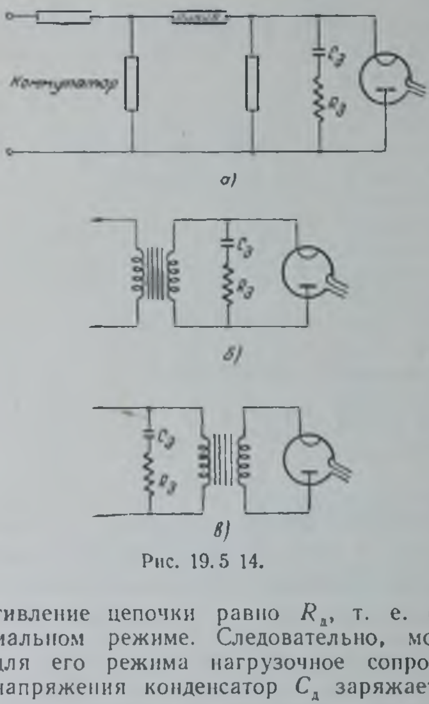


Рис. 19.5 14.

Непосредственно после включения конденсатор $C_д$ не заряжен, поэтому эквивалентное сопротивление цепочки равно $R_д$, т. е. сопротивлению нагрузки в нормальном режиме. Следовательно, модулятор работает на нормальное для его режима нагрузочное сопротивление. По мере возрастания напряжения конденсатор $C_д$ заряжается, и ток, текущий в цепочке, уменьшается, т. е. ее эквивалентное сопротивление растет. Одновременно с этим происходит увеличение амплитуды высокочастотных колебаний в магнетроне и возрастание анодного тока, в результате чего сопротивление магнетрона уменьшается. При правильно подобранной постоянной времени цепочки в течение всего процесса установления напряжения и высокочастотных колебаний эквивалентные сопротивления цепочки и магнетрона, соединенных параллельно, должны составлять сопротивление, равное сопротивлению магнетрона в рабочем режиме. К концу процесса установления конденсатор $C_д$ заряжается полностью, ток в цепочке не протекает, ее эквивалентное сопротивление бесконечно велико. С другой стороны, по окончании процесса установления магнетрон работает в нормальном рабочем режиме, следовательно, его сопротивление равно $R_н$. Таким образом устраняется выброс напряжения на фронте импульса в случае схемы без импульсного трансформатора.

При наличии трансформатора процесс протекает несколько сложнее, так как выброс напряжения обусловлен не только временем установления колебаний в магнетроне, но и временем установления их в трансформаторе. Поэтому демпфирующая цепочка полностью не устраняет выбросов напряжения, особенно если неудачно подобраны параметры трансформатора. Однако амплитуда выбросов при наличии цепочки уменьшается. Расчет конденсатора цепочки $C_д$ представляет достаточно сложную задачу, для решения которой не всегда имеются необходимые данные, поэтому величина емкости подбирается экспериментально.

§ 19.6. Процессы на вершине и участке спада импульса

При рассмотрении процессов на вершине импульса можно пренебречь емкостью C, поскольку напряжение на ней меняется незначительно и ток, через нее протекающий, весьма мал. То же самое можно сказать и об индуктивности рассеяния, через которую будет протекать почти неизменный ток нагрузки. Следовательно, схема, описывающая процесс на вер-

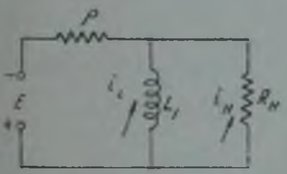


Рис. 19.6.1.

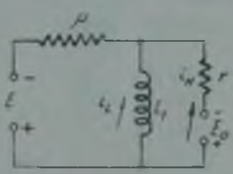


Рис. 19.6.2.

шине импульса, имеет вид, изображенный на рис. 19.6.1 при модуляции триодного генератора и на рис. 19.6.2 при модуляции магнетрона.

К моменту начала верхней части импульса ток в индуктивности первичной обмотки можно считать равным нулю. С течением времени ток в индуктивности возрастает, вследствие чего уменьшается напряжение на нагрузке и ток в ней. Очевидно, что изменение напряжения на нагрузке за время импульса будет тем больше, чем больше длительность импульса, меньше индуктивность L_1 и больше сопротивления ρ и $R_н$. Оценим эти изменения количественно.

Для первой схемы (рис. 19.6.1) имеем следующие уравнения:

$$u = L_1 \frac{di_L}{dt};$$

$$E = u + (i_L + i_н)\rho, \qquad (19.6.1)$$

с начальным условием при $t = 0$,

$$i_L = 0 \quad \text{или} \quad u = E_a = \frac{R_н}{R_н + \rho} E.$$

Исключая i_L и $i_н$ из уравнений (19.6.1), получим

$$\frac{du}{dt} + \frac{\rho R_н}{L_1 (R_н + \rho)} = 0,$$

откуда

$$u = E_a \cdot e^{-\frac{\rho R_н t}{(\rho + R_н) L_1}}.$$

Полагая, что за время длительности импульса τ напряжение не изменяется сильно, разлагая это выражение в ряд и ограничиваясь двумя первыми членами, получим

$$u = E_a \left[1 - \frac{R_н \rho}{L_1 (R_н + \rho)} t\right],$$

и за время импульса изменение напряжения составит

$$G = \frac{\Delta E_a}{E_a} = \frac{\Delta I_a}{I_a} = \frac{\rho R_н}{L_1 (R_н + \rho)} \tau.$$

В случае согласованной нагрузки $\rho = R_н$ и

$$G = \frac{\rho \tau}{2L_1}. \tag{19.6.2}$$

Если допустимая нестабильность напряжения за время импульса задана, то это условие может служить основанием для выбора индуктивности первичной обмотки трансформатора

$$L_1 \geqslant \frac{\rho \tau}{2G}. \tag{19.6.3}$$

Для второй схемы:

$$E_0 + i_н r = L_1 \frac{di_L}{dt};$$

$$i_н r + E_0 = E - (i_н + i_L) \rho,$$

или

$$\frac{L_1 (\rho + r)}{\rho r} \frac{di_н}{dt} + i_н = -\frac{E_0}{r}.$$

Начальное условие имеет вид:

$$t = 0; \quad i_н = \frac{E - E_0}{\rho + r} = I_a. \tag{19.6.4}$$

Решение уравнения (19.6.5) можно записать в виде:

$$i_н = \left(\frac{E - E_0}{\rho + r} + \frac{E_0}{r}\right) e^{-\frac{\rho r}{L_1(\rho + r)} t} - \frac{E_0}{r}$$

или приближенно

$$i_н = \left(I_a + \frac{E_0}{r}\right)\left[1 - \frac{\rho r}{L_1 (\rho + r)} t\right] - \frac{E_0}{r} =$$

$$= I_a - \left(I_a + \frac{E_0}{r}\right) \frac{\rho r}{(\rho + r) L_1} t. \tag{19.6.5}$$

Для напряжения на нагрузке имеем

$$u_н = E_0 + i_н r = (E_0 + I_a r)\left[1 - \frac{\rho r}{L_1 (\rho + r)} t\right];$$

но $E_0 + I_a r = E_a$ есть напряжение на аноде магнетрона в начале вершины импульса, т. е.

$$u_н = E_a \left[1 - \frac{\rho r}{L_1 (\rho + r)} t\right]. \tag{19.6.6}$$

Относительное изменение напряжения на нагрузке за время импульса равно

$$G_E = \left|\frac{\Delta E_a}{E_a}\right| = \frac{\rho r \cdot \tau}{(\rho + r) L_1} = \frac{\rho \tau}{L_1 \left(1 + \frac{\rho}{r}\right)}. \tag{19.6.7}$$

Так как $\frac{\rho}{r} > 1$, то относительное изменение напряжения на магнетроне при тех же условиях меньше, чем в случае модуляции триодного генератора. Однако при этом будут большие изменения тока через нагрузку. Действительно, из (19.6.6) имеем

$$G_I = \left|\frac{\Delta I_a}{I_a}\right| = \left(1 + \frac{E_0}{rI_a}\right)\frac{\rho r}{L_1(\rho + r)}\tau = \left(\frac{1}{1 + \frac{\rho}{r}} + \frac{E_0}{E - E_0}\right)\frac{\rho\tau}{L_1}. \quad (19.6.8)$$

Величина $\frac{1}{1+\frac{\rho}{r}}$ мала, но $\frac{E_0}{E-E_0} \cong 1$, так как $E_0 \cong \frac{E}{2}$; поэтому

$$G_I \cong \frac{\rho\tau}{L_1} = \left(1 + \frac{\rho}{r}\right) G_E \gg G_E.$$

Для магнетронов обычно задается допустимое изменение тока за время импульса, поэтому условие (19.6.8) может служить основанием для выбора индуктивности первичной обмотки импульсного трансформатора

$$L_1 \geqslant \frac{\frac{r}{\rho + r} + \frac{E_0}{E - E_0}}{G_I}\cdot\rho\tau. \quad (19.6.9)$$

При согласованной нагрузке

$$I_a r + E_0 = \frac{E}{2},$$

поэтому

$$\frac{E - E_0}{\rho + r} r + E_0 = \frac{E}{2}$$

или

$$\frac{r}{\rho + r} + \frac{E_0}{E - E_0} = \frac{E}{2(E - E_0)} = \frac{1}{2\left(1 - \frac{E_0}{E}\right)},$$

и неравенство (19.6.9) принимает вид:

$$L_1 > \frac{\rho\tau}{2G_I\left(1 - \frac{E_0}{E}\right)}. \quad (19.6.10)$$

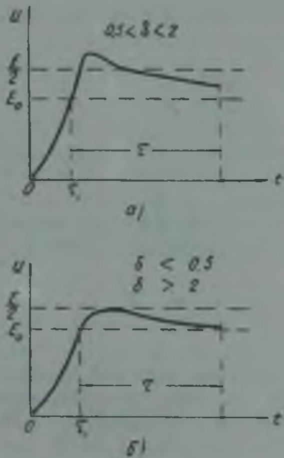


Рис. 19.6.3.

Следует также учитывать, что из-за индуктивности рассеяния в начале вершины импульса может иметь место либо заметное спадание напряжения за счет выброса на фронте (рис. 19.6.3, *а*) ($0{,}5 < \delta < 2$), либо постепенное увеличение напряжения на нагрузке при достаточно малом или достаточно большом δ ($\delta < 0{,}5$ и $\delta > 2$) (рис. 19.6.3, *б*). С точки зрения большего постоянства напряжения на вершине импульса параметр δ желательно выбирать меньше 0,5 или больше 2.

Процесс формирования участка спада импульса мало отличается от процесса в модуляторе с накопительным конденсатором и корректирующей индуктивностью. В схеме с трансформатором роль такой индуктивности играет индуктивность первичной обмотки. Ток в индуктивности к концу импульса равен

$$I_L = \frac{E_a \cdot \tau}{L_1} \cong \frac{\tau E}{2L_1}.$$

Весь расчет для этого процесса ведется так же, как было описано в главе 18. Следует только учитывать, что полученные из данного расчета величины, касающиеся гасящего диода, относятся к случаю включения диода в цепь первичной обмотки. При включении диода во вторичную цепь его параметры должны быть соответственно пересчитаны в зависимости от коэффициента трансформации.

Кроме того, в схеме с трансформатором из-за потерь в сердечнике трансформатора и демпфирующей цепочке колебания на участке спада затухают достаточно быстро. Вследствие этого в ряде практических схем гасящий диод отсутствует.

§ 19.7. Конструкция импульсного трансформатора и его расчет

Импульсные трансформаторы, применяемые в мощных импульсных модуляторах, имеют сердечник П-образной формы, с прямоугольным сечением, на который наматываются первичная и вторичная обмотки. При конструировании мощного импульсного трансформатора большое значение имеет изоляция обмоток между собой и относительно корпуса, а также хорошее охлаждение трансформатора. В настоящее время используются трансформаторы, работающие при напряжениях до 100 *кв* и рассчитанные на мощность в импульсе до 10 *мгвт*, т. е. на среднюю мощность до 10 *квт*.

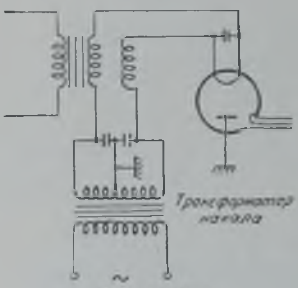


Рис. 19.7.1.

Как правило, трансформатор помещается в герметизированный металлический кожух, заполняемый маслом. Боковая поверхность кожуха делается гофрированной, что обеспечивает возможность увеличения объема кожуха при нагревании масла. Выводы обмоток осуществляются через специальные проходные изоляторы из фарфора.

Трансформаторы изготовляются как с отдельными первичной и вторичной обмотками, если необходимо изменять полярность модулирующего импульса, так и в виде автотрансформаторов, если изменения полярности импульсов не требуется. Вторичная обмотка импульсного трансформатора, как правило, состоит из двух одинаковых катушек, соединенных по высокому напряжению импульса параллельно. Такая вторичная обмотка используется для подачи напряжения накала на магнетрон (рис. 19.7.1), в котором с корпусом всегда соединяется анод, благодаря чему цепь накала оказывается под высоким напряжением. Для тока накала обе обмотки включены последовательно. Ток накала протекает по обмоткам в противоположных направлениях и потому практически не создает магнитного поля в сердечнике. Подобная конструкция импульсного трансформатора позволяет избежать применения для подачи накала специального трансформатора, вторичная обмотка которого находится под напряжением импульса и увеличивает паразитную емкость схемы (см. § 19.4). Однако трансформатор этой конструкции обладает увеличенной индуктивностью рассеяния из-за большей толщины вторичной обмотки.

Обмотки импульсных трансформаторов делаются как однослойными, так и многослойными (двух- и трехслойными). Очень часто низковольтная обмотка располагается между двумя высоковольтными обмотками, что приводит к уменьшению индуктивности рассеяния, но зато увеличивает паразитную емкость трансформатора.

Сердечник импульсного трансформатора изготовляется из специальных материалов, обладающих повышенными магнитными качествами (кремнистая сталь ХВП, пермаллой, гиперсил и др.). Сердечник трансформатора либо набирается из штампованных пластин, либо наматывается из тонкой ленты. Толщина листов достигает 0,01 *мм* для уменьшения потерь на вихревые токи. Для этой же цели лента и листы изолируются друг от друга нанесением на их поверхность тонкого изолирующего слоя из окиси кремния, оксида, силиката хрома и других. При изготовлении сердечника из непрерывной длинной ленты обмотки наматываются с помощью челнока, что усложняет процесс намотки, а кроме того, при этом не может быть использовано полностью окно в сердечнике. Указанное обстоятельство приводит иногда к необходимости разрезания такого сердечника на две части. Обе части должны быть тщательно пришлифованы друг к другу, чтобы воздушный зазор был достаточно малым (порядка $1 \div 5 \cdot 10^{-4}$ от всей длины сердечника).

В некоторых случаях воздушный зазор создается специально для обеспечения достаточно большого изменения индукции за время импульса ΔB. Этот прием используется в тех случаях, когда нет возможности создать обратный ток достаточной величины (см. стр. 507). Оптимальная величина воздушного зазора приблизительно составляет $\frac{2}{\mu_0}$ от длины сердечника; μ_0 — средняя величина статической магнитной проницаемости.

В приложении № 7 приведены некоторые данные, характеризующие магнитные свойства материалов, используемых для изготовления сердечников импульсных трансформаторов.

Обмотки трансформатора изготовляются из медного провода, сечение которого выбирается исходя из допустимой плотности тока около 10 *а/мм²*. При выборе сечения провода необходимо учитывать, что эффективное значение тока в обмотках равно

$$I_{эфф} = \frac{I_{имп}}{\sqrt{s}}.$$

Следует учитывать также, что вследствие малых длительностей импульсов токи в обмотках протекают не по всему сечению провода, а только по достаточно тонкому слою около поверхности. Вследствие этого сопротивление провода возрастает, и при выборе сечения необходимо увеличивать эффективное значение тока

$$I_{расч} = kI_{эфф}.$$

Коэффициент k зависит от диаметра провода d, глубины проникновения Δ_0, а также от взаимного расположения катушек. Если обмотки сделаны однослойными, то

$$k = 0{,}82\sqrt{\frac{d}{\Delta_0}},$$

где $\Delta_0 \cong 0{,}01\sqrt{\tau}$, причем Δ_0 и d выражены в *см*, а τ — в *мксек*.

Если первичная обмотка расположена между двумя вторичными, то k должно быть уменьшено в $\sqrt{2}$ раз.

При расчете тока во вторичной обмотке необходимо учитывать ток накала магнетрона, который, как правило, оказывается значительно больше эффективного тока в обмотке за время импульса. Провод выбирается по току

$$I_{расч} = \sqrt{I_{эфф}^2 + I_{нак}^2}.$$

При выборе типа обмоток трансформатора руководствуются величинами индуктивности рассеяния и паразитными емкостями, которые зависят от вида намотки. В приложениях № 8а и № 8б указаны некоторые виды применяемых обмоток и приведены формулы для вычисления индуктивностей рассеяния и емкостей трансформаторов.

Расчет импульсного трансформатора с учетом всех паразитных параметров является сложной задачей. В настоящее время не создано достаточно точных и простых способов расчета импульсных трансформаторов. Как правило, расчет производится путем подбора некоторых параметров в результате проведения поверочных расчетов. Вопросы расчета импульсного трансформатора освещены в ряде работ советских ученых, в том числе в работах Я. С. Ицхоки, Ф. В. Лукина и др.

Задача расчета импульсного трансформатора разделяется на две части: 1) определение электромагнитных параметров трансформатора L_p, $C_т$, L_1, n, и 2) определение конструктивных параметров — геометрические размеры, количество витков, материал сердечника и др.

Для решения первой задачи исходными данными являются мощность в нагрузке $P_н$, напряжение на нагрузке $E_a = U_2$, длительность импульса τ и требование к форме импульса (длительность фронта τ_1, длительность спада τ_2, неравномерность на вершине G_E или G_I), а также напряжение, действующее на первичной обмотке трансформатора U_1.

Коэффициент трансформации трансформатора определяется из условия:

$$n = \frac{U_2}{U_1}.$$

Волновое сопротивление линии выбирается равным

$$\rho \geqslant \frac{1}{n^2}\frac{E_a}{I_a} = R_н.$$

Из заданной неравномерности на вершине импульса индуктивность первичной обмотки находится по формулам (19.6.3) или (19.6.10).

Затем, на основании требования к участку спада импульса определяется допустимая величина паразитной емкости (см. § 18.2), после чего оцениваются возможные паразитные емкости схемы. Если получаемая из расчета по длительности участка спада импульса паразитная емкость окажется меньше возможной, то необходимо либо мириться с получающейся при реальной емкости длительностью участка спада импульса, либо уменьшать индуктивность первичной обмотки трансформатора, т. е. увеличивать неравномерность на вершине импульса. После такого компромиссного решения определяются допустимые величины индуктивности первичной обмотки L_1 и паразитной емкости схемы C. Вычитая из допустимой величины паразитной емкости схемы известные емкости, найдем допустимую величину емкости трансформатора $C_т$.

По известной емкости схемы C согласно рис. 19.5.6 определяем необходимую величину индуктивности рассеяния L_p, обеспечивающую заданную длительность фронта импульса. Если принятая величина емкости не обеспечивает данной величины τ_1 или если получающаяся величина индуктивности рассеяния окажется очень малой:

$$L_p < \frac{L_1}{2\mu_к},$$

то необходимо выбрать иные величины L_1 и C, т. е. изменить требования к τ_2 и $C_т$.

В результате всех этих расчетов получаются величины L_1, L_p и $C_т$, по которым рассчитывается конструкция трансформатора.

Порядок расчета может быть рекомендован следующий.

По величинам токов, протекающих в обмотках, определяются диаметры проводов обмоток (см. стр. 529) d_1 и d_2.

Выбирается схема трансформатора, т. е. тип сердечника и способ намотки. Для дальнейшего расчета необходимо несколько преобразовать формулы для L_p и $C_т$, помещенные в приложениях № 8а и № 8б, а именно, вместо величин Δ_1, Δ_2 введем полную толщину обмотки Δ. Величины же Δ_1, Δ_2 выберем таким образом, чтобы максимальная напряженность электрического поля была одинакова во всех слоях, что соответствует минимуму объема диэлектрика. Как это делается, покажем на конкретном примере обмоток трансформатора № 2 в приложении № 8а. Поперечное сечение обмотки такого трансформатора показано на рис. 19. 7. 2. Предположим, что $n > 2$, тогда наибольшее напряжение на первом слое имеет место в верхней точке и равно U_1, на втором слое наибольшее напряжение действует в верхней точке $\frac{n}{2}U_1 - U_1 = \frac{n-2}{2}U_1$, на третьем слое действует равномерно распределенное напряжение $\frac{n}{2}U_1$, поэтому

$$\Delta' : \Delta_1 : \Delta_2 = 2 : (n-2) : n.$$

С другой стороны, полная толщина обмотки равна

$$\Delta = \Delta' + \Delta_1 + \Delta_2 + d_1 + 4d_2.$$

Из этих двух уравнений находим:

$$\Delta_1 = \frac{n-2}{2n}(\Delta - d_1 - 4d_2) = \frac{n-2}{2n}\Delta\left(1 - \frac{d_1 + 4d_2}{\Delta}\right);$$

$$\Delta_2 = \frac{1}{2}(\Delta - d_1 - 4d_2) = \frac{1}{2}\Delta\left(1 - \frac{d_1 + 4d_2}{\Delta}\right);$$

$$\Delta' = \frac{1}{n}(\Delta - d_1 - 4d_2) = \frac{1}{n}\Delta\left(1 - \frac{d_1 + 4d_2}{\Delta}\right).$$

Подставим значения Δ_1 и Δ_2 в формулы для индуктивности рассеяния и емкости трансформатора:

$$L_p = 4\pi \cdot 10^{-9}\frac{n_1^2 l_в}{l_н}\left(\Delta_1 + \frac{\Delta_2}{4} + \frac{d_1 + 4d_2}{3}\right) = 4\pi \cdot 10^{-9}\frac{n_1^2 l_в}{l_н}\cdot\Delta\cdot f_L,$$

где

$$f_L = \frac{5n-8}{8n}\left[1 + \frac{24-7n}{3(5n-8)}\cdot\frac{d_1 + 4d_2}{\Delta}\right];$$

$$C_т = \frac{10^{-11}}{36\pi}\varepsilon l_н l_в\left[\frac{(n-2)^2}{12\Delta_1} + \frac{n^2}{4\Delta_2} + \frac{1}{3\Delta'}\right] = \frac{10^{-11}}{36\pi}\frac{\varepsilon l_н l_в}{\Delta}f_C,$$

здесь

$$f_C = \frac{2n^2}{3\left(1 - \frac{d_1 + 4d_2}{\Delta}\right)}.$$

Если в первом приближении пренебречь членом $\frac{d_1 + 4d_2}{\Delta}$ (что не всегда возможно), то коэффициенты f_L и f_C будут зависеть только от типа обмотки трансформатора и могут быть вычислены аналогичным способом в каждом конкретном случае.

Величины L_p и $C_т$ известны из предыдущего расчета, поэтому уравнения:

$$L_p = 4\pi \cdot 10^{-9}\frac{n_1^2 l_в}{l_н}\Delta\cdot f_L, \tag{19.7.1}$$

$$C_т = \frac{10^{-11}}{36\pi}\cdot\varepsilon\frac{l_н l_в}{\Delta}f_C \tag{19.7.2}$$

связывают некоторые конструктивные параметры трансформатора.

Еще одно уравнение дает индуктивность первичной обмотки:

$$L_1 = 4\pi \cdot 10^{-9}\frac{n_1^2 S}{l}\mu_к, \tag{19.7.3}$$

где S — площадь поперечного сечения сердечника в $см^2$;

l — средняя длина магнитной цепи в $см$;

$\mu_к$ — кажущаяся магнитная проницаемость материала сердечника.

В трех уравнениях (19. 7. 1)—(19. 7. 3) имеется семь неизвестных, а именно, n, $l_в$, $l_н$, Δ, S, l, $\mu_к$. Для составления дополнительных уравнений необходимо выбрать конструкцию трансформатора. Пусть эта конструкция имеет вид, изображенный на рис. 19. 7. 3, причем поперечное сечение сердечника будем предполагать квадратным. Для такой конструкции получим следующие уравнения: площадь поперечного сечения сердечника

$$S = k_ж a^2, \tag{19.7.4}$$

где $k_ж$ — коэффициент заполнения сердечника железом (величина, зависящая от сорта материала сердечника, $k_ж = 0{,}7 \div 0{,}9$); средняя длина магнитной цепи согласно рис. 19. 7. 3:

$$l = 2\,(a + \Delta + b) + 2\,(a + 2b + l_н) = 4a + 2\Delta + 2l_н + 6b; \tag{19.7.5}$$

средняя длина витка

$$l_в = 4\,(a + f_0 \cdot \Delta). \tag{19.7.6}$$

где величина f_0 зависит от типа намотки; так, например, для рассматриваемой выше схемы обмоток

$$f_0\Delta = \Delta' + \frac{\Delta_1 + \Delta_2 + d_1 + 4d_2}{2},$$

откуда

$$f_0 = \frac{n+1}{2}\left[1 - \frac{d_1 + 4d_2}{(n+1)\,\Delta}\right].$$

Величина b выбирается минимальной, исходя из допустимого напряжения между обмоткой и сердечником, следовательно, может считаться известной.

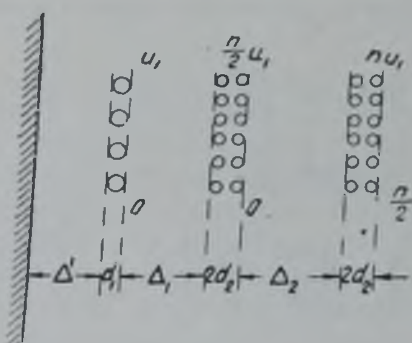


Рис. 19. 7. 2.

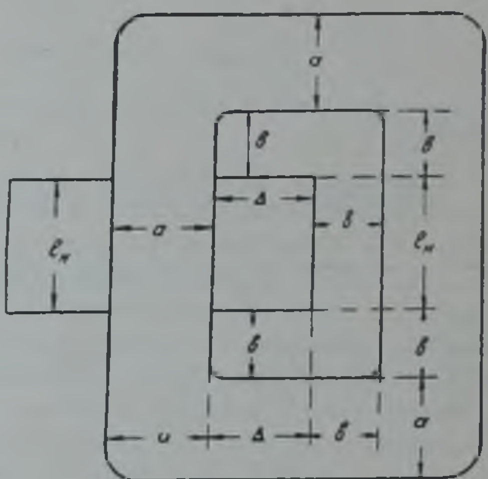


Рис. 19. 7. 3.

При написании трех уравнений (19. 7. 4)—(19. 7. 6) было добавлено еще одно неизвестное a, поэтому теперь число неизвестных на два превышает число уравнений.

Если выбран материал сердечника, то по длительности импульса и толщине листа может быть определена кажущаяся магнитная проницаемость $\mu_к$ (см. рис. 19.4.10). Поэтому величина $\mu_к$ может считаться известной.

Далее, по величине токов в обмотках могут быть выбраны диаметры проводов d_1 и d_2. Длина намотки связана с числом витков первичной обмотки соотношением

$$l_н = k_н \cdot n_1 d_1, \tag{19.7.7}$$

где $k_н > 1$ — отношение шага намотки к диаметру провода. Величиной $k_н$ можно задаться, тогда в шести уравнениях будет шесть неизвестных, и эти уравнения могут быть разрешены.

Определим прежде всего толщину обмотки, для чего разделим уравнение (19. 7. 1) на (19. 7. 2) и воспользуемся условием (19. 7. 7); тогда после неслож ых преобразований найдем

$$\Delta = \frac{k_н d_1}{120\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon f_C}{f_L} \cdot \frac{L_p}{C_т}}. \tag{19.7.8}$$

После определения Δ находятся величины Δ', Δ_1, Δ_2, . . . и проверяется электрическая прочность изоляционных слоев. Если получившееся из (19. 7. 8) значение Δ

окажется малым, то величины Δ', Δ_1, Δ_2,. . . и Δ определяются из условия электрической прочности, а из (19. 7. 8) находится величина

$$k_н = 120\pi \cdot \frac{\Delta}{d_1} \sqrt{\frac{f_L}{\varepsilon f_C} \cdot \frac{C_т}{L_р}}, \tag{19.7.9}$$

Очевидно, последнее будет в том случае, когда необходимая величина индуктивности рассеяния относительно мала, а величина емкости $C_т$ велика. Для того чтобы при увеличенных расстояниях между обмотками Δ_1, Δ_2, . . . иметь достаточно большую емкость и малую индуктивность рассеяния, следует согласно (19. 7. 1) и (19. 7. 2) увеличить длину намотки $l_н$, не изменяя количества витков. В обоих случаях для дальнейшего расчета величины $k_н$ и Δ могут считаться известными.

Выразим все оставшиеся неизвестные через a. Для этого перемножим уравнения (19. 7. 1) и (19. 7. 2) и затем воспользуемся условиями (19. 7. 7) и (19. 7. 6), тогда найдем

$$l_н = \frac{3 \cdot 10^{10} k_н d_1}{4(a + f_0\Delta)} \sqrt{\frac{L_р C_т}{\varepsilon f_L f_C}}, \tag{19.7.10}$$

и после подстановки значения $k_н d_1$ из (19. 7. 9) получим

$$l_н = \frac{9\pi \cdot 10^{11} \Delta C_т}{\varepsilon f_C} \cdot \frac{1}{a + f_0\Delta}. \tag{19.7.11}$$

Из уравнения (19. 7. 3) найдем длину магнитной цепи

$$l = \frac{4\pi \cdot 10^{-9}\, n_1^2 S \mu_к}{L_1}.$$

Из (19. 7. 7) и (19. 7. 10) имеем

$$n_1 = \frac{l_н}{k_н d_1} = \frac{0{,}75 \cdot 10^{10}}{a + f_0\Delta} \sqrt{\frac{L_р C_т}{\varepsilon f_L f_C}}. \tag{19.7.12}$$

Подставим это выражение в формулу для l и воспользуемся (19. 7. 4); тогда будем иметь

$$l = \frac{9\pi}{4} \cdot 10^{11} \frac{k_ж}{\varepsilon f_L f_C} \cdot \mu_к \frac{L_р C_т}{L_1} \cdot \frac{a^2}{(a + f_0\Delta)^2}. \tag{19.7.13}$$

Подставив это значение l, а также $l_н$ из (19. 7. 11) в уравнение (19. 7. 5), получим уравнение

$$\frac{9\pi}{16} \cdot 10^{11} \frac{k_ж}{\varepsilon f_L f_C} \cdot \mu_к \frac{L_р C_т}{L_1} \cdot \frac{a^2}{(a + f_0\Delta)^2} =$$
$$= a + \frac{9\pi}{2} \cdot 10^{11} \frac{\Delta}{\varepsilon f_C} \cdot C_т \frac{1}{a + f_0\Delta} + \frac{\Delta + 3b}{2}, \tag{19.7.14}$$

из которого может быть найдено a, а затем и все остальные параметры трансформатора.

Для анализа уравнения (19. 7. 14) введем следующие обозначения:

$$\left.\begin{aligned} x &= \frac{a}{f_0\Delta}; \\ \frac{9\pi}{16} \cdot 10^{11} \frac{k_ж}{\varepsilon f_L f_C f_0} \, \frac{C_т}{\Delta} \cdot \frac{\mu_к L_р}{L_1} &= M; \\ \frac{9\pi}{2} \cdot 10^{11} \frac{1}{\varepsilon f_0^2 f_C} \cdot \frac{C_т}{\Delta} &= N; \\ \frac{\Delta + 3b}{2 f_0 \Delta} &= P; \end{aligned}\right\} \tag{19.7.15}$$

тогда уравнение примет вид:

$$M \frac{x^2}{(x+1)^2} = x + \frac{N}{x+1} + P. \tag{19.7.16}$$

Функция, стоящая в правой части, имеет минимум, равный

$$2\sqrt{N}+P-1$$

при

$$x=x_0=\sqrt{N}-1.$$

Функция, стоящая в левой части, монотонно возрастает, поэтому уравнение (19. 7. 16) будет иметь решение в случае, когда

$$M\frac{x_0^2}{(x_0+1)^2}>2\sqrt{N}+P-1. \qquad (19.7.17)$$

Обычно $N\gg 1$; действительно из (19. 7. 15), если $C_т$ выразить в сантиметрах,

$$N=\frac{\pi}{2\epsilon f_\kappa^2 f_C}\cdot\frac{C_т}{\Delta}$$

и $\frac{\pi}{2\epsilon f_\kappa^2 f_C}$ — величина порядка единицы, тогда как

$$\frac{C_т}{\Delta}\gg 1.$$

Вследствие этого для приближенной оценки можно положить $x_0\gg 1$, $\frac{x_0^2}{(x_0+1)^2}\cong 1$ и пренебречь величиной $P-1$; в результате из (19. 7. 17) получим

$$M>2\sqrt{N},$$

или, воспользовавшись соотношениями (19. 7. 15),

$$\frac{\sqrt{18\pi\cdot 10^{11}}}{32}k_ж\sqrt{\frac{C_т}{\epsilon f_C\cdot\Delta}}\cdot\frac{\mu_к}{f_L}\cdot\frac{L_р}{L_1}>1.$$

Если выразить $C_т$ в пикофарадах, а $L_р$ и L_1 в одинаковых единицах, то неравенство принимает вид:

$$k_ж\frac{\mu_к}{f_L}\cdot\frac{L_р}{L_1}\sqrt{\frac{C_т}{\epsilon f_C\Delta}}>13{,}4. \qquad (19.7.18)$$

При выполнении последнего неравенства уравнение (19. 7. 14) имеет решение. Если же неравенство (19. 7. 18) не выполнено, то по заданным параметрам трансформатор не может быть построен. В этом случае необходимо либо выбрать другой тип обмотки, имеющий меньшие коэффициенты f_L и f_C, либо применить другой материал сердечника, с большей магнитной проницаемостью $\mu_к$, либо предъявлять другие, менее жесткие требования к форме импульса.

После проведенного расчета следует также проверить, обеспечивается ли материалом сердечника необходимое приращение индукции. Для определения ΔB воспользуемся уравнениями (19. 4. 1) и (19. 4. 2):

$$\Delta B=\frac{U_1\tau}{n_1 S}\cdot 10^8;$$

$$\Delta H=\frac{0{,}4\pi\cdot n_1 I_1}{l}=\frac{\Delta B}{\mu_к},$$

где

$$I_1=\frac{U_1\tau}{L_1},$$

причем ΔB выражено в гауссах, ΔH — в эрстедах, откуда

$$\frac{(\Delta B)^2}{\mu_к}=4\pi\cdot 10^7\frac{(U_1\tau)^2}{S\cdot l\cdot L_1},$$

или

$$\Delta B=U_1\tau\sqrt{\frac{4\pi\cdot 10^7\cdot\mu_к}{S\cdot l\cdot L_1}}.$$

Если это значение магнитной индукции не обеспечивается, то следует предъявлять менее жесткие требования к форме импульса, либо создавать подмагничивающую обмотку (см. стр. 507). В последнем случае необходимо учитывать наличие дополнительной обмотки при выборе размеров окна в сердечнике. Габариты этой обмотки обычно оказываются небольшими и не увеличивают существенно габаритов трансформатора.

§ 19. 8. Зарядная цепь модуляторов с искусственными линиями

В модуляторах с искусственными линиями, как правило, применяется колебательный заряд накопителя, что дает возможность использовать в качестве источника питания установки со сравнительно невысокими напряжениями. Уменьшение напряжения источника питания возможно также и за счет увеличения коэффициента трансформации импульсного трансформатора. Однако такой путь связан со значительным усложнением трансформатора и ухудшением формы импульса.

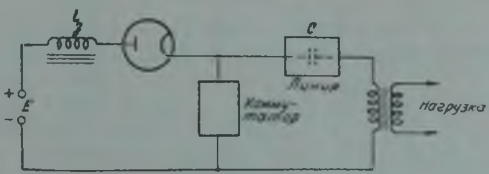


Рис. 19. 8. 1.

Колебательный заряд линии может быть осуществлен от источников постоянного или переменного токов. Энергетические соотношения, имеющие место при этих способах заряда линий, были разобраны в главе 17. В настоящем параграфе зарядная цепь будет рассмотрена с точки зрения тех требований, которые предъявляются к входящим в нее элементам.

При колебательном заряде от источника постоянного тока схема имеет вид, изображенный на рис. 19. 8. 1. На рис. 19. 8. 2 показано изменение во времени напряжений на отдельных элементах и тока, протекающего в зарядной цепи.

Максимальная величина зарядного тока согласно (17. 6. 12) равна

$$i_m = \frac{E}{\sqrt{\frac{L_з}{C_л}}}, \qquad (19.8.1)$$

где $L_з$ — индуктивность зарядного дросселя;

$C_л$ — полная емкость линии.

Для того чтобы этот ток был небольшим, индуктивность дросселя необходимо иметь большей. С другой стороны, величина индуктивности дросселя должна удовлетворять условию:

$$T_1 = \pi\sqrt{L_з C_л} < T,$$

т. е.

$$L_з < \frac{T^2}{\pi^2 C_л} \cong \frac{1}{\pi^2 F^2 C_л}, \qquad (19.8.2)$$

где F — частота следования импульсов.

Интервал времени $T—T_1$ желательно иметь минимальным, что дает возможность выбирать бóльшую величину $L_з$. Этот интервал выбирается из условия, чтобы при возможных нестабильностях срабатывания коммутатора разряд линии не начинался раньше момента времени T_1.

Величина индуктивности зарядного дросселя составляет от нескольких единиц до сотен генри в зависимости от типа модулятора, вследствие чего дроссель всегда выполняется в виде катушки с железным сердечником. Для дросселя важно, чтобы в процессе работы не достигалась область насыщения сердечника, так как в последнем случае величина индуктивности будет резко падать, что приведет к резкому увеличению максимума зарядного тока. Характер изменения во времени зарядного тока при заходе в область насыщения сердечника имеет вид, указанный на рис. 19.8.3.

Для обеспечения постоянства индуктивности дросселя сердечник его обязательно должен иметь воздушный зазор. При конструировании дросселя необходимо учитывать также, что он работает с подмагничиванием. Постоянная составляющая зарядного тока равна

$$I_0 = \frac{1}{T}\int_0^T i_з dt = \frac{E}{T\sqrt{\frac{L_з}{C_л}}}\int_0^T \sin\frac{t}{\sqrt{L_з C_л}}\, dt = \frac{2EC_л}{T}. \qquad (19.8.3)$$

Это выражение может быть получено иначе, а именно, за время заряда в линию переносится заряд, равный $2EC_л$, так как линия заряжается до напряжения $2E$. С другой стороны, заряд равен постоянной составляющей тока источника, умноженной на время заряда, т. е. $I_0 T$. Из условия равенства этих зарядов и получается написанное выше соотношение.

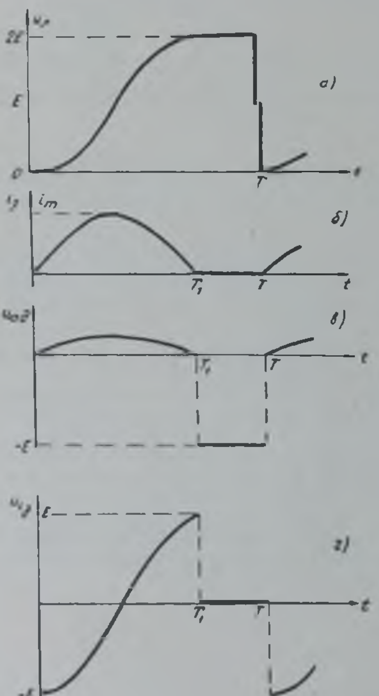


Рис. 19. 8. 2.

Последнее условие можно переписать еще следующим образом. Энергия, запасаемая в линии

$$W = \frac{C_л (2E)^2}{2}$$

за время импульса, расходуется в нагрузке

$$W = \frac{4C_л E^2}{2} = P_н \tau = E \cdot I_a \cdot \tau,$$

где $P_н$ — мощность в нагрузке;

τ — длительность импульса;

I_a — ток в нагрузке.

Из этого условия

$$2C_л E = I_a \tau,$$

следовательно,

$$I_0 = \tau F I_a = \frac{I_a}{s},$$

т. е. постоянная составляющая тока источника зависит только от тока нагрузки и скважности. Следует заметить, что полученные соотношения являются приближенными, так как при их выводе не учитывались к. п. д. зарядной и разрядной цепей.

Диод, стоящий в зарядной цепи, должен удовлетворять следующим требованиям. Во-первых, он должен обеспечивать прохождение тока

$$i_m = E\sqrt{\frac{C_л}{L_з}} = \frac{\pi E C_л}{T_1} = \frac{\pi}{2}\frac{T}{T_1} I_0.$$

Во-вторых, он должен выдерживать обратное напряжение, равное E, которое действует на нем в течение интервала времени $T_1—T$ (рис. 19. 8. 2,*в*). В-третьих, он должен иметь достаточно малое внутреннее сопротивление, чтобы мощность рассеяния на его аноде была невелика. Для определения этой мощности найдем эффективное значение зарядного тока:

$$i^2_{эфф} = \frac{1}{T}\int_0^{T_1} i^2_з dt = \frac{T_1}{2T}\cdot\frac{C_л E^2}{L_з} = \frac{T_1}{2T} i^2_m,$$

т. е.

$$i_{эфф} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}}\sqrt{\frac{T}{T_1}}\cdot I_0.$$

Мощность, рассеиваемая на аноде диода, равна

$$P_{ад} = i^2_{эфф}R_{iд} = \frac{\pi^2}{8}\frac{T}{T_1} I_0^2 R_{iд}.$$

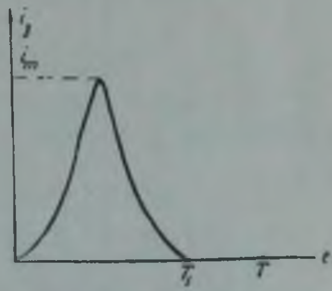


Рис. 19. 8. 3.

При построении схемы необходимо учитывать, что катод диода находится под высоким напряжением в интервалы времени между импульсами, вследствие чего вторичную обмотку трансформатора, питающего цепь накала диода, следует хорошо изолировать относительно корпуса и первичной обмотки, причем емкость этой обмотки относительно корпуса должна быть невелика (см. стр. 502). Такой трансформатор в конструктивном отношении ничем не отличается от трансформатора, питающего цепь накала магнетрона в случае модулятора с накопительным конденсатором.

При колебательном заряде линии от источника переменного тока обычно используется случай, когда частота питающего напряжения равна частоте следования импульсов. При этом напряжение заряда линии примерно в π раз превышает амплитуду переменного напряжения источника питания. Для настройки зарядной цепи в резонансе в нее включается зарядный дроссель (рис. 17. 6. 6). Индуктивность этого дросселя равна

$$L_з = \frac{1}{4\pi^2 F^2 C_л},$$

где F — частота следования импульсов;

$C_л$ — полная емкость линии.

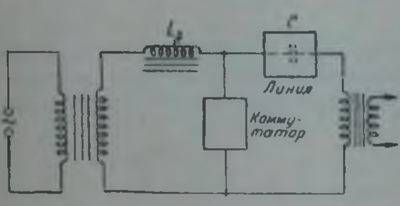


Рис. 19. 8 .4.

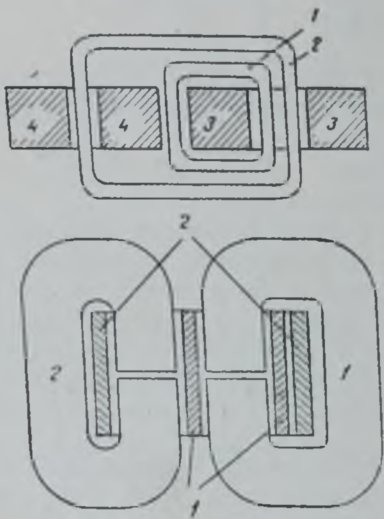
Для уменьшения напряжения источника питания линия заряжается через трансформатор (рис. 19. 8. 4). В этом случае дроссель в зарядной цепи может не включаться, если индуктивность рассеяния трансформатора сделать равной $L_з$, почему трансформатор иногда называется «зарядным трансформатором». Увеличение индуктивности рассеяния трансформатора может быть обеспечено путем увеличения расстояния между первичной и вторичной обмотками, либо путем применения специального сердечника для увеличения потока рассеяния (рис. 19. 8. 5), либо применением магнитных шунтов (рис. 19. 8. 6). В двух последних конструкциях трансформаторов часть магнитного потока замыкается через специально созданную магнитную цепь: через дополнительный сердечник *4* (рис. 19. 8. 5) или через магнитный шунт *4* (рис. 19. 8. 6). Величина индуктивности рассеяния регулируется изменением воздушного зазора во вспомогательном сердечнике или в магнитном шунте.

При расчете элементов зарядной цепи следует учитывать, что в ней протекает постоянный ток, величина которого равна

$$I_0 = \left| \frac{1}{T} \int_0^T i_з dt \right| = \left| \frac{U_m}{2TL_з} \int_0^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} t \sin \Omega t \, dt \right| = \frac{U_m}{2\Omega L_з} = \pi F C_л U_m,$$

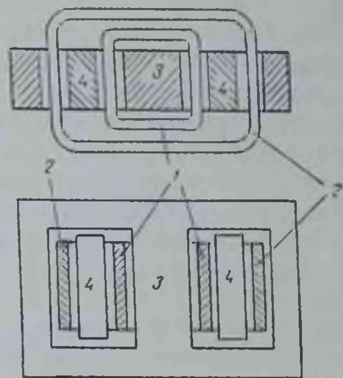
где $F = \frac{\Omega}{2\pi}$ — частота следования импульсов.

При колебательном заряде линий от источника постоянного тока необходимо учитывать, что при изменении сопротивления нагрузки или при коротком замыкании в нагрузке (например, из-за пробоя в магнетроне) во время импульса линия перезаряжается, и в случае использования разрядника с односторонней проводимостью к моменту начала заряда линия оказывается заряженной до некоторого отрицательного напряжения. При коротком замыкании это обратное напряжение может оказаться равным по абсолютной величине $2E$, где E — напряжение источника питания. В следующий зарядный цикл амплитуда напряжения собственных колебаний зарядной цепи будет равна $2E + E = 3E$, поэтому линия зарядится до напряжения $2 \cdot 3E - 2E = 4E$. Для того чтобы в линии не возникало таких больших перенапряжений, параллельно линии ставится ограничительный диод (рис. 19.8.7). После перезаряда линии она будет разряжаться через диод. Если сопротивление диода



1 — первичная обмотка;
2 — вторичная обмотка;
3 — основной сердечник;
4 — вспомогательный сердечник.

Рис. 19. 8. 5.



1 — первичная обмотка;
2 — вторичная обмотка;
3 — основной сердечник;
4 — магнитный шунт.

Рис. 19. 8. 6.

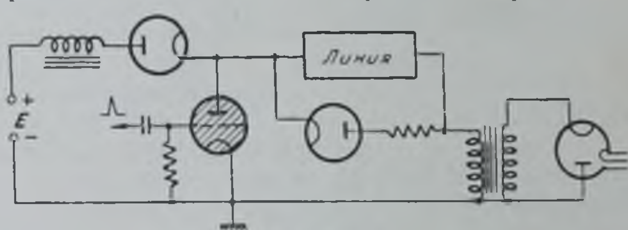


Рис. 19. 8. 7.

равно волновому сопротивлению линии, то линия разрядится через диод за время, равное длительности импульса, и к началу зарядного цикла напряжение на линии будет равно нулю. Однако в настоящее время не существует диодов с достаточно малыми внутренними сопротивлениями, поэтому время разряда линии оказывается несколько бо́льшим. Кроме того, для увеличения срока службы диода последовательно с ним включают небольшое сопротивление, порядка нескольких сот ом.

§ 19. 9. Расчет модулятора с искусственной линией

Исходными данными для расчета модулятора являются: анодное напряжение высокочастотного генератора E_a, постоянная составляющая анодного тока в импульсе I_a, тип высокочастотного генератора (триодный или магнетронный), длительность импульса τ, частота их следования F и длительности фронта и спада τ_1 и τ_2.

Прежде всего по величине потребляемой мощности в импульсе $P_0 = E_a \cdot I_a$ выбирается подходящий коммутатор и напряжение заряда линии. В случае использования тиратронов или тригатронов напряжение заряда линии E выбирается на основании максимального допустимого напряжения на разряднике $E_{\text{макс}}$:

$$E \leqslant E_{\text{макс}}.$$

В случае искрового вращающегося разрядника напряжение заряда линии выбирается исходя из допустимых разбросов импульсов во времени либо из желательной величины напряжения источника питания.

После выбора напряжения источника питания определяется коэффициент трансформации импульсного трансформатора

$$n = \frac{2E_a}{E}$$

и волновое сопротивление искусственной линии

$$\rho = \frac{1}{n^2}\frac{E_a}{I_a}.$$

По известным длительности импульса τ и волновому сопротивлению линии ρ выбирается схема искусственной линии и определяются величины входящих в нее элементов (см. § 19. 3).

Расчет импульсного трансформатора производится на основании известных величин ρ, τ, n, E_a, I_a и требований к форме модулирующего импульса (см. § 19. 7).

Гасящий диод рассчитывается так же, как и в случае лампового модулятора (см. § 18. 2).

После расчета элементов цепи разряда рассчитываются элементы зарядной цепи — зарядный дроссель и зарядный диод (при заряде от источника постоянного тока). Для определения потребляемой модулятором мощности вычисляются:

1) потери на аноде гасящего диода (см. гл. 18) $P_{ад}$;

2) потери в импульсном трансформаторе (на гистерезис, вихревые токи и потери в меди) $P_т$;

3) потери в коммутаторе $P_{\text{ком}}$;

4) потери в искусственной линии $P_л$;

5) мощность, потребляемая высокочастотным генератором, $P_н = \frac{P_0}{s}$.

Мощность источника питания должна составлять

$$P = \frac{1}{\eta_з}(P_н + P_{ад} + P_т + P_{\text{ком}} + P_л),$$

где $\eta_з$ — к. п. д. зарядной цепи.

Глава 20

МОДУЛЯТОР НА ВАКУУМНЫХ ЛАМПАХ С ИМПУЛЬСНЫМ ТРАНСФОРМАТОРОМ

Основное применение импульсный трансформатор находит в модуляторах с накопителем в виде искусственной линии для согласования линии с нагрузкой. В целом ряде случаев импульсный трансформатор может быть использован также и в модуляторе с накопительным конденсатором. Такие каскады применяются главным образом в подмодуляторах.

Использование трансформатора позволяет изменить полярность модулирующего импульса. При помощи трансформатора возможно лучшее согласование модуляторной лампы с нагрузкой; при этом можно получить выигрыш по току или по напряжению. Наконец, трансформатор позволяет разнести территориально модулятор и высокочастотный генератор. В этом случае передача импульсов осуществляется через соединительный кабель, для получения бегущей волны в котором между кабелем и нагрузкой включается согласующий импульсный трансформатор.

Следует заметить, что в модуляторах с искусственными линиями почти исключительное применение находят повышающие трансформаторы. Последнее вызвано главным образом тем, что применяемые в этих модуляторах коммутаторы работают при сравнительно низких напряжениях и пропускают значительные токи. Вакуумные же лампы пропускают сравнительно небольшие токи, но работают при больших напряжениях. Поэтому при согласовании нагрузки с модулятором на жестких лампах в некоторых случаях целесообразно применение понижающих трансформаторов с целью лучшего использования модуляторной лампы.

§ 20. 1. Процесс формирования фронта импульса

Схема модулятора с накопительным конденсатором и импульсным трансформатором изображена на рис. 20. 1. 1. При рассмотрении процесса формирования фронта импульса эквивалентная схема имеет вид, изображенный на рис. 20. 1. 2, *а* при работе на ламповый высокочастотный генератор и на рис. 20. 1. 2, *б* при работе на магнетрон. Эти схемы отличаются от аналогичных схем, рассмотренных в главе 19, только величиной сопротивления $R_м$. Если в модуляторе с искусственной линией сопротивление $R_м$ равнялось сопротивлению нагрузки, то в случае модулятора на жестких лампах $R_м \ll R_н$.

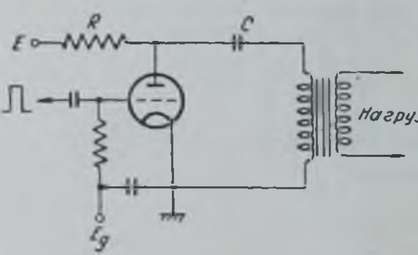


Рис. 20. 1. 1.

Поэтому процесс формирования фронта импульса будет описываться тем же уравнением (19. 5. 1), и график изменения напряжения на нагрузке во времени будет иметь вид, изображенный на рис. 19. 5. 5. Параметр δ в рассматриваемом случае равен

$$\delta = \frac{1}{2\sqrt{1 + \frac{R_м}{R_н}}} \left(R_м \sqrt{\frac{C_0}{L_p}} + \frac{1}{R_н} \sqrt{\frac{L_p}{C_0}} \right) \qquad (20.1.1)$$

и безразмерное время, откладываемое по оси абсцисс,

$$T = \sqrt{1 + \frac{R_м}{R_н}} \cdot \frac{t}{\sqrt{L_p C_0}}. \qquad (20.1.2)$$

Параметр δ, как функция величины $\sqrt{\frac{L_p}{C_0}}$, имеет минимум при $\sqrt{\frac{L_p}{C_0}} = \sqrt{R_м R_н}$, равный

$$\delta_{мин} = \sqrt{\frac{R_м}{R_м + R_н}};$$

так как $R_м \ll R_н$, то $\delta_{мин}$ может быть достаточно малой величиной. Но при малом δ выброс на фронте импульса будет иметь очень большую амплитуду, что недопустимо. Вследствие этого трансформатор необходимо выбрать таким образом, чтобы пара-

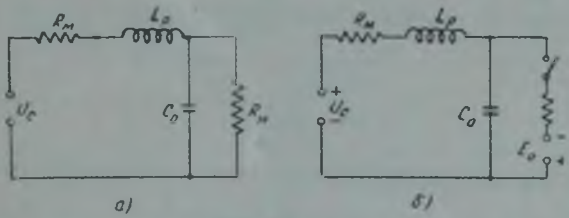


Рис. 20. 1. 2.

метр δ был больше некоторой минимально допустимой величины. Принято считать допустимым $\delta = 0{,}5$, т. е. параметры трансформатора должны удовлетворять условию

$$\delta \geqslant 0{,}5.$$

Выброс на вершине при этом не будет превышать 15%.

Для оценки длительности фронта можно поступить следующим образом. Поскольку $R_м \ll R_н$, то приближенно:

$$\delta \cong \frac{1}{2R_н}\sqrt{\frac{L_p}{C_0}} \qquad (20.\ 1.\ 3)$$

и

$$T \cong \frac{t}{\sqrt{L_p C_0}}. \qquad (20.\ 1.\ 4)$$

На основании графика рис. 19. 5. 5 можно построить как функцию параметра δ величину

$$y = \delta T_1,$$

где T_1 — длительность фронта в безразмерных единицах — то время, по истечении которого напряжение на нагрузке достигает величины 0,95 от своего стационарного значения. График функции $y = y(\delta)$ представлен на рис. 20. 1. 3.

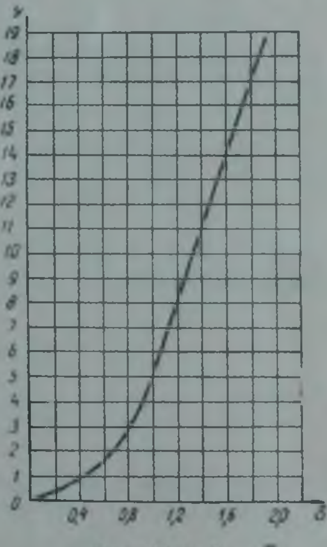


Рис. 20. 1. 3.

Из (20. 1. 3) и (20. 1. 4) следует

$$y = \frac{\tau_1}{2R_н C_0}. \qquad (20.\ 1.\ 5)$$

Если полагать, что величина C_0 — суммарная паразитная емкость схемы, отнесенная к первичной обмотке, — может быть оценена, то по известному из (20. 1. 5) значению y можно найти из графика рис. 20. 1. 3 величину δ, а по величине δ — требуемую величину индуктивности рассеяния L_p. Последняя величина может быть уточнена путем применения для расчета формул (20. 1. 1) и (20. 1. 2) вместо (20. 1. 3) и (20. 1. 4) соответственно. При этом следует учитывать, что величина δ должна быть больше 0,5, так как в противном случае «выброс» на фронте импульса будет недопустимо велик. Последнее имеет место при

$$\frac{\tau_1}{R_н C_0} < 2{,}3.$$

Если данное неравенство выполнено, то величину δ надлежит выбрать равной 0,5 и по графику рис. 19. 5. 5 определить получающуюся при этом длительность фронта импульса

$$\tau_{1мин} \cong 2{,}3\sqrt{L_p C_0}.$$

Если τ_1 окажется чрезмерно большим, необходимо уменьшать паразитную емкость схемы C_0.

В случае модуляции магнетронного генератора эквивалентная схема имеет вид, изображенный на рис. 20. 1. 2, *б*. В начальной стадии $u < E_0$, поэтому анодная цепь магнетрона разомкнута и процесс всегда носит колебательный характер, так как обычно

$$\delta = \frac{1}{2} R_{\text{м}} \sqrt{\frac{C_0}{L_{\text{р}}}} \ll 1.$$

Поэтому напряжение на нагрузке приблизительно меняется по синусоидальному закону

$$u \cong u_C (1 - \cos \omega t),$$

где

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_{\text{р}} C_0}}.$$

Ток в цепи при этом приближенно равен

$$i = \frac{u_C}{\sqrt{\frac{L_{\text{р}}}{C_0}}} \sin \omega t.$$

Магнетрон начинает работать при

$$u \geqslant E_0,$$

но так как E_0 мало отличается от напряжения на магнетроне в установившемся режиме

$$E_a = E_0 + (u_C - E_0) \frac{r}{R_{\text{м}} + r},$$

то за длительность фронта можно принять время, в течение которого напряжение на нагрузке достигает величины $E_0 \cong u_C$, т. е.

$$\tau_1 \cong \sqrt{L_{\text{р}} C_0}.$$

Ток в зарядной цепи в момент включения магнетрона приближенно равен

$$i_0 = \frac{u_C}{\sqrt{\frac{L_{\text{р}}}{C_0}}}.$$

После замыкания цепи магнетрона ток в цепи будет изменяться по закону (19. 5. 19):

$$i = \left(i_0 - \frac{u_C - E_0}{R_{\text{м}} + r} \right) e^{-\frac{R_{\text{м}} + r}{L_{\text{р}}}(t - t_1)} + \frac{u_C - E_0}{R_{\text{м}} + r}.$$

Величина

$$\frac{u_C - E_0}{R_{\text{м}} + r} = I_a$$

есть ток нагрузки в установившемся режиме.

Если $i_0 > I_a$, что имеет место при

$$\sqrt{\frac{L_{\text{р}}}{C_0}} < R_{\text{н}} = \frac{E_a}{I_a},$$

то на фронте импульса появляется выброс, убывающий до установившегося значения по экспоненциальному закону с постоянной времени $\frac{L_{\text{р}}}{R_{\text{н}} + r}$. Если $i_0 \leqslant I_a$, т. е. $\sqrt{\frac{L_{\text{р}}}{C_0}} > R_{\text{н}}$, то выброс отсутствует.

Наименьшее время установления без выброса напряжения будет иметь место при $i_0 = I_a$, т. е. при $\sqrt{\frac{L_{\text{р}}}{C_0}} = R_{\text{н}}$. Параметры трансформатора желательно выбрать из условия:

$$R_{\text{н}} = \sqrt{\frac{L_{\text{р}}}{C_0}}, \tag{20.1.6}$$

при этом

$$\tau_1 = \sqrt{L_p C_0},$$

т. е.

$$L_p \cong \tau_1 R_н;$$

$$C_0 = \frac{\tau_1}{R_н}. \qquad (20.1.7)$$

Если указанные условия не выполняются, то необходимо или мириться с получающейся длительностью фронта или принимать меры по уменьшению паразитной емкости схемы. При этом следует учитывать, что уменьшение емкости, начиная с некоторого значения, должно сопровождаться и уменьшением индуктивности рассеяния, так как должно быть выполнено условие $\sqrt{\frac{L_p}{C_0}} \geqslant R_н$.

§ 20. 2. Процессы на вершине и участке спада импульса

Процессы на вершине импульса и на участке спада качественно не будут отличаться от аналогичных процессов в модуляторе с искусственной линией и в модуляторе с накопительной емкостью без трансформатора.

Эквивалентная схема, описывающая процесс на вершине импульса, имеет вид, изображенный на рис. 20. 2. 1 для случая модуляции лампового генератора.

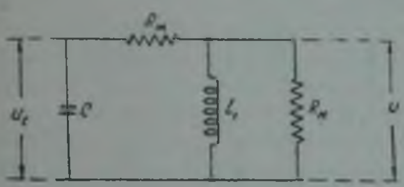


Рис. 20. 2. 1.

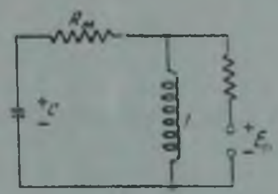


Рис. 20. 2. 2.

Напряжение на нагрузке удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{R_н}{R_н + R_м}\left(\frac{R_м}{L_1} + \frac{1}{R_н C}\right)\frac{du}{dt} + \frac{R_н}{R_н + R_м}\,\frac{1}{L_1 C}\,u = 0, \qquad (20.2.1)$$

с начальными условиями, при $t = 0$:

$$\left.\begin{aligned} u &= \frac{R_н}{R_н + R_м}u_C;\\ \frac{du}{dt} &= -\left(\frac{R_н}{R_н + R_м}\right)^2\left(\frac{1}{CR_н} + \frac{R_м}{L_1}\right)u_C. \end{aligned}\right| \qquad (20.2.2)$$

Представляя решение в виде ряда по степеням t и ограничиваясь только членами первого порядка, будем иметь:

$$u \cong \frac{R_н}{R_н + R_м}u_C\left[1 - \frac{R_н}{R_н + R_м}\left(\frac{1}{CR_н} + \frac{R_м}{L_1}\right)t\right].$$

К концу импульса напряжение на нагрузке упадет на величину

$$\Delta u = \left(\frac{R_н}{(R_н + R_м)}\right)^2\left(\frac{1}{CR_н} + \frac{R_м}{L_1}\right)\tau u_C. \qquad (20.2.3)$$

Уменьшение напряжения на нагрузке обусловлено двумя факторами: уменьшением напряжения на конденсаторе за счет его разряда и увеличением падения напряжения на модуляторной лампе за счет возрастания тока подмагничивания.

В случае модуляции магнетронного генератора эквивалентная схема имеет вид, изображенный на рис. 20. 2. 2. Уравнение для напряжения на нагрузке можно записать в виде:

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{r}{R_м + r}\left(\frac{R_м}{L_1} + \frac{1}{rC}\right)\frac{du}{dt} + \frac{r}{R_м + r}\,\frac{u}{L_1 C} = 0,$$

с начальными условиями:

$$t=0;\quad u=E_0+\frac{r}{R_м+r}(u_C-E_0)=E_0+rI_a;$$

$$\frac{du}{dt}=-\frac{R_м r}{R_м+r}\left[\frac{E_0}{L_1}+I_a\left(\frac{1}{R_м C}+\frac{r}{L_1}\right)\right].$$

При малых t решение имеет вид:

$$u=E_0+rI_a-\frac{R_м r}{R_м+r}\left[\frac{E_0}{L_1}+I_a\left(\frac{1}{R_м C}+\frac{r}{L_1}\right)\right]t.$$

и ток в нагрузке равен

$$i=\frac{u-E_0}{r}=I_a-\frac{R_м}{R_м+r}\left[\frac{E_0}{L_1}+I_a\left(\frac{1}{R_м C}+\frac{r}{L_1}\right)\right]t.$$

Относительное уменьшение тока в концу импульса равно

$$G_I=\frac{\Delta I_a}{I_a}=\frac{R_м}{R_м+r}\left[\frac{E_0}{L_1 I_a}+\left(\frac{1}{R_м C}+\frac{r}{L_1}\right)\right]\tau.$$

Это выражение можно переписать иначе, если учесть, что

$$E_0+I_a r=E_a$$

и

$$\frac{E_a\tau}{L_1}=I_L,$$

где I_L — ток подмагничивания к концу импульса:

$$\boxed{G_I=\frac{R_м}{R_м+r}\cdot\frac{I_L}{I_a}+\frac{\tau}{(R_м+r)\,C}}. \qquad (20.\ 2.\ 4)$$

Полученные выражения для неравномерности на вершине импульса (20. 2. 3) и (20. 2. 4) могут быть использованы для выбора L_1 и C при заданной неравномерности на вершине импульса.

Процесс на участке спада импульса будет протекать совершенно так же, как и в модуляторе без трансформатора. Поэтому все сказанное в главе 18 будет относиться и к настоящему случаю.

Глава 21

ПОДМОДУЛЯТОРЫ

Для управления работой модулятора на его коммутатор необходимо подавать управляющее напряжение специальной формы и требуемой величины. Для создания управляющего напряжения используется специальное устройство, называемое подмодулятором. Надобность в подмодуляторе отпадает в случае использования в качестве коммутатора вращающегося разрядника, что является достоинством этого типа коммутатора.

В зависимости от типа модулятора требуются и различные виды подмодуляторов. Для управления работой мягких разрядников (тиратроны и тригатроны) на них необходимо подавать через определенные интервалы времени достаточно большие по амплитуде импульсы напряжения, называемые поджигающими импульсами. Форма поджигающего импульса, как правило, не имеет большого значения, лишь в некоторых случаях к ней может быть предъявлено требование достаточно большой крутизны фронта, для того, чтобы уменьшить разброс во времени срабатывания коммутатора (см. стр. 501). Подмодулятор такого типа называется часто генератором поджигающих импульсов.

Для управления модулятором с накопительным конденсатором на сетку модуляторной лампы необходимо подавать через определенные интервалы времени импульсы достаточной амплитуды, обладающие хорошей прямоугольной формой и имеющие вполне определенную длительность. Поэтому подмодулятор модулятора на жестких лампах является генератором прямоугольных импульсов.

Частота следования импульсов, как правило, задается синхронизирующим устройством, управляющим работой всей радиостанции, в том числе и передатчика. От этого синхронизирующего устройства на подмодулятор поступают импульсы, следующие через определенные интервалы. В подмодуляторе же происходит преобразование этих импульсов в импульсы требуемой формы и достаточно большой мощности, необходимой для управления работой модулятора. Поэтому подмодулятор может быть весьма сложным устройством, состоящим из нескольких каскадов.

§ 21.1. Генераторы поджигающих импульсов

Генераторы поджигающих импульсов можно разбить на две группы: высоковольтные генераторы, напряжение на выходе которых составляет несколько киловольт, и низковольтные — с выходным напряжением до нескольких сот вольт. Первая группа генераторов используется для управления тригатронами, вторая — для поджига водородных тиратронов.

В высоковольтных генераторах поджигающих импульсов, как правило, на выходе используется каскад с индуктивным накопителем, поскольку он обладает свойством развивать весьма высокие напряжения на выходе. Принципиальная схема такого каскада изображена на рис. 21.1.1. Рассмотрим работу этой схемы.

В интервалы времени между импульсами лампа *Л* почти все время заперта. При подаче на сетку лампы прямоугольного импульса напряжения достаточно большой амплитуды лампа открывается, и ток через индуктивность L возрастает по экспоненциальному закону (рис. 21.1.2):

$$i = \frac{E_a}{R_м}\left(1 - e^{-\frac{R_м}{L}t}\right),$$

где $R_м = \frac{1}{S_{кр}}$ — сопротивление лампы.

К концу импульса напряжения на сетке в катушке запасается энергия, примерно равная $\frac{1}{2}LI_0^2$, где I_0 — ток к концу импульса. После запирания лампы, если спад запирающего импульса достаточно крутой, энергия из катушки переходит в паразитную емкость C_0 схемы между анодом лампы и корпусом, в результате чего напряжение на аноде лампы быстро возрастает.

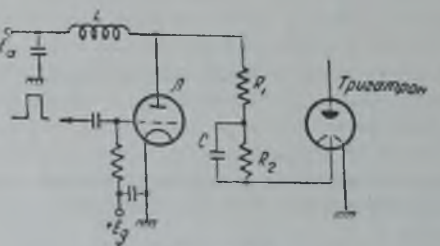


Рис. 21.1.1.

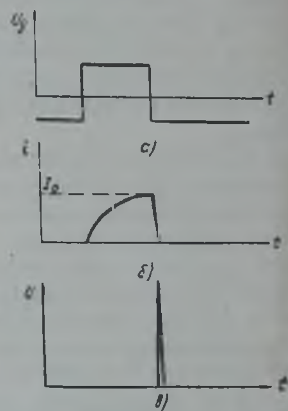


Рис. 21.1.2.

При отсутствии тригатрона максимальное напряжение на емкости достигло бы величины U_m, определяемой из условия:

$$\frac{1}{2}LI_0^2 \simeq \frac{1}{2}C_0U_m^2,$$

из которого

$$U_m = \sqrt{\frac{L}{C_0}}\,I_0.$$

Это напряжение может составлять несколько киловольт. Практически напряжение на аноде возрастает не до величины U_m, а до величины напряжения поджига тригатрона, после чего дальнейший рост напряжения прекращается.

Для того, чтобы после пробоя тригатрона ток в разрядной цепи не возрастал до большой величины, в нее включается сопротивление R_1 порядка нескольких тысяч ом. Для предотвращения возможности дугового разряда в тригатроне в разрядную цепь включается цепочка из R_2 и C, причем сопротивление R_2 выбирается достаточно большим (1—2 мегома), а емкость в 10—20 раз больше емкости поджигающего штыря тригатрона относительно корпуса, с учетом паразитных емкостей. В момент поджига тригатрона разрядный ток в основном протекает через емкость C и после пробоя все напряжение оказывается приложенным к этой емкости, которая в интервалы времени между импульсами разряжается через сопротивление R_2.

Для удовлетворительной работы такой схемы весьма важно обеспечить большую крутизну спада импульса на сетке лампы. Поэтому напряжение на сетку подается от блокинг-генератора, импульс которого обладает очень крутым участком спада. Синхронизация блокинг-генератора обычно осуществляется подачей синхронизирующих импульсов в его сеточную цепь.

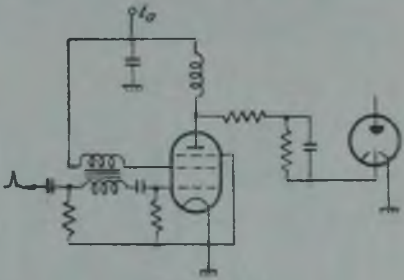


Рис. 21.1.3.

Весь рассмотренный подмодулятор может быть собран на одной лампе (рис. 21.1.3), с использованием экранной и управляющей сеток для блокинг-генератора.

При поджигании водородных тиратронов высоких напряжений не требуется, поэтому для управления их работой может быть применен любой низковольтный импульсный генератор. Единственная особенность управления тиратроном состоит в том, что при зажигании тиратрона после ионизации участка сетка — анод происходит пробой этого промежутка с очень малым временем задержки, в результате чего значительно повышается напряжение на сетке (до величины, близкой к анодному напряжению). Снижение указанного напряжения обеспечивается применением генератора поджигающих импульсов с малым внутренним сопротивлением. Поэтому генератор поджигающих импульсов для водородных тиратронов, как правило, имеет на выходе катодный повторитель.

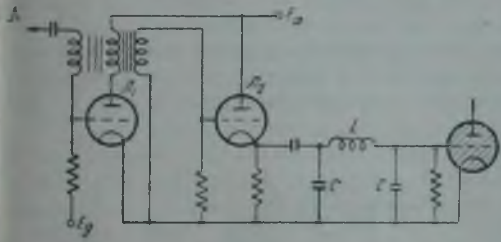


Рис. 21.1.4.

Схема такого генератора показана на рис. 21.1.4. В этой схеме на лампе $Л_1$ собран блокинг-генератор и на лампе $Л_2$ — катодный повторитель. Для того, чтобы высокое напряжение, появляющееся на сетке тиратрона, не воздействовало на предыдущие цепи, между катодным повторителем и тиратроном включен низкочастотный фильтр из индуктивности L порядка десятых долей миллигенри и емкостей C порядка сотни пикофарад. Иногда вместо фильтра может быть включен только один дроссель L. Элементы этого фильтра должны быть рассчитаны на напряжения в несколько киловольт (порядка напряжения заряда линии).

§ 21. 2. Подмодуляторы для модуляторов на вакуумных лампах

В качестве подмодуляторов для модуляторов на вакуумных лампах могут быть использованы любые достаточно мощные генераторы прямоугольных импульсов. Мощность подмодулятора равна

$$P = I_{gm} U_{gm},$$

где U_{gm} — амплитуда модулирующего импульса;

I_{gm} — величина сеточного тока модулятора во время импульса.

В некоторых случаях в качестве подмодулятора может быть использован мощный блокинг-генератор либо подмодулятор с искусственной линией и тиратроном в качестве коммутатора. В последнем случае подмодулятор ничем не отличается от модулятора с искусственной линией, рассмотренного в главе 19. Недостатком такого подмодулятора является недостаточно хорошая форма получаемого импульса.

Если же построение мощного генератора прямоугольных импульсов не представляется возможным, то импульс формируется в маломощном генераторе, а затем усиливается при помощи нескольких каскадов усиления.

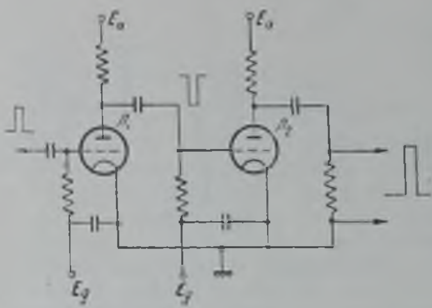


Рис. 21. 2. 1.

В качестве первичного генератора импульсов может быть использован любой генератор прямоугольных импульсов: блокинг-генератор, мультивибратор, генератор с искусственной линией и др.

Усилительные каскады для импульсов, следующих с большой скважностью, обладают некоторыми особенностями. Если усилительные каскады собраны как усилители на сопротивлениях (рис. 21. 2. 1), то при усилении происходит смена полярности импульса. В результате этого некоторые лампы (например, $Л_2$ на рис. 21. 2. 1) оказываются открытыми в течение интервала времени между импульсами и закрываются в момент формирования импульса, вследствие чего они работают в тяжелом режиме по аноду, и к. п. д. схемы получается невысоким. Для того, чтобы этого избежать, связь между каскадами осуществляется через импульсные трансформаторы (рис. 21. 2. 2).

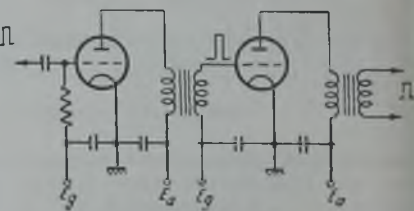


Рис. 21. 2. 2.

В процессе усиления импульсов происходит искажение их формы. Коррекция формы импульса наиболее легко осуществляется в отношении крутизны фронта импульса (например, путем увеличения амплитуды импульса на сетке) и вершины импульса (выбором режима усилительной лампы). Наибольшие затруднения возникают при увеличении крутизны участка спада импульса, поскольку спад импульса определяется разрядом паразитной емкости при запертой лампе. Крутизна спада импульса может быть увеличена путем применения междукаскадной обратной связи через линию задержки.

Вариант такой схемы изображен на рис. 21. 2. 3. Схема работает следующим образом. На сетку лампы $Л_1$ подается импульс отрицательной полярности относительно большой длительности.

Если бы не было обратной связи из анодной цепи лампы $Л_3$ в цепь сеток лампы $Л_2$, то на сетке лампы $Л_2$ действовал бы положительный импульс такой же длительности, что и на сетке лампы $Л_1$. Этот импульс усилился бы каскадами на лампах $Л_2$ и $Л_3$ и поступил бы на нагрузку.

Напряжение на первичной обмотке выходного трансформатора имеет отрицательную полярность. Через делитель из сопротивлений R_1 и R_2 напряжение подается на линию задержки, в результате чего на выходе линии задержки, нагрузка которой согласована, появляется импульс отрицательной полярности, сдвинутый по времени на время прохождения сигнала вдоль линии τ. Этот импульс напряжения прикладывается к сетке лампы $Л_2$, т. е. через время τ после появления положительного импульса на сетке этой лампы на нее поступает еще отрицательный импульс с линии.

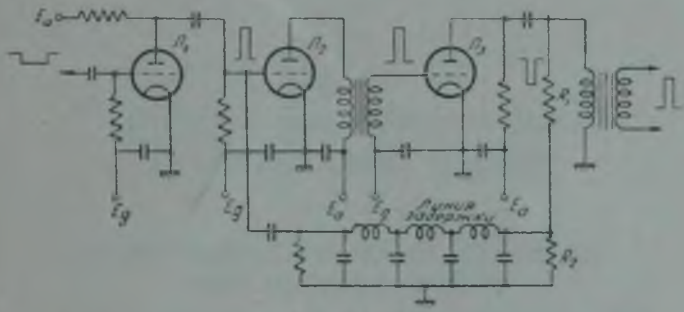


Рис. 21. 2. 3.

Если амплитуда отрицательного импульса достаточно велика, то лампа $Л_2$ будет открыта только время τ. Следовательно, в анодных цепях ламп $Л_2$ и $Л_3$ будут иметь место импульсы длительности τ, если, конечно, длительность первичного импульса не превышает удвоенного времени задержки линии. Спад получившегося импульса будет достаточно крутым, так как он обусловлен крутизной фронта импульса отрицательной полярности, поступающего с линии на сетку лампы $Л_2$.

Схемы подмодуляторов с предварительным формированием импульсов и их дальнейшим усилением оказываются сложными. Поэтому в настоящее время наметилась тенденция к использованию однокаскадных схем подмодуляторов с формированием мощных импульсов (мощные блокинг-генераторы).

РАЗДЕЛ V

ИМПУЛЬСНЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Глава 22

СХЕМЫ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕДАТЧИКОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

§ 22. 1. Блок-схема импульсного передатчика СВЧ

В настоящее время импульсные передатчики сверхвысоких частот наиболее широко применяются в станциях, служащих для обнаружения тех или иных объектов и определения их координат. Эти станции являются весьма сложными радиотехническими устройствами.

Блок-схема такой станции может быть представлена в виде, изображенном на рис. 22. 1. 1.

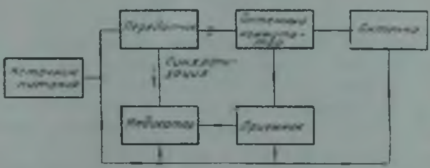


Рис. 22. 1. 1.

Передатчик радиостанции служит для генерирования кратковременных высокочастотных импульсов, которые передаются в антенну и излучаются ею в пространство. Отраженные от цели импульсы воспринимаются антенной, усиливаются и преобразуются приемником в видеоимпульсы, подаваемые на индикатор. Последний служит для определения наличия обнаруживаемого объекта и его координат.

В индикаторе используются электронно-лучевые трубки с временной разверткой луча. Для точного определения координат развертка луча должна быть строго синхронизирована с импульсами передатчика. Синхронизацию можно осуществить двумя способами, в зависимости от того, какой из элементов является синхронизирующим, а какой — синхронизируемым. Возможно выделение синхронизирующего напряжения (обычно импульсного) в одном из каскадов передатчика и синхронизация с его помощью работы индикатора. Возможен и обратный способ; синхронизирующее напряжение создается в индикаторном устройстве и поступает на передатчик, задавая частоту следования импульсов и моменты их начала.

Выбор между данными способами синхронизации зависит от конкретных способов осуществления схем индикатора и передатчика.

Некоторые соображения по этому поводу будут приведены ниже, при рассмотрении схем передатчиков.

В рассматриваемых станциях для передачи и приема используется одно и то же антенное устройство. При таком использовании антенны необходима защита приемника от мощных импульсов передатчика при его работе. Кроме того, при приеме желательно, чтобы вся улавливаемая антенной энергия поступала в приемник. Но при подключенном к питающему фидеру контуре передатчика, настроенном на частоту приходящих сигналов, часть энергии будет в нем поглощаться. Следовательно, необходимо, чтобы при приеме цепь от антенны до передатчика была разорвана. Эти задачи решаются с помощью антенных коммутаторов, причем возможны различные конкретные формы их осуществления.

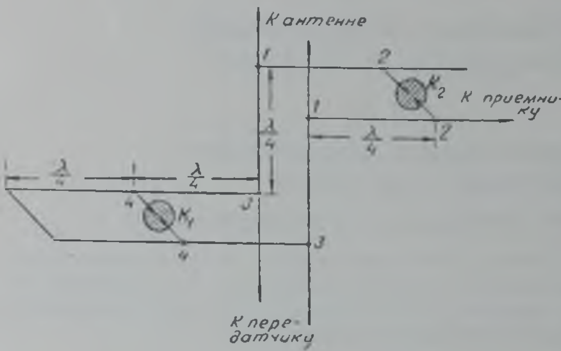


Рис. 22.1.2.

На рис. 22.1.2 приведена принципиальная схема одного из возможных типов коммутаторов, которая работает следующим образом. При работе передатчика газонаполненные искровые разрядники K_1 и K_2 пробиваются и имеют очень малое сопротивление, поэтому сопротивление полуволнового отрезка линии, подключенного к антенному фидеру в точках *3—3*, очень велико. Также велико и входное сопротивление между точками *1—1* фидера, идущего к приемнику. Вследствие этого подавляющая доля энергии, выделяемой передатчиком, передается в антенну. Вход приемника закорочен в точках *2—2* из-за малого сопротивления ионизированного разрядника K_2. следовательно, при работе передатчика приемник защищен. Поскольку мощность передатчика очень велика, все же довольно значительная энергия просачивается в приемник; излучаемый передатчиком импульс отмечается индикатором.

После прекращения импульса разрядники деионизируются в течение нескольких микросекунд, и схема подготовлена к приему отраженных сигналов.

При работе на прием полуволновый отрезок линии с разрядником K_1 имеет в точках *3—3* достаточно малое сопротивление, поэтому вход передатчика закорочен. Входное же сопротивление фидера, идущего от антенны к передатчику, в точках *1—1* очень велико и вся энергия из антенны поступает в приемник, поскольку разрядник K_2 имеет также очень большое сопротивление.

Рассмотренная блок-схема радиостанции дает лишь общее представление о составных ее элементах и их назначении. Отдельные станции могут иметь блок-схему несколько отличную, в зависимости от назначения радиостанции и конкретных требований, предъявляемых к ней.

Передатчик радиостанции служит для генерирования импульсов колебаний высокой частоты достаточно большой мощности. Блок-схема передатчика имеет вид, изображенный на рис. 22. 1. 3. Передатчик состоит из высокочастотного генератора, служащего для получения колебаний нужной частоты, модулятора, управляющего работой высокочастотного генератора, и источников питания. Синхронизация работы передатчика в ряде станций осуществляется от индикаторного устройства, от которого на модулятор поступают синхронизирующие импульсы (что показано на блок-схеме сплошной линией).

Если же синхронизация работы станции осуществляется передатчиком, то синхронизирующие импульсы от модулятора поступают на индикатор (пунктирная линия на рис. 22.1.3).

Чаще всего передатчики работают на одной фиксированной частоте или в весьма узком диапазоне частот. Основные требования, которым должен удовлетворять передатчик, заключаются в получении достаточно большой мощности в антенне при высоком к. п. д. и в обеспечении достаточно хорошей формы импульса.

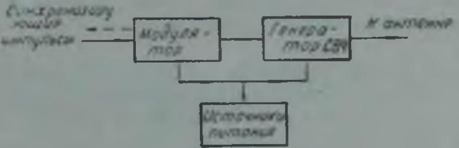


Рис. 22.1.3.

К стабильности частоты генерируемых колебаний в настоящее время, как правило, очень жестких требований не предъявляется. Последнее объясняется тем, что:

а) приемник и передатчик радиостанции находятся рядом и поэтому перед началом работы всегда возможна взаимная подстройка либо передатчика, либо приемника;

б) используемые для приема импульсных сигналов приемники обладают весьма широкой полосой пропускания;

в) обычно в приемнике предусмотрена возможность подстройки частоты в процессе работы либо вручную, либо автоматически.

Вследствие невысоких требований к стабильности частоты, а также из-за невозможности эффективного усиления колебаний сверхвысоких частот высокочастотные генераторы импульсных передатчиков строятся однокаскадными. Следовательно, высокочастотный генератор импульсного передатчика является мощным генератором с самовозбуждением.

В некоторых станциях передатчик имеет несколько высокочастотных генераторов, работающих одновременно на различных частотах и служащих для создания диаграммы направленности излучения специальной формы. В таком передатчике модулятор должен обеспечить согласованную работу всех передатчиков.

Высокочастотные генераторы передатчиков осуществляются различными способами. В диапазоне метровых и дециметровых волн используются триодные генераторы с колебательными системами в виде отрезков длинных линий. В длинноволновой части этого диапазона генераторы строятся чаще всего по двухтактным схемам с общим анодом и с колебательными системами из отрезков двухпроводных линий. Генераторы дециметровых волн обычно являются однотактными, с колебательными системами из отрезков коаксиальных линий. Наибольшее применение находит схема с общей сеткой.

В диапазоне сантиметровых волн в настоящее время используются исключительно магнетронные генераторы.

Мощности высокочастотных генераторов в импульсных передатчиках лежат в весьма широких пределах — от нескольких киловатт до нескольких мегаватт в импульсе.

Модуляторы импульсных передатчиков строятся по разнообразным схемам. Тип используемого в передатчике модулятора определяется видом высокочастотного генератора, а также требованиями, предъявляемыми к форме модулирующих импульсов и к стабильности частоты следования импульсов.

В случае триодных высокочастотных генераторов возможно применение как сеточной, так и анодной модуляции. В некоторых случаях в триодных генераторах вообще можно обойтись без модулятора, использовав для получения импульсов явление прерывистой генерации. Такой способ получения импульсов носит название автомодуляции. Однако автомодуляция связана с невысокой стабильностью режима высокочастотного генератора и плохой формой импульсов, поэтому в настоящее время она почти не применяется. Наибольшее применение находит анодная модуляция, значительно реже применяется сеточная модуляция в силу присущих ей недостатков.

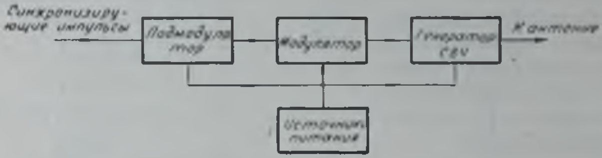


Рис. 22. 1. 4.

Модуляция магнетронных генераторов может быть осуществлена только на анод.

Используемые в импульсных передатчиках модуляторы можно разделить на две группы по типу накопителя: модуляторы с накопительным конденсатором и модуляторы с искусственными линиями. Первая группа модуляторов обеспечивает более близкую к прямоугольной форму импульсов, но имеет более низкий к. п. д., чем модуляторы с искусственными линиями. Поэтому модуляторы с накопительным конденсатором используются в передатчиках тех станций, которые применяются для весьма точного определения координат, когда требуется очень близкая к прямоугольной форма импульса. В таких радиостанциях должна быть обеспечена весьма точная синхронизация работы модулятора и индикатора и высокая стабильность частоты следования импульсов. Синхронизация работы модулятора и индикатора в этих радиостанциях осуществляется от кварцевого генератора, размещаемого в индикаторном устройстве. Частота следования импульса задается этим же кварцевым генератором путем соответствующего деления частоты. Блок-схема такого передатчика изображена на рис. 22. 1. 4.

Модуляторы с искусственными линиями в свою очередь могут быть разделены на две группы: модуляторы с искровым вращающимся разрядником и модуляторы с поджигаемыми разрядниками. В модуляторах с вращающимся разрядником подмодулятор отсутствует, и частота следования импульсов определяется скоростью вращения разрядника. Синхронизация работы такого модулятора практически невозможна, из-за большого разброса во времени моментов пробоя разрядника, вследствие чего в передатчиках с модуляторами этого типа работа индикаторного устройства синхронизируется импульсами, поступающими от модулятора. Блок-схема передатчика с вращающимся разрядником изображена на рис. 22. 1. 5.

В модуляторах с искусственными линиями с разрядниками другого типа для управления разрядником необходим подмодулятор, следовательно, эти модуляторы могут быть синхронизированы напряжением, поступающим от индикаторного устройства. Такая синхронизация целесообразна только в том случае, если точность срабатывания коммутатора в модуляторе достаточно высока, т. е. когда в качестве разрядника используются водородные тиратроны. Блок-схема передатчика с таким модулятором принципиально не отличается от схемы передатчика с ламповым модулятором, изображенной на рис. 22. 1. 4. Когда точность срабатывания коммутатора невелика, применение синхронизации модулятора от индикатора оказывается нецелесообразным. В этих случаях индикатор синхронизируется импульсами, поступающими от модулятора. Блок-схема такого передатчика имеет вид, изображенный на рис. 22. 1. 6.

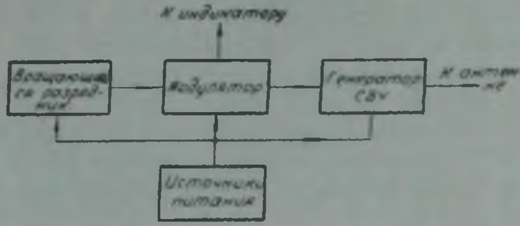


Рис. 22. 1. 5.

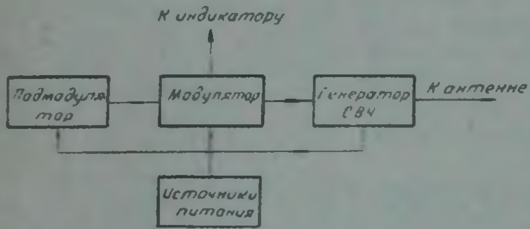


Рис. 22. 1. 6.

При использовании нескольких высокочастотных генераторов в передатчике, работающих одновременно, возможно управление всеми этими генераторами от одного модулятора. Такие передатчики, как правило, имеют весьма большие мощности, поэтому модуляция осуществляется при помощи модулятора с накопителем в виде искусственной линии.

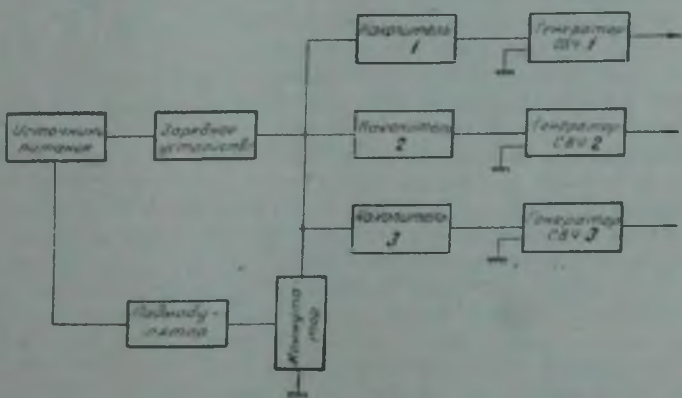


Рис. 22. 1. 7.

Подключение всех высокочастотных генераторов к одной линии оказывается нецелесообразным, так как при данном способе требуется тщательный подбор нагрузки искусственной линии, что вызывает затруднения при смене ламп высокочастотных генераторов. Поэтому модулятор такого передатчика имеет несколько искусственных линий, каждая из которых разряжается на свой высокочастотный генератор. Однако коммутатор и зарядное устройство для всех линий делаются общими, что обеспечивает хорошую синхронизацию работы высокочастотных генераторов и незначительно усложняет устройство модулятора. Блок-схема такого передатчика имеет вид, изображенный на рис. 22. 1. 7. При использовании в качестве коммутатора вращающегося искрового разрядника вместо подмодулятора на этой схеме будет стоять мотор, вращающий разрядник.

Таковы основные скелетные схемы импульсных передатчиков. Прежде чем приступить к рассмотрению принципиальных схем, выясним те требования, которым должна удовлетворять схема импульсного передатчика.

§ 22. 2. Требования, предъявляемые к схемам импульсных передатчиков

Для работы любого радиотехнического устройства необходимо обеспечить правильное соединение входящих в него элементов. При изучении различных составных частей импульсного передатчика выше были рассмотрены их конкретные схемы и выяснены особенности их работы. В настоящем параграфе будут рассмотрены вопросы соединения отдельных составных частей в единую схему импульсного передатчика. При этом, естественно, основное внимание будет уделено вопросам правильного соединения цепей питания, представляющим наибольшую трудность при составлении и изучении схемы конкретного передатчика.

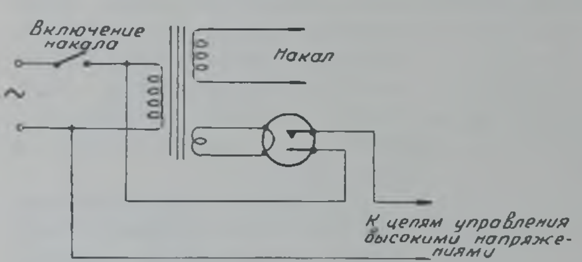


Рис. 22. 2. 1.

Схема передатчика должна обеспечивать правильный порядок включения входящих в нее элементов и защиту от перегрузок по току и напряжению. В схеме должна быть предусмотрена сигнализация, для контроля за работой передатчика и быстрого обнаружения неисправностей. Кроме того, схема должна обеспечивать безопасность работы обслуживающего персонала.

При включении передатчика нельзя сразу подавать все питающие напряжения. В первую очередь включаются цепи накала и только после предварительного прогрева катодов ламп в течение 1—2 минут подаются высокие напряжения. Для того, чтобы предупредить возможность включения высокого напряжения до прогрева катодов ламп, в схеме передатчика предусматривается реле выдержки времени, которое срабатывает через определенное время после включения напряжения накала и подготавливает к включению высоковольтные цепи. Реле выдержки времени делаются тепловыми или электромеханическими. Пример схемы с использованием теплового реле выдержки времени показан на рис. 22. 2. 1.

После срабатывания реле выдержки времени высоковольтные цепи включаются последовательно в порядке возрастания напряжений, причем сначала включаются напряжения смещения в цепях управляющих сеток, а затем анодные напряжения. Такой порядок включения обеспечивает лампы от перегрузок. Цепи, находящиеся под высокими напряжениями, непосредственно не коммутируются. Их включение и выключение осуществляется по цепям первичных обмоток соответствующих повышающих трансформаторов выпрямителей. Обычно все высоковольтные цепи включаются автоматически после срабатывания реле выдержки времени. Исключение составляет только анодная цепь выходного каскада модулятора или высокочастотного генератора, которая включается вручную, причем не сразу полностью, а путем постепенного или скачкообразного увеличения.

Перед включением высоких напряжений в передатчике должны быть включены вентиляторы, обдувающие мощные лампы (магнетрон, лампы высокочастотного генератора, выходного каскада модулятора, высоковольтного выпрямителя и др.). Иногда предусматривается защита и в этом отношении: с вентилятором связывается какое-либо реле, допускающее включение высоких напряжений только при работающих вентиляторах.

В некоторых магнетронах во время работы катод достаточно сильно подогревается за счет бомбардировки электронами. В передатчиках, использующих такие магнетроны, при подаче анодного напряжения необходимо уменьшать напряжение накала, что делается автоматически, путем включения реле, например, в анодную цепь магнетрона. Это реле срабатывает при появлении тока магнетрона и включает в цепь накала дополнительное сопротивление. Пример такой схемы показан на рис. 22.2.2.

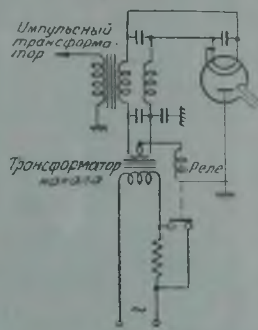


Рис. 22.2.2.

Количество органов регулировки питающих напряжений должно быть ограниченным, чтобы не усложнять управление передатчиком. В передатчиках небольшой мощности часто вообще не устраивается никаких органов регулировки, кроме регулировки напряжения, развиваемого первичным источником питания. В мощных передатчиках должны быть предусмотрены возможности регулировки напряжения накала ламп высокочастотного генератора (особенно магнетрона) и выходного каскада модулятора, нормальная работа которых требует весьма точной установки напряжения накала. Регулировка этих напряжений осуществляется либо при помощи реостатов, включаемых обычно в цепь первичной обмотки трансформатора накала, либо при помощи регулируемых автотрансформаторов. Для контроля за напряжением накала предусматриваются соответствующие вольтметры.

В мощных передатчиках предусматривается также регулировка анодного напряжения высокочастотного генератора, которая особенно необходима для нормальной работы магнетронного генератора. Регулировка анодного напряжения осуществляется автотрансформатором или потенциал-регулятором. Индикатором напряжения служит вольтметр, включаемый на выходе высоковольтного выпрямителя.

Кроме приборов для установки питающих напряжений, в передатчике применяются амперметры, по которым можно судить о режиме работы отдельных каскадов. Количество этих приборов не должно быть очень велико. Как правило, всегда включается миллиамперметр, измеряющий анодный ток высокочастотного генератора. Для измерения токов в остальных цепях может быть предусмотрен миллиамперметр с переключателем, с помощью которого он может включаться в соответствующую цепь.

Для обеспечения безаварийной и безопасной работы в передатчике предусматриваются следующие меры защиты.

Для защиты от перегрузок по току используются плавкие предохранители и реле перегрузки, обмотки которых включаются в защищаемые цепи. При превышении тока в одной из цепей выше нормы реле срабатывает и с помощью своих контактов снимает с нее напряжение. Так как после снятия напряжения цепь обесточивается, то реле может вернуться в прежнее положение и вновь замкнуть неисправную цепь. Для того, чтобы этого не происходило, необходимо либо задержать (например, механически, при помощи защелки) реле перегрузки в прежнем положении, либо обеспечить разрыв первичной цепи еще в одном месте, так, чтобы после возвращения реле перегрузки в прежнее положение цепь питания оставалась разомкнутой.

Пример схемы включения реле перегрузки высоковольтного выпрямителя показан на рис. 22.2.3. Включение выпрямителя осуществляется нажатием кнопки A; при этом замыкается цепь питания реле P_1, контакт 1 которого замыкает первичную цепь выпрямителя, а контакт 2 блокирует кнопку A, и последняя после отпускания возвращается в первоначальное положение. Таким образом, реле P_1 с помощью контакта 2 удерживается в рабочем положении. При превышении тока выпрямителя, протекающего через реле перегрузки P_2, выше нормы это реле срабатывает и контакты 3 размыкаются, в результате обесточивается реле P_1 и напряжение с выпрямителя снимается. Реле P_2 также обесточивается и его контакты 3 замыкаются, но реле P_1 не включается, потому что его цепь питания разорвана кнопкой A. Для включения выпрямителя необходимо опять нажать кнопку A. Кнопка B служит для выключения выпрямителя. Действие этой кнопки аналогично действию контактов 3 реле перегрузки.

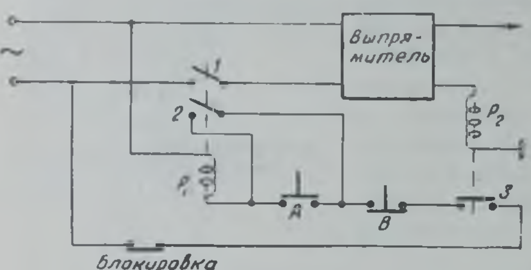


Рис. 22.2.3.

Реле перегрузки включаются в цепь постоянного тока высоковольтного выпрямителя, питающего анодную цепь высокочастотного генератора, а также в мощных передатчиках непосредственно на входе первичного напряжения.

Плавкие предохранители используются для защиты от перегрузок цепей как постоянного, так и переменного тока. Эти предохранители включаются в цепи первичных обмоток трансформаторов выпрямителей и на входе первичного напряжения.

Для защиты от перенапряжений используются защитные искровые промежутки, включаемые параллельно защищаемому элементу. Промежуток регулируется таким образом, чтобы при превышении напряжения выше нормы происходил его пробой.

В импульсных передатчиках для питания некоторых цепей используются весьма высокие напряжения, опасные для жизни обслуживающего персонала. Поэтому передатчик должен быть построен так, чтобы цепи с высокими напряжениями и входящие в них элементы были недоступны для непосредственного соприкосновения с ними. Открываемые дверцы шкафа передатчика должны снабжаться блокировкой, чтобы при их открывании со схемы снималось высокое напряжение. Например в схеме, изображенной на рис. 22.2.3, контакты блокировки, укрепленные на дверце, могут быть включены последовательно с контактами *3* реле перегрузки.

Кроме того, необходимо предусмотреть быстрый разряд конденсаторов большой емкости, заряжаемых до высоких напряжений (конденсаторы выпрямительных фильтров, накопительные конденсаторы и др.), поскольку после выключения схемы эти конденсаторы разряжаются весьма медленно. Для увеличения скорости разряда конденсаторов при открывании дверец конденсаторы либо закорачиваются накоротко (рис. 22.2.4, *а*), например в передатчиках небольшой мощности, либо к ним подключаются параллельно небольшие сопротивления (рис. 22.2.4, *б*), чтобы ток разряда конденсаторов не был чрезмерно велик.

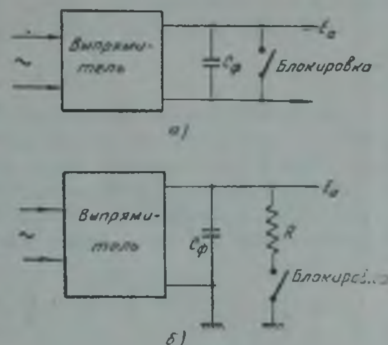


Рис. 22.2.4.

Кроме описанных здесь способов обеспечения защиты возможно большое разнообразие и других подобных мер, однако на них останавливаться не будем.

§ 22. 3. Схема импульсного передатчика метровых волн

Передатчик, схема которого в качестве примера рассматривается в этом параграфе, работает на фиксированной частоте 212 *мггц* ($\lambda = 1{,}41$ *м*). Мощность, излучаемая антенной, в импульсе составляет около 100 *квт*, длительность импульса — 2 *мксек*, частота следования импульсов — 400 *гц*.

Принципиальная схема передатчика изображена на рис. 22. 3. 1. Передатчик состоит из высокочастотного генератора, модулятора, подмодулятора, источников питания и системы управления, защиты и блокировки.

А. Высокочастотный генератор

Высокочастотный генератор собран на двух лампах $Л_1$ (NT-99) по двухтактной схеме с общим анодом. Колебательная система генератора состоит из двух отрезков двухпроводных линий, включенных одна между сетками и другая между катодами генераторных ламп. Длины обеих линий регулируются путем передвижения короткозамыкателей. Изменением длины сеточной линии устанавливается необходимая частота генерируемых колебаний, регулировкой катодной линии подбирается необходимый режим генератора (коэффициент обратной связи).

Высокочастотный генератор возбуждает антенну при помощи двухпроводного фидера, который непосредственно связан с катодной линией. Величина связи регулируется путем передвижения места подключения фидера вдоль линии.

В генераторе предусмотрена также регулировка режима посредством изменения сопротивления цепи утечки сетки $R_1 = 25 \div 275$ *ом*. При изменении этого сопротивления изменяется потребление генератора I_{a0} и его входное сопротивление $R_{н} = \frac{E_a}{I_{a0}}$, являющееся нагрузкой модулятора. Регулировка сопротивления нагрузки модулятора предусмотрена из-за того, что в передатчике применен модулятор с искусственной линией, режим работы которого сильно зависит от сопротивления нагрузки.

Все четыре органа регулировки выведены на переднюю панель. Регулировка передатчика осуществляется путем наблюдения за формой и амплитудой импульса на индикаторном устройстве станции.

Нормальный режим высокочастотного генератора характеризуется следующими данными: анодное напряжение — 8 *кв*, анодный ток в импульсе — 31 *а*, потребляемая мощность в импульсе — 250 *квт*, выходная мощность в импульсе 85—100 *квт*.

В передатчике применена анодная модуляция.

Б. Модулятор

Модулятор передатчика имеет накопитель в виде цепочечной искусственной линии, заряжаемой резонансным способом от источника постоянного тока и разряжаемой через тригатрон CV-85 ($Л_3$).

Искусственная линия состоит из шести звеньев, каждое из которых имеет индуктивность $L_1 = 42$ *мкгн* и емкость $C_1 = 670$ *пф*. Следовательно, волновое сопротивление линии равно

$$\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \sqrt{\frac{42 \cdot 10^{-6}}{670 \cdot 10^{-12}}} = 250 \text{ ом},$$

что соответствует входному сопротивлению генератора

$$R_{\text{и}} = \frac{E_a}{I_{a\circ}} = \frac{8 \cdot 10^3}{31} = 255 \text{ ом}.$$

Длительность импульса, обеспечиваемая такой линией, равна

$$\tau = 2n\sqrt{L_1 \cdot C_1} = 2 \cdot 6\sqrt{42 \cdot 10^{-6} \cdot 670 \cdot 10^{-12}} \cong 2 \text{ мксек}.$$

Заряд линии осуществляется от выпрямителя, собранного по схеме удвоения напряжения на лампах $Л_2$. Зарядный ток протекает по следующей цепи: от плюса выпрямителя через обмотку реле перегрузки P_3 на корпус, затем через сопротивление $R_2 = 5$ *ком* и дроссель $L_2 = 0{,}1$ *гн*, подключенные параллельно высокочастотному генератору, на искусственную линию, затем через зарядный дроссель $L_3 = 120$ *гн* и зарядный диод $Л_4$ на минус выпрямителя.

Напряжение выпрямителя составляет около 8 *кв*, поэтому линия заряжается до напряжения около 16 *кв*.

Активное сопротивление зарядной цепи состоит из сопротивления R_2, активного сопротивления дросселя L_3 (около 4 *ком*) и внутреннего сопротивления диода (около 1 *ком*). Полное сопротивление составляет около 10 *ком*, поэтому качество зарядной цепи примерно равно

$$Q_3 = \frac{1}{R_3}\sqrt{\frac{L_3}{C_л}} = \frac{1}{10^4}\sqrt{\frac{120}{6 \cdot 670 \cdot 10^{-12}}} \cong 17,$$

где $C_л = 6 \cdot 670 \cong 4000$ *пф* — полная емкость линии.

Время заряда определяется полной емкостью линии и индуктивностью зарядного дросселя

$$T_3 = \pi\sqrt{L_3 C_л} = \pi\sqrt{120 \cdot 4000 \cdot 10^{-12}} \cong 2200 \text{ мксек}.$$

Так как частота следования импульсов равна 400 *гц*, то интервалы между импульсами составляют 2500 *мксек*, следовательно, интервал времени от момента окончания заряда линии до начала импульса — около 300 *мксек*.

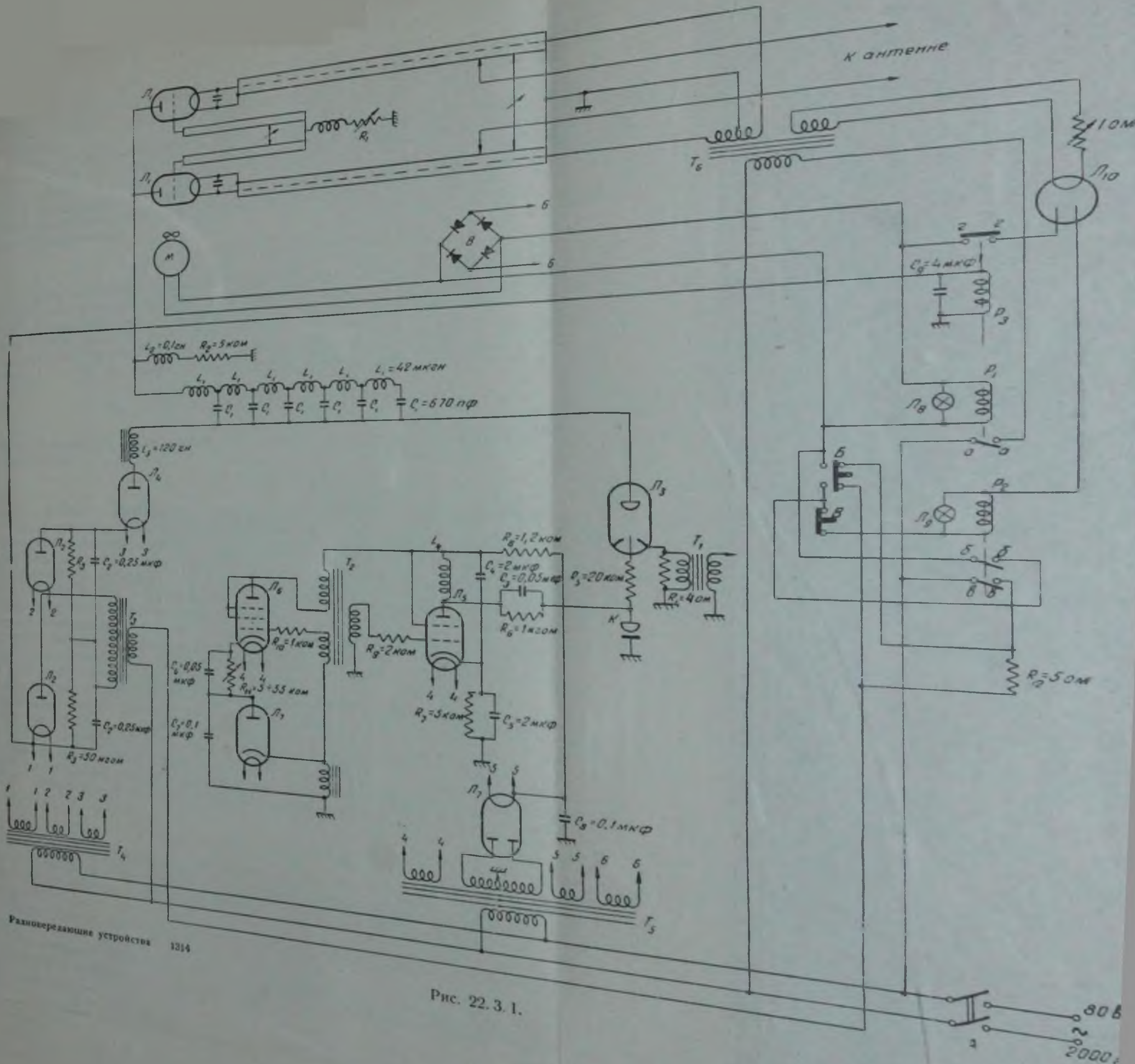

К антенне
R_1
$Т_6$
1 ом
$Л_{10}$
C_9 = 4 мкф
P_3
P_1
$Л_8$
$Р_2$
$Л_9$
R_{12} = 5 ом
L_2 = 0,1 гн
R_2 = 5 ком
L_1 = 42 мкгн
C_1 = 670 пф
L_3 = 120 гн
$Л_4$
$Л_3$
R_8 = 1,2 ком
C_4 = 2 мкф
C_5 = 0,05 мкф
R_5 = 20 ком
T_1
R_4 = 4 ом
R_6 = 1 мгом
R_9 = 2 ком
$Л_5$
$Т_2$
$Л_6$
R_{10} = 1 ком
C_6 = 0,05 мкф
R_{11} = 3 ÷ 33 ком
C_7 = 0,1 мкф
R_7 = 5 ком
C_3 = 2 мкф
C_8 = 0,1 мкф
C_2 = 0,25 мкф
R_3 = 50 мгом
$Т_3$
$Т_4$
$Т_5$
80 в
2000 гц

Рис. 22.3.1.

Поэтому нестабильность частоты следования в некоторых пределах (примерно до $+10\%$) не будет приводить к разряду линии до окончания процесса заряда.

Разряд линии происходит после поджига тригатрона по следующей цепи: от линии на аноды ламп высокочастотного генератора и цепочку L_2—R_2, затем на корпус и через сопротивление $R_4 = 4$ ома и первичную обмотку трансформатора T_1 на тригатрон и далее на линию. На первичной обмотке трансформатора при разряде линии действует отрицательный импульс напряжения

$$u_1 \cong I_{aэ} \cdot R_4 \cong 31 \cdot 4 = 120 \text{ вольт.}$$

Со вторичной обмотки этого трансформатора снимается положительный импульс, который служит для синхронизации работы индикатора станции. Таким образом, в рассматриваемой схеме синхронизация работы станции осуществляется передатчиком.

Вследствие большой величины индуктивности дросселя L_2 ток в цепочке L_2 — R_2 во время импульса возрастает незначительно:

$$I_{макс} \cong \frac{E_a \tau}{L_2} = \frac{8 \cdot 10^3 \cdot 2 \cdot 10^{-6}}{0{,}1} = 0{,}16 \ a,$$

поэтому мощность, расходуемая за время импульса в сопротивлении R_2, ничтожна.

В. Подмодулятор

Для поджига тригатрона используется генератор поджигающих импульсов, управляемый блокинг-генератором.

Блокинг-генератор собран на пентоде $Л_6$ и диоде $Л_7$ и генерирует прямоугольные импульсы, следующие с частотой 400 *гц*. Частота следования импульсов регулируется в небольших пределах с помощью изменения индуктивности в катоде диода. С импульсного трансформатора блокинг-генератора через сопротивление R_9 напряжение подается на сетку лампы $Л_5$ генератора поджигающих импульсов. Выходная обмотка трансформатора блокинг-генератора дифференцирует импульс, поэтому на сетку лампы $Л_5$ поступают два коротких импульса различной полярности. Сначала поступает импульс отрицательной полярности, запирающий лампу, и вследствие резкого изменения тока в индуктивности L_4 на ней развивается высокое напряжение (около 8 *кв*), которое и поджигает тригатрон. Положительный импульс, поступающий на сетку через несколько микросекунд после отрицательного, предохраняет от чрезмерного возрастания напряжения на дросселе L_4. Для защиты от случайных перенапряжений в этой части схемы предусмотрен воздушный разрядник K. Назначение других элементов генератора поджигающих импульсов было описано в § 21. 1.

Г. Цепи питания и управления

Питание передатчика осуществляется от генератора переменного тока частоты 2000 герц и напряжения 80 вольт. Для питания модулятора служит выпрямитель, собранный по схеме удвоения напряжения на двух кенотронах $Л_2$.

Подмодулятор питается от выпрямителя, собранного по двухполупериодной схеме на двуханодном кенотроне $Л_7$.

Цепи накала питаются от трансформаторов T_4, T_5, T_6. Для целей управления и защиты в схеме предусмотрен селеновый выпрямитель B.

Управление передатчиком осуществляется следующим образом. При включении главного рубильника A первичное напряжение поступает на первичные обмотки трансформаторов T_4 и T_5, после чего получают питание аноды и накалы ламп подмодулятора, накалы ламп $Л_2$ высоковольтного выпрямителя и зарядного диода $Л_4$, а также селеновый выпрямитель B.

От выпрямителя B получают питание мотор M вентилятора, служащего для охлаждения генераторных ламп, реле P_1 и сигнальная лампочка $Л_8$. После срабатывания реле P_1 через его контакты *а—а* подается напряжение на первичную обмотку трансформатора для накала генераторных ламп. С дополнительной обмотки этого же трансформатора питается подогреватель теплового реле выдержки времени $Л_{10}$. Примерно через минуту биметаллический контакт теплового реле замыкается, что подготовляет схему для включения высокого напряжения.

Высокое напряжение включается нажатием кнопки *Б*. При этом замыкается цепь питания реле P_2 (от селенового выпрямителя через контакты кнопок *Б* и *В*, контакты теплового реле и контакты *г—г* реле перегрузки P_3), одновременно загорается вторая сигнальная лампочка $Л_9$.

При срабатывании реле P_2 его контакты *б—б* блокируют контакты пусковой кнопки *Б*, поэтому при отжатии кнопки реле P_2 остается включенным. Через вторые контакты *в—в* поступает переменное напряжение на первичную обмотку высоковольтного трансформатора T_3, причем при нажатой кнопке *Б* (т. е. в начальный момент) подается пониженное напряжение, так как последовательно с обмоткой включено гасящее сопротивление R_{12}; при отпускании кнопки это сопротивление закорачивается и на трансформатор поступает полное напряжение. Таким образом, в схеме предусмотрено ступенчатое включение высокого напряжения.

После этих операций все цепи передатчика получают питание.

Для выключения передатчика служит кнопка *В*. При ее нажатии разрывается цепь питания реле P_2 и снимается высокое напряжение. Напряжения накала и питание подмодулятора остаются включенными. Полное выключение передатчика осуществляется рубильником *А*.

Для защиты высоковольтного выпрямителя от перегрузок служит реле P_3, через контакты которого *г—г* питается реле P_2. При превышении тока в реле P_3 выше нормы оно срабатывает и обесточивает реле P_2, что приводит к выключению высоковольтного выпрямителя, точно так же как и при нажатии кнопки *В*.

Д. Первичный источник питания

В качестве первичного источника питания используется агрегат, состоящий из:

1) генератора переменного тока $u = 80$ *в*, $F = 2000$ *гц*, $P = 1200$ *ва*;
2) генератора постоянного тока $u = 29$ *в*, $P = 350$ *вт*;
3) бензинового двигателя 6 л. с.

Генератор переменного тока используется для питания передатчика — 800 *ва*, приемника и индикатора — 300 *ва*.

Генератор постоянного тока служит для вращения антенны (200 *вт*), для питания обмотки возбуждения генератора переменного тока и регуляторов напряжения (50 *вт*), а также для освещения и других вспомогательных целей (100 *вт*).

Напряжения обоих генераторов стабилизированы с помощью угольных столбиков.

Упрощенная схема агрегата питания приведена на рис. 22. 3. 2. Регулировка напряжения генератора переменного тока осуществляется путем изменения тока в обмотке возбуждения *8* по схеме, описанной в § 23. 2. Для улучшения коэффициента мощности ($\cos\varphi$) в цепь генератора переменного тока включен компенсирующий конденсатор *9* емкостью 5 *мкф*.

Стабилизация напряжения генератора постоянного тока осуществляется при помощи двух угольных столбиков *5* и *6*, включенных последовательно с обмоткой возбуждения. Один столбик *5* управляется электромагнитом *1*, через который проходит ток нагрузки генератора. Другой же столбик *6* управляется двумя обмотками, по одной из которых *2* точно так же протекает ток нагрузки, тогда как ток второй обмотки *3* пропорционален напряжению на выходе генератора. Параметры обмоток и уголь-

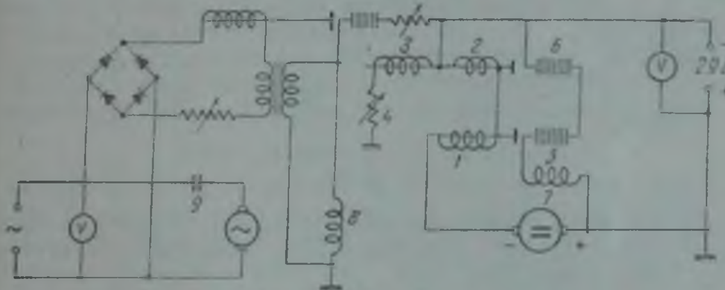


Рис. 22.3.2.

ных регуляторов подобраны таким образом, что напряжение генератора поддерживается постоянным (29 вольт) до тех пор, пока ток нагрузки не превысит 20 ампер. При увеличении тока сверх 20 ампер воздействие токовых обмоток преобладает и напряжение генератора уменьшается.

§ 22.4. Схема магнетронного импульсного передатчика

Передатчик, схема которого рассматривается в настоящем параграфе, работает на частоте около 3000 *мггц* ($\lambda = 10$ *см*), мощность в импульсе составляет 250 *квт*, длительность импульса — 0,8 *мксек*, частота следования импульсов — 1808 *гц* (скважность равна 730).

В качестве высокочастотного генератора в передатчике используется магнетрон, для нормального режима работы которого на анод подается импульс напряжения с амплитудой 22 *кв*. Ток магнетрона в импульсе составляет около 16 ампер. Следовательно, потребляемая магнетроном мощность составляет $16 \cdot 22 = 350$ *квт* и к. п. д. магнетрона $\eta \cong \frac{250}{350} = 70\%$.

А. Модулятор

Для модуляции магнетронного генератора применяется ламповый модулятор, собранный на трех лампах типа 6С21, соединенных параллельно (рис. 22. 4. 1). В целях подавления паразитных колебаний в анодные и сеточные цепи модуляторных ламп включены небольшие сопротивления (по 10 и 50 ом соответственно). Для увеличения крутизны участка спада импульса используется корректирующая индуктивность 5 *мгн*. Гашение колебаний на участке спада осуществляется с помощью трех диодов 8020, включенных параллельно индуктивности. Последовательно с диодами и индуктивностью включен миллиамперметр, измеряющий среднее значение тока магнетрона. Миллиамперметр защищен от перенапряжений искровым промежутком.

Накопительный конденсатор емкостью в 0,125 *мкф* заряжается от высоковольтного выпрямителя через сопротивление 10 *ком*.

В интервалы времени между импульсами модуляторные лампы заперты напряжением смещения — 1400 вольт, создаваемым специальным выпрямителем смещения.

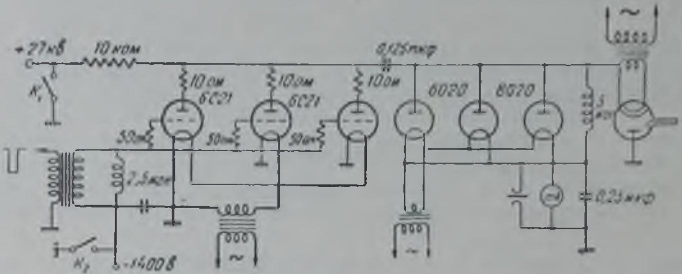


Рис. 22.4.1.

Управляющие импульсы поступают от подмодулятора через импульсный трансформатор. Амплитуда импульсов, подаваемых на сетку модуляторных ламп, равна 3500 вольт.

Б. Подмодулятор

Подмодулятор передатчика состоит из четырех каскадов. Упрощенная схема подмодулятора приведена на рис. 22. 4. 2. Управление подмодулятором осуществляется от блока синхронизации станции. На вход

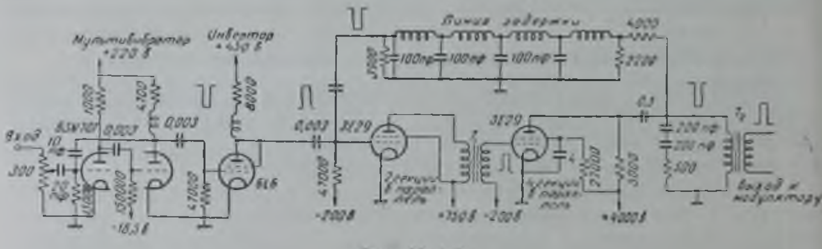


Рис. 22.4.2.

подмодулятора подаются отрицательные пусковые импульсы с крутым фронтом и напряжением около 15 вольт. Эти импульсы поступают на мультивибратор, который вырабатывает отрицательные прямоугольные импульсы длительностью около 1,5 *мксек*. Последние поступают на усилитель, собранный на лампе 6Л6, на выходе которого получаются импульсы той же длительности, но положительной полярности. Этот каскад называется инвертером.

Следующие два усилительных каскада охвачены обратной связью через линию задержки, со временем задержки 0,8 *мксек*. Первый каскад собран на двойном тетроде 3Е29, обе половины которого соединены параллельно. Нагрузкой каскада служит импульсный трансформатор T_1, изменяющий полярность импульсов, поэтому на сетку оконечного каскада подмодулятора подаются импульсы положительной полярности. Последний каскад собран на двух двойных тетродах 3Е29, причем все четыре лампы соединены параллельно. Импульс отрицательной полярности, получающийся в анодной цепи оконечного каскада подмодулятора, через линию задержки подается на вход первого каскада и запирает лампы через 0,8 *мксек*. Поэтому на выходе подмодулятора получаются импульсы длительностью около 0,8 *мксек*.

Для изменения полярности импульсов между подмодулятором и модулятором включен импульсный трансформатор T_2.

Питание подмодулятора осуществляется от четырех выпрямителей. Один выпрямитель дает напряжение 200 вольт и используется для создания напряжений смещения. Два выпрямителя, соединенных последовательно, служат для создания анодных напряжений всех каскадов подмодулятора, за исключением оконечного. Четвертый выпрямитель, имеющий напряжение 4 *кв*, питает анодную цепь оконечного каскада подмодулятора. Все выпрямители собраны по двухфазной двухполупериодной схеме с Г-образным фильтром из емкости и индуктивности (за исключением последнего выпрямителя, в котором используется только один конденсатор).

В. Схема питания и управления передатчика

Передатчик питается трехфазным переменным током промышленной частоты. В качестве преобразователей используются выпрямители, причем высоковольтный выпрямитель для питания анодов модуляторных ламп собран по схеме Ларионова, с масляным конденсатором емкостью 0,25 *мкф* в качестве фильтра. В высоковольтном трансформаторе первичные обмотки соединены треугольником, вторичные — звездой. В качестве вентилей используются кенотроны типа 8020.

Передатчик смонтирован в двух шкафах: в одном шкафу расположены магнетрон, модулятор и выпрямители (кроме высоковольтного), во втором — высоковольтный выпрямитель. Органы управления и измерительные приборы расположены на передних панелях обоих шкафов.

Принципиальная схема питания передатчика приведена на рис.22.4.3. Рассмотрим сначала процесс включения передатчика.

Прежде всего включается главный рубильник *I*, расположенный в высоковольтном выпрямителе. При этом подаются напряжения на вентилятор B, на лампочку $Л_5$ (через замкнутые контакты *1* реле P_{11}) и на накал кенотронов. Последнее напряжение регулируется реостатом $R_н$ и контролируется по показаниям вольтметра накала. Наконец, через сопротивление R_1 будет подано напряжение на обмотку реле *10*, контакт которого при этом замкнет цепь.

Затем включается рубильник *II*, расположенный в модуляторе. При этом загорается лампочка $Л_1$, включаются вентиляторы и подаются напряжения накала. Напряжение накала модуляторных ламп регулируется автотрансформатором T_1, а напряжение накала магнетрона — реостатом $R_м$. Оба напряжения контролируются одним вольтметром накала, снабженным переключателем. Далее, при включении рубильника *II* подается напряжение на реле выдержки времени P_1 и выпрямитель смещения подмодулятора, выпрямленный ток которого протекает по обмотке реле P_4; контакт последнего реле при этом замыкается. По истечении 30 секунд реле выдержки времени P_1 срабатывает и его контакт замыкает цепь, в результате чего загорается лампочка $Л_2$. Это служит сигналом, что катоды ламп прогрелись и схема подготовлена для включения высоких напряжений.

Включение высоких напряжений производится следующим образом. Нажимаем кнопку «*Вкл.*» в модуляторе, при этом замыкается цепь питания реле P_2, если закрыты все дверцы шкафа и контакты блокировки $Бл_1$, $Бл_2$, $Бл_3$ замкнуты (контакты кнопки «*Выкл.*» и контакты реле P_5 и P_6 нормально замкнуты). Таким образом, при открытом шкафе модулятора высокие напряжения не могут быть поданы. Если реле P_2 сработает, то оно прежде всего своими контактами *1* блокирует кнопку «*Вкл.*». Вследствие этого при снятии руки с кнопки и возвращении ее в начальное положение цепь питания реле P_2 оказывается замкнутой. Последнее будет иметь место в том случае, если замкнут контакт реле P_4, т. е. если на подмодулятор подано напряжение смещения. Следовательно, высокие напряжения не подаются при отсутствии напряжения смещения.

Кроме того, реле P_2 контактами *2* и *3* зажигает лампочку $Л_3$, сигнализирующую о том, что в схеме включено напряжение смещения, и подает напряжение на контакты реле P_3. Через контакты *3* и *4* подается напряжение на выпрямитель смещения модулятора и через контакт *5* подготавливается цепь для включения анодных напряжений.

Затем нажимаем кнопку «*Вкл.*» на панели высоковольтного выпрямителя, при этом загорается лампочка $Л_6$ и срабатывает реле P_3, которое своими контактами включает выпрямители, питающие анодные цепи подмодулятора, а также лампочку $Л_4$, расположенную на панели модулятора. Одновременно срабатывают реле P_{11} и P_{12}, если шкаф выпрямителя закрыт и блокировочный контакт $Бл_4$ замкнут (контакты кнопки «*Выкл.*» нормально замкнуты). Реле P_{12} размыкает цепь, шунтирующую высоковольтный выпрямитель, а реле P_{11} производит следующие операции. Через контакт *2* реле блокирует кнопку «*Вкл.*» и таким образом удерживает себя при возвращении кнопки в начальное положение. Через контакты *4*, *5* и *6* подается напряжение на потенциал-регулятор и с него на высоковольтный трансформатор. Замыканием контактов *3* подготовляется схема для управления мотором потенциал-регулятора, а вследствие размыкания контактов *1* гасится лампочка $Л_5$, что сигнализирует о срабатывании реле P_{11}. Кроме того, через контакты *4* получает питание реле P_{14}, которое срабатывает с некоторой задержкой и закорачивает сопротивление $R_2 = 30$ *ком*. Таким образом, в первый момент подачи напряжения на высоковольтный трансформатор между кенотронами и конденсатором фильтра включено достаточно большое сопротивление, которое ограничивает начальный зарядный ток.

Регулировка напряжения высоковольтного выпрямителя осуществляется путем вращения мотора, поворачивающего потенциал-регулятор. Мотор управляется кнопками «*Повышение*» и «*Понижение*», при нажатии которых мотор вращается в различные стороны, т. е. при нажатии первой кнопки анодное напряжение возрастает, а при нажатии второй уменьшается.

Для остановки мотора в крайних положениях имеются два ограничителя, приводимых в движение эксцентриками, расположенными на оси потенциал-регулятора. При достижении максимального напряжения контакт K_1 размыкается и дальнейшее повышение анодного напряжения становится невозможным. Вращение мотора в сторону увеличения анодного напряжения возможно только в том случае, если сработало реле P_{11}, так как его контакты *3* соединены последовательно с контактом K_1. Контакт K_2 размыкается при минимальном напряжении. Кроме того, имеется еще один контакт K_3, служащий для целей сигнализации: при напряжении меньше 10 *кв* он замыкается и через него подается напряжение на сигнальную лампочку $Л_7$.

Выключение высокого напряжения осуществляется нажатием кнопок «*Выкл.*» в выпрямителе или модуляторе. В первом случае непосредственно обесточиваются реле P_{11}, P_3 и P_{12}, что приводит к выключению всех анодных напряжений и закорачиванию конденсатора фильтра сопротивлением $R_3 = 200$ *ом*. Во втором случае сначала выключается реле P_2, которое своими контактами *5* разрывает цепь питания реле P_3, P_{11} и P_{12}.

В схеме питания предусмотрены следующие меры защиты. Плавкие предохранители включены на входе модулятора, высоковольтного выпрямителя, выпрямителя смещения подмодулятора и вентилятора, в цепи накала и управления высоковольтного выпрямителя.

Реле перегрузки включены: на входе высоковольтного выпрямителя P_7, P_8, P_9, в анодной цепи модуляторных ламп P_{13}, на входе выпрямителя смещения модулятора P_6 и на входе выпрямителя анодного напряжения оконечного каскада подмодулятора P_5.

При перегрузке в высоковольтном выпрямителе и модуляторе срабатывает какое-либо из реле P_7, P_8, P_9 или P_{13}; при этом обмотка реле P_{10} закорачивается и контакт реле размыкается, что приводит к размыканию цепи питания реле P_{11} и к выключению анодного напряжения модулятора.

При перегрузке в подмодуляторе сработает какое-либо из реле P_5 и P_6, контакты которых разрывают цепь питания реле P_2, что приводит к выключению реле P_3, P_{11} и P_{12}, т. е. к снятию всех анодных напряжений.

Кроме этих мер защиты, в передатчике применена механическая блокировка: при открывании дверей шкафов модулятора и выпрямителя снимаются высокие напряжения и закорачиваются выходные цепи всех выпрямителей с напряжением более 1 *кв* (контакты «*Бл*» на схеме).

Глава 23

ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕДАТЧИКОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

§ 23. 1. Первичные источники питания и преобразователи

Источники питания всякого радиотехнического устройства должны обеспечивать нормальную работу устройства более или менее длительное время, задаваемое соответствующими техническими условиями. Основные требования, которые предъявляются к источникам питания, заключаются в следующем. Они должны обеспечивать нужные величины напряжений на соответствующих элементах. Эти напряжения должны достаточно мало меняться во времени и при изменениях режима устройства. Нормы по стабильности напряжения различны для различных цепей и задаются техническими условиями на аппаратуру.

Источники питания должны иметь высокий к. п. д., быть надежными в работе и по возможности более простыми в обслуживании.

Для питания цепей мощных импульсных передатчиков СВЧ требуются разнообразные по величине напряжения, поэтому источники питания таких передатчиков состоят из первичного источника питания, энергия которого преобразуется различными способами для питания соответствующих цепей передатчика. Все электрические цепи передатчика можно разбить на следующие четыре группы: 1) анодные цепи, 2) цепи смещения, 3) цепи накала и 4) вспомогательные цепи. В свою очередь анодные цепи могут быть разделены на анодную цепь высокочастотного генератора (или выходного каскада модулятора в случае анодной модуляции), являющуюся наиболее мощным потребителем энергии в передатчике, и на анодные цепи подмодулятора.

В качестве первичного источника питания передатчика, как правило, используется генератор переменного тока, обычно являющийся первичным источником питания всей радиостанции, содержащей передатчик в качестве одного из своих элементов. Для питания же анодных цепей и цепей смещения требуются источники постоянного тока. Поэтому система питания должна иметь в своем составе выпрямители, преобразующие энергию переменного тока в энергию постоянных токов. Выпрямитель состоит из повышающего трансформатора, вентилей и сглаживающих фильтров. Габариты и вес выпрямителей в основном определяются габаритами и весом трансформатора и фильтров. С повышением частоты переменного тока габариты и вес выпрямительного устройства уменьшаются, поэтому в тех случаях, когда важнейшим требованием, предъявляемым к передатчику, являются малые габариты и вес, в качестве первичного источника питания используются генераторы переменного тока повышенной частоты — 400—2000 герц. Такие генераторы применяются для питания радиостанций, полное потребление которых не превышает 1—1,5 *квт*. Для питания более мощных установок применение генераторов повышенной частоты оказывается нецелесообразным, и в качестве первичного источника питания используют генераторы переменного тока промышленной частоты 50 герц. Применение тока промышленной частоты для питания радиостанции дает возможность использовать источники электроэнергии сети общего пользования.

В некоторых случаях, когда в распоряжении имеется цепь постоянного тока (например, бортовая сеть самолета), в качестве вторичных источников питания используются вибропреобразователи. Последние применяются для питания цепей с потребляемой мощностью примерно до 150 ватт.

Работа выпрямителей в импульсных передатчиках принципиально мало отличается от их работы в обычных схемах. Необходимо отметить только следующие две особенности. Во-первых, частота генерируемых колебаний высокочастотных генераторов, особенно магнетронных, весьма сильно зависит от величины питающих напряжений, вследствие этого к источникам питания таких генераторов предъявляются более высокие требования в отношении стабильности развиваемых ими напряжений. Напряжение же на выходе выпрямителя в процессе работы изменяется за счет изменения величины первичного напряжения и за счет неполного сглаживания пульсаций фильтром выпрямителя. Поэтому для обеспечения малых изменений частоты генерируемых колебаний необходимо обеспечить высокую стабильность входного напряжения и хорошую фильтрацию напряжения на выходе выпрямителя.

Второй особенностью работы выпрямителей при питании импульсных передатчиков является сравнительно большое входное сопротивление нагрузки, на которую работает выпрямитель. Действительно, средние мощности, потребляемые импульсными передатчиками, невелики вследствие большой скважности, тогда как питающие напряжения весьма велики. Так например, если передатчик потребляет в импульсе 250 *квт* при анодном напряжении 10 *кв* и скважности $s = 1000$, то сопротивление нагрузки для источника питания составит

$$R_н = s\frac{E_a^2}{P_н} = 1000\,\frac{10^8}{250\cdot 10^3} = 400\ ком.$$

Благодаря большой величине сопротивления нагрузки задача обеспечения хорошей фильтрации напряжения выпрямителя значительно упрощается, и выпрямители могут быть построены по простейшим схемам с вентилями, обладающими большим внутренним сопротивлением, но выдерживающими высокие напряжения. Поэтому в качестве вентилей в выпрямителях для питания импульсных передатчиков используются исключительно кенотроны.

В некоторых передатчиках выпрямители строятся по однополупериодной схеме с простейшим фильтром в виде одного конденсатора. Пульсация напряжения в этой схеме равна

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{2FCR_н}, \qquad (23.1.1)$$

где: C — емкость конденсатора фильтра;
F — частота питающего напряжения;
$R_н$ — сопротивление нагрузки.

Широкое распространение в импульсных передатчиках сравнительно небольшой мощности имеет схема удвоения напряжения (рис. 23.1.1).

которая состоит фактически из двух однополупериодных схем, включенных по переменному напряжению параллельно, а по выпрямленному — последовательно.

Напряжение на нагрузке приближенно равно удвоенной амплитуде переменного напряжения на вторичной обмотке, почему такая схема и называется схемой удвоения напряжения. В отношении величины пульсаций эта схема идентична с рассмотренной выше однополупериодной

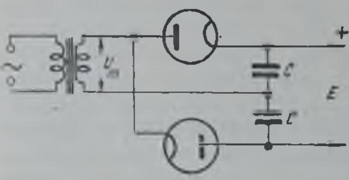


Рис. 23. 1. 1.

схемой, так как теперь полная величина емкости фильтра будет в два раза меньше, чем в первом случае, но зато подзаряд емкости происходит два раза в течение одного периода переменного напряжения. Поэтому величина пульсаций для схемы удвоения напряжения будет также определяться формулой (23. 1. 1), только в ней под величиной C надлежит понимать емкость одного конденсатора. Следовательно, в схеме удвоения напряжения для получения той же пульсации требуются два конденсатора вместо одного в однополупериодной схеме. Однако каждый из конденсаторов заряжается до вдвое меньшего напряжения, чем в однотактной схеме. Кроме того, в рассматриваемой схеме трансформатор имеет вдвое меньший коэффициент трансформации, чем в однополупериодной схеме. Указанные обстоятельства являются достоинствами схемы удвоения напряжения. Недостаток этой схемы заключается в том, что для нее требуются два изолированных трансформатора накала, каждый из которых должен быть рассчитан на напряжение относительно корпуса, равное напряжению на нагрузке.

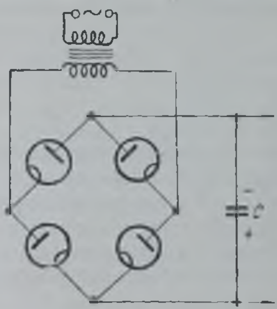


Рис. 23. 1. 2.

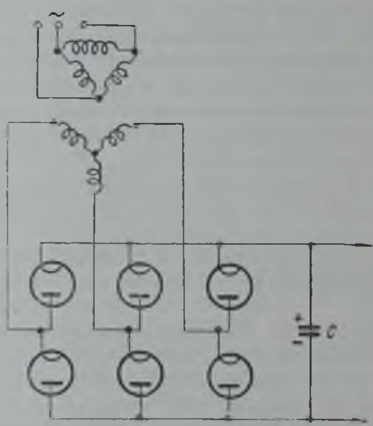


Рис. 23. 1. 3.

Обе рассмотренные схемы применяются в тех случаях, когда сопротивление нагрузки выпрямителя достаточно велико, т. е. в сравнительно маломощных передатчиках. В мощных передатчиках, с целью уменьшения емкости конденсатора фильтра, используются другие схемы выпрямителей, а именно, при питании однофазным током — мостиковая схема (рис.23.1.2) и при питании трехфазным током — схема Ларионова (рис. 23. 1. 3). В первой схеме напряжение на нагрузке равно амплитуде напряжения на вторичной обмотке трансформатора, и величина пульсаций в два раза меньше, чем в однополупериодных схемах:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{4FCR_{\text{н}}}.$$

В схеме Ларионова величина пульсаций еще меньше и равна

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{12FCR_{\text{н}}},$$

что является достоинством такой схемы. Недостаток этой схемы заключается в необходимости иметь четыре изолированных источника накала кенотронов (три для нижних и один для верхних, рис. 23. 1. 3).

В мощных передатчиках выпрямитель для питания анодной цепи высокочастотного генератора (или выходного каскада модулятора) является весьма громоздким устройством. В случае модулятора с накопителем в виде искусственной линии иногда обходятся без мощного выпрямителя следующим образом. Питание всей радиостанции осуществляется от генератора переменного тока промышленной частоты и системы выпрямителей. Модулятор же питается от генератора переменного тока повышенной частоты путем применения резонансного заряда линии. Генератор повышенной частоты приводится во вращение обычным электромотором, работающим от сети основного генератора переменного тока.

§ 23. 2. Способы регулировки и стабилизации напряжений

Одним из требований, которые предъявляются к источникам питания, будет требование возможности осуществления регулировки питающих напряжений. Регулировка напряжений питания требуется при наладке передатчика и при смене ламп; особенно это касается напряжения и тока накала ламп высокочастотного генератора и магнетронов, а также напряжения смещения модуляторных ламп. В процессе работы передатчика, как правило, регулировок напряжений не производится, поскольку напряжения питания стабилизируются (см. ниже). Однако при включении передатчика высокое анодное напряжение высокочастотного генератора нельзя подавать сразу полностью, поэтому в схеме питания должна быть предусмотрена возможность плавного изменения напряжения.

Регулировка напряжения накала осуществляется обычно реостатом, включенным либо последовательно с нитью накала соответствующих ламп, либо в первичную обмотку трансформатора накала. Индикатором служат вольтметр накала или амперметр, измеряющий ток накала.

Регулировка напряжения смещения обычно осуществляется при помощи потенциометров, поскольку в цепях управляющих сеток протекают малые токи; индикатором служит вольтметр. Напряжение смещения регулируется, как правило, только в выходном каскаде модулятора. Ручка регулировки этого напряжения обычно на панель управления не выводится, а находится внутри соответствующего блока.

Регулировка анодного напряжения высокочастотного генератора осуществляется по первичной цепи высоковольтного трансформатора. При однофазном питании выпрямителя регулировка производится при помощи автотрансформатора с подвижным контактом. Такие трансформаторы конструируются на мощности порядка нескольких киловатт.

При питании выпрямителя трехфазным током возможно включение трех регулируемых автотрансформаторов (на каждую фазу), щетки которых управляются одной ручкой.

В мощных передатчиках для регулировки напряжения высоковольтного выпрямителя используются потенциал-регуляторы, представляющие собой заторможенный асинхронный мотор, одна из обмоток которого (роторная или статорная) включена в сеть, а другая — последовательно с нагрузкой (рис. 23. 2. 1). Статорная обмотка создает вращающееся магнитное поле, пересекающее обмотки ротора. При повороте ротора изменяется фаза электродвижущей силы в роторной обмотке, величина же э. д. с. остается неизменной. Напряжение на выходе $\overline{U}_{вых}$ потенциал-регулятора равно сумме напряжений на входе $\overline{U}_{вх}$ и на роторе $\overline{U}_{р}$:

$$\overline{U}_{вых} = \overline{U}_{вх} + \overline{U}_{р}.$$

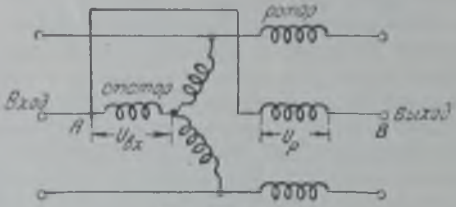


Рис. 23. 2. 1.

Рис. 23. 2. 2.

При повороте ротора меняется фаза напряжения $\overline{U}_{р}$, а тем самым и величина напряжения на выходе (см. рис. 23. 2. 2). Минимальная величина выходного напряжения равна разности абсолютных величин напряжений на входе и роторе, максимальная — их сумме. Таким образом, с помощью потенциал-регулятора можно в довольно широких пределах плавно изменять величину напряжения, подаваемого на выпрямитель, а следовательно, и выпрямленного напряжения.

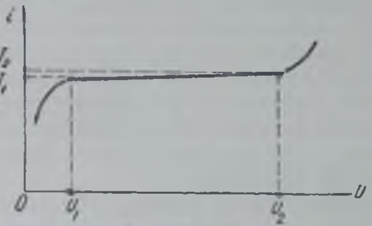


Рис. 23. 2. 3.

Поворот потенциал-регулятора обычно осуществляется при помощи электромотора.

Одним из важнейших требований, предъявляемым к источникам питания передатчиков сверхвысоких частот, является постоянство напряжений, подаваемых на отдельные элементы передатчика. Особенно важно постоянство напряжений питания высокочастотного генератора, так как от них сильно зависит частота генерируемых колебаний (особенно у магнетронных генераторов). Для нормальной работы передатчика СВЧ необходимо применять стабилизацию напряжений питания.

Стабилизация напряжения возможна как по первичной, так и по вторичной цепям питания.

Стабилизация напряжений во вторичных цепях, т. е. стабилизация напряжений, непосредственно подаваемых на электроды ламп отдельных элементов передатчика, возможна только в маломощных каскадах, так как этот способ стабилизации имеет низкий к. п. д.

Для стабилизации цепи накала используются барретеры. Типичная вольтамперная характеристика железоводородного барретера показана на рис. 23. 2. 3. В области напряжений $U_1 < U < U_2$ ток, протекающий через барретер, изменяется в очень незначительных пределах. Эта область называется областью стабилизации. Если барретер включить последовательно с нитью накала лампы и подобрать напряжение питания так, чтобы попасть в середину области стабилизации барретера, то при изменении напряжения питания ток накала будет изменяться незначительно. В ряде случаев ток накала может не совпадать с током барретера в области стабилизации, тогда барретер выбирается на больший ток, а параллельно нити накала включается сопротивление такой величины, чтобы ток через него в сумме с током накала равнялся току барретера (рис. 23. 2. 4). Барретер может использоваться для стабилизации постоянного и переменного тока.

Для стабилизации анодных и сеточных напряжений могут быть применены стабилизаторы, использующие газовый разряд (стабиловольты) и различные схемы с вакуумными лампами (электронные стабилизаторы).

Для стабилизации напряжения с помощью стабиловольта последний подключается параллельно нагрузке, а между стабиловольтом и источником питания включается добавочное сопротивление.

Стабиловольты изготовляются на напряжения от десятков до нескольких сотен вольт и на токи от десятков до сотен миллиампер. Стабилизируемая мощность достигает 100 ватт. Для увеличения стабилизируемого напряжения иногда включают несколько стабиловольтов последовательно.

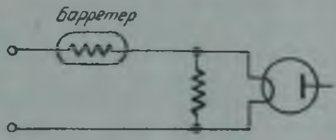


Рис. 23. 2. 4.

К. п. д. стабилизирующего устройства со стабиловольтом невысок из-за потерь мощности в добавочном сопротивлении и самом стабиловольте.

С помощью стабиловольтов возможна стабилизация только постоянного напряжения. Изменения напряжения на нагрузке могут быть получены в несколько десятков раз меньшими изменений напряжений на входе.

Еще большей стабилизирующей способностью обладают схемы электронных стабилизаторов, использующих вакуумные лампы.

При электронной стабилизации напряжение на нагрузку подается через анодную цепь электронной лампы (называемой регулирующей лампой), напряжение на сетке которой изменяется в соответствии с напряжением на нагрузке. При увеличении напряжения на входе стабилизатора будет возрастать и напряжение на выходе, т. е. на нагрузке. Однако увеличенное напряжение на выходе вызывает уменьшение напряжения на сетке регулирующей лампы, в результате чего ее сопротивление возрастает и напряжение на нагрузке уменьшается. Стабилизирующее действие схемы, очевидно, будет тем больше, чем большее изменение напряжения на сетке регулирующей лампы вызывает изменение напряжения на нагрузке. Поэтому напряжение на сетку регулирующей лампы подается через усилитель постоянного тока.

Электронные стабилизаторы обладают очень высокой стабилизирующей способностью. Изменение напряжения на выходе в сотни или даже тысячи раз меньше изменения напряжения на входе. Недостатком электронных стабилизаторов является низкий к. п. д. и сложность устройства. Они используются для питания сравнительно маломощных устройств, требующих высокой стабильности напряжения.

Стабилизация по первичным цепям, т. е. по цепи переменного тока, в отличие от стабилизации по постоянному току, возможна при весьма больших мощностях, так как к. п. д. таких стабилизаторов достаточно велик.

Стабилизация первичного напряжения применяется как в случае питания от внешней сети, когда воздействие на генератор переменного тока невозможно, так и в случае питания от собственного генератора станции. В последнем случае стабилизация осуществляется обычно за счет обратного воздействия выходного напряжения на генератор переменного тока.

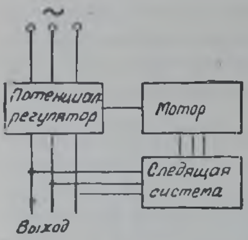


Рис. 23. 2. 5.

Для стабилизации напряжения внешней сети может быть использован потенциал-регулятор, двигатель которого управляется следящей системой, питаемой выходным напряжением (рис. 23. 2. 5). Такие стабилизаторы обладают высоким к. п. д., дают хорошую форму напряжения и просты в эксплуатации. Они изготовляются на мощности от 1 до 100 *ква*. Недостатком такой системы стабилизации напряжения является малая скорость регулирования. Время перехода от низшего напряжения к высшему составляет несколько секунд.

Наиболее распространенным способом стабилизации напряжения сети является резонансная стабилизация с помощью насыщенного дросселя. Стабилизатор с насыщенным дросселем называется часто феррорезонансным стабилизатором напряжения. Простейшая схема такого стабилизатора показана на рис. 23. 2. 6. На этой схеме L представляет собой ненасыщенный дроссель, индуктивность которого не зависит от величины протекающего через него тока, для чего сердечник дросселя делается с воздушным зазором. Дроссель же L_1 представляет собой насыщенный дроссель, индуктивность которого резко уменьшается при увеличении проходящего через него тока.

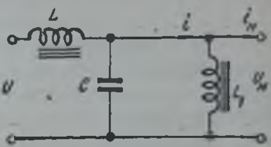


Рис. 23. 2. 6.

Рассмотрим работу такого стабилизатора. Если напряжение на входе стабилизатора обозначить через $\bar{U}$, а на выходе — через $\bar{U}_н$, то ток через индуктивность L равен

$$\bar{i} + j\omega C\bar{U}_н = \frac{\bar{U} - \bar{U}_н}{j\omega L},$$

где $\bar{i}$ — ток, текущий в нагрузку и насыщенный дроссель.

Из приведенного равенства получаем

$$\bar{i} = \frac{\bar{U}}{j\omega L} - j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)\bar{U}_н.$$

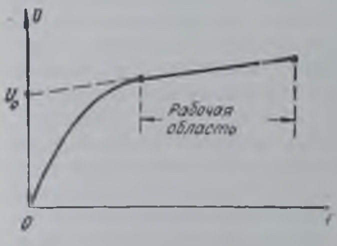


Рис. 23. 2. 7.

Этот ток равен сумме тока в нагрузке и в насыщенном дросселе L_1. Зависимость тока в насыщенном дросселе от напряжения имеет вид, изображенный на рис. 23. 2. 7. В рабочей области такая характеристика может быть представлена в виде:

$$\bar{i}_{др} = \frac{\bar{U} - \bar{U}_0}{j\omega L_1},$$

где L_1 достаточно мало.

Если сопротивление нагрузки считать чисто активным и обозначить через $R_н$, то можно написать следующее уравнение для напряжения на нагрузке:

$$\bar{i} = \frac{\bar{U}_н - \bar{U}_0}{j\omega L_1} + \frac{\bar{U}_н}{R_н} = \frac{\bar{U}}{j\omega L} - j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)\bar{U}_н.$$

откуда

$$\bar{U}_{н}=\frac{\frac{\bar{U}}{j\omega L}+\frac{\bar{U}_0}{j\omega L_1}}{\frac{1}{R_н}+j\left(\omega C-\frac{1}{\omega L}-\frac{1}{\omega L_1}\right)},$$

или по абсолютной величине

$$U_{н}=\frac{U_0+\frac{L_1}{L}U}{\sqrt{\left[1-\omega L_1\left(\omega C-\frac{1}{\omega L}\right)\right]^2+\left(\frac{\omega L_1}{R_н}\right)^2}}.$$

Если выбрать индуктивность ненасыщенного дросселя и емкость таким образом, чтобы было выполнено условие

$$\omega^2 LC=1,$$

то

$$U_{н}=\frac{U_0+\frac{L_1}{L}U}{\sqrt{1+\left(\frac{\omega L_1}{R_н}\right)^2}}.$$

Если индуктивность насыщенного дросселя достаточно мала:

$$\frac{L_1}{L}\ll 1 \text{ и } \left(\frac{\omega L_1}{R_н}\right)^2\ll 1,$$

то напряжение на нагрузке будет мало зависеть от сопротивления нагрузки и от величины входного напряжения. Для увеличения стабилизирующего действия на сердечник насыщенного дросселя наматывают дополнительную компенсационную обмотку, направление витков которой противоположно направлению витков обмотки дросселя L. Эту обмотку включают последовательно с нагрузкой. При повышении напряжения сети возрастает и напряжение на добавочной обмотке, тем самым уменьшая напряжение на нагрузке.

Достоинствами стабилизаторов с насыщенными дросселями являются высокий к. п. д., большая скорость регулирования, простота устройства, отсутствие регулировок и безопасность в отношении перегрузок. Время установления напряжения после мгновенных изменений нагрузки или входного напряжения составляет несколько периодов питающего переменного тока. Нестабильность напряжения на выходе не превышает $\pm 1\%$ при изменении входного напряжения на $\pm 20\%$.

Недостатками таких стабилизаторов являются изменение выходного напряжения при изменении частоты питающего напряжения и плохая форма кривой выходного напряжения. При изменении частоты на 1% выходное напряжение меняется примерно на 2%. Гармоники питающего напряжения достигают в худших случаях 20%.

Стабилизаторы изготовляются на мощности до 10 *ква* и больше. К. п. д. составляет от 70% при малых мощностях (до 0,5 *ква*) до 95% при мощностях в несколько киловольтампер. Вес стабилизаторов при частоте питания 50 *герц* равен примерно 100 *кг* на 1 *ква* при мощностях меньше 0,1 *ква*, около 60—70 *кг/ква* при мощностях 0,1—0,5 *ква* и около 50 *кг/ква* при больших мощностях (более 0,5 *ква*).

В радиостанциях с автономным питанием стабилизация напряжения осуществляется, как правило, путем изменения напряжения возбуждения генератора переменного тока. Силовой агрегат обычно состоит из двух динамомашин, сидящих на одном валу с двигателем внутреннего сгорания. Одна из машин представляет собой генератор переменного тока, другая — генератор постоянного тока, который служит для возбуждения генератора переменного тока.

Стабилизация напряжения генератора осуществляется путем изменения в соответствии с выходным напряжением генератора переменного тока сопротивления в цепи возбуждения. Это изменение может осуществляться различными способами. Наибольшее распространение получил стабилизатор с угольным столбиком.

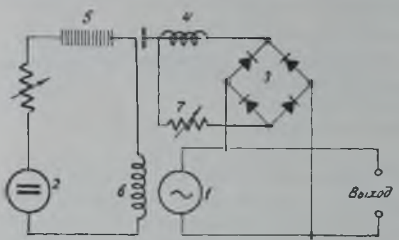


Рис. 23.2.8.

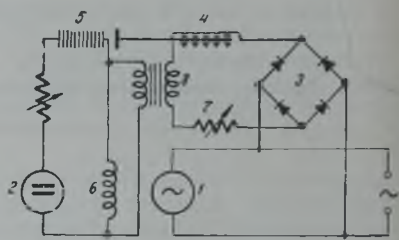


Рис. 23.2.9.

Схема включения угольного столбика показана на рис. 23.2.8. Напряжение от генератора переменного тока *1* поступает на выпрямитель *3* (в некоторых случаях между выпрямителем и генератором может стоять понижающий трансформатор), в цепь постоянного тока которого включена обмотка электромагнита *4*. Генератор постоянного тока *2* питает обмотку возбуждения *6* генератора переменного тока через угольный столбик *5*. При увеличении переменного напряжения на выходе возрастает ток электромагнита, якорь притягивается сильнее и давление на угольный столбик уменьшается, в результате чего возрастает его сопротивление, уменьшается ток возбуждения и э. д. с. генератора переменного тока падает.

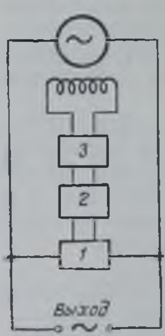


Рис. 23.2.10.

Схема, изображенная на рис. 23.2.8, обладает большой инерционностью, потому что ток в электромагните изменяется сравнительно медленно. Поэтому такая схема не может реагировать на возможные мгновенные скачки напряжения. Для стабилизации напряжения при резких его изменениях в схему вводится трансформатор *8*, первичная обмотка которого включается последовательно с обмоткой соленоида, а вторичная — параллельно обмотке возбуждения (рис. 23.2.9). При мгновенном изменении напряжения генератора переменного тока на обмотке трансформатора возникает напряжение, которое вызывает изменение тока возбуждения, препятствующее изменению напряжения на выходе.

Стабилизатор с угольным столбиком увеличивает стабильность напряжения генератора примерно в 10 раз.

Для стабилизации напряжения генератора переменного тока может быть использована и ламповая схема стабилизатора, которая управляет напряжением возбуждения.

Ламповый стабилизатор состоит из элемента *1* (рис. 23.2.10), чувствительного к изменению переменного напряжения на выходе, усилителя 2 и выходной ступени 3, которая вырабатывает постоянное напряжение возбуждения генератора.

В качестве элемента, чувствительного к изменениям напряжения переменного тока, могут быть использованы мост из термисторов, диод и др.

Ламповые стабилизаторы обеспечивают стабильность напряжения порядка нескольких десятых долей процента, имеют достаточно малую инерционность и высокий к. п. д.

§ 23. 3. Магнитная система магнетрона

Для создания магнитного поля в подавляющем большинстве импульсных передатчиков на магнетронах используются постоянные магниты. Электромагниты использовались в ранних образцах станций, когда не были разработаны достаточно высококачественные магнитные сплавы. Недостатками электромагнитов являются весьма большие вес и габариты, обусловленные обмоткой, а также наличие специального источника электрической энергии для питания электромагнита.

С помощью электромагнитов удобно изменять магнитное поле в широких пределах, что невозможно в случае постоянных магнитов. Поэтому электромагниты находят широкое применение при испытаниях магнетронов, в частности при снятии рабочих характеристик.

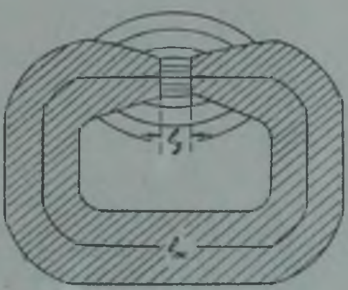


Рис. 23. 3. 1.

При конструировании магнитной системы магнетрона основное внимание уделяется вопросу создания постоянного магнита с минимальным весом. Выясним связь веса магнита с его параметрами. Пусть конструкция магнита имеет вид, изображенный на рис. 23. 3. 1. Магнит предназначен для создания заданной магнитной индукции B в воздушном зазоре, длину которого обозначим $l_з$ и площадь сечения $S_з$. Напряженность магнитного поля у постоянного магнита удовлетворяет условию:

$$\oint \overline{H}\overline{dl} = 0.$$

Если обозначить длину средней магнитной силовой линии в сердечнике магнита через $l_ж$, то этот интеграл приближенно можно переписать в виде

$$H_ж l_ж + H_з l_з k_1 = 0, \qquad (23.3.1)$$

где $H_ж$ и $H_з$ — напряженности магнитного поля соответственно в сердечнике и в зазоре;

k_1 — коэффициент, учитывающий поток рассеяния.

С другой стороны, поток вектора магнитной индукции для любого сечения магнитной цепи постоянен:

$$\int_S B dS = \text{const}.$$

поэтому

$$\int\limits_{S_ж} B_ж dS = \int\limits_{S_з} B_з dS,$$

или приближенно

$$B_ж S_ж = B_з S_з k_2, \qquad (23.3.2)$$

где $B_ж$ и $B_з$ — средние значения магнитной индукции соответственно в сердечнике и зазоре;

$S_ж$ — площадь сечения сердечника;

k_2 — коэффициент, учитывающий поток рассеяния.

Из (23. 3. 1) и (23. 3. 2) следует:

$$V_ж = S_ж l_ж = \frac{k_1 k_2}{B_ж H_ж} S_з l_з \cdot |H_з B_з|,$$

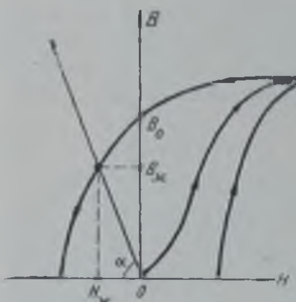


Рис. 23. 3. 2.

или, так как для воздушного зазора

$$H_з = \frac{B_з}{\mu_0},$$

где μ_0 — проницаемость воздуха, то объем сердечника равен

$$V_ж = \frac{k_1 k_2}{\mu_0 H_ж B_ж} S_з l_з \cdot B_з^2. \qquad (23.3.3)$$

Следовательно, объем магнита (а также и его вес) пропорционален квадрату требуемой величины магнитной индукции в зазоре, объему воздушного зазора $S_з l_з$ и обратно пропорционален плотности магнитной энергии в сердечнике $B_ж H_ж$. Для уменьшения веса сердечника можно идти только по линии создания магнитных сплавов с большим произведением $B_ж H_ж$.

Связь между B и H магнитного материала дает кривая намагничивания, которая имеет вид, изображенный на рис. 23. 3. 2. Если материал был намагничен до насыщения, то после снятия намагничивающего поля $H = 0$ при отсутствии воздушного зазора индукция в сердечнике была бы равна остаточной индукции B_0. Если теперь сделать в сердечнике зазор, то $B_ж$ и $H_ж$ будут удовлетворять уравнениям (23. 3. 1) и (23. 3. 2), из которых находим

$$\frac{B_ж}{H_ж} = -\frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{l_ж}{l_з} \cdot \frac{S_з}{S_ж} \cdot \frac{B_з}{H_з}. \qquad (23.3.4)$$

Следовательно, при наличии воздушного зазора $B_ж$ и $H_ж$ сердечника определяются точкой пересечения кривой размагничивания и прямой, проходящей через начало координат под углом α (рис. 23. 3. 2), причем согласно (23. 3. 4)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{l_ж}{S_ж} \cdot \frac{S_з}{l_з},$$

т. е. угол наклона при заданных размерах сердечника определяется соотношением размеров сердечника $\frac{l_ж}{S_ж}$. У данного материала при изменении отношения $\frac{l_ж}{S_ж}$ будет меняться плотность магнитной энергии в сердечнике $B_ж H_ж$. При этом $B_ж H_ж$ мало как при малом отношении $\frac{l_ж}{S_ж}$ (точка *1* на рис. 23. 3. 3), так и при большом (точка *3*).

Таким образом, существует оптимальное соотношение между длиной сердечника и площадью его поперечного сечения, при котором плотность энергии максимальна, а объем сердечника минимален. Из того же рисунка видно, что для получения большой плотности магнитной энергии материал сердечника должен обладать большой остаточной индукцией B_0 и большой коэрцитивной силой H_0. Из известных в настоящее время материалов максимальной плотностью энергии обладает сплав альнико-V (сплав железа с алюминием, никелем и кобальтом). Кривые раз-

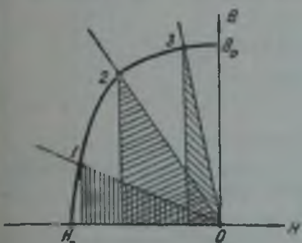


Рис. 23. 3. 3.

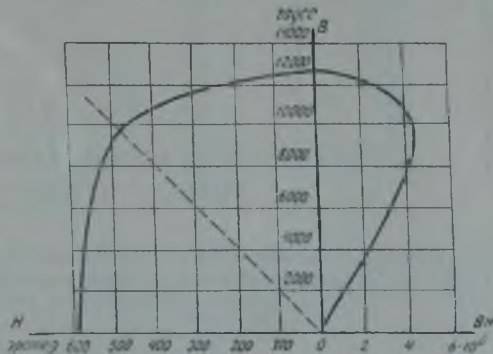


Рис. 23. 3. 4.

магничивания и произведения BH для этого сплава представлены на рис. 23. 3. 4. Максимум BH получается примерно при $B = 9500$ гаусс и $H = 480$ эрстед.

Около воздушного зазора магнита имеет место поток рассеяния, поэтому поток в сердечнике уменьшается. Для того, чтобы обеспечить достаточно большое значение магнитной индукции непосредственно у зазора, по мере приближения к зазору площадь сечения сердечника должна уменьшаться.

Магниты с небольшим воздушным зазором (объем воздушного зазора l_3S_3 около нескольких $см^3$) имеют С-образную форму сердечника, изображенную на рис. 23. 3. 1. Магниты с объемом воздушного зазора в несколько десятков $см^3$ состоят из двух сердечников из магнитного материала, расположенных на основании из мягкого железа (рис. 23. 3. 5).

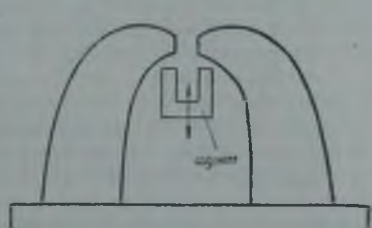


Рис. 23. 3. 5.

В табл. 23. 3. 1 приведены данные о некоторых постоянных магнитах.

Для нормальной работы магнетрона важно, чтобы магнитное поле оставалось постоянным во времени. Магнитное же поле постоянного магнита претерпевает изменения со временем. Эти изменения могут быть обусловлены действием случайных магнитных полей и ферромагнитных материалов, перемещаемых вблизи магнита, а также изменением температуры и вибрациями.

При увеличении температуры магнитная индукция постоянного магнита уменьшается. Это уменьшение зависит от материала сердечника. У сплава альнико-V температурные изменения обратимы в достаточно широком интервале температур, причем изменение индукции составляет около 0,25% на 1° С.

Таблица 23.3.1

B гаусс	$l_з$ *см*	$S_з$ *см*^{2}	Вес *кг*
3000	6,8	33	100
1850	7,0	38	45
2400	7,0	20	40
3200	4,5	13,3	18
3400	3,8	5	17
2500	3,55	5	5,8
2500	3,3	5	5,4
1350	3,8	5	2,7
4800	1,75	2,8	5,5
7600	1,04	2,6	6,5
6000	2,3	5,0	18
600	1,6	2,85	3,6

Вибрации действуют размагничивающе на постоянный магнит; у некоторых материалов индукция уменьшается за счет вибраций на 10—20%. У сплава альнико-V уменьшение не превышает 1—2%.

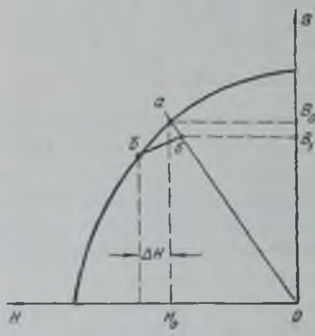


Рис. 23. 3. 6.

Случайные магнитные поля оказывают следующее воздействие на магнитную индукцию. Пусть после намагничивания магнитная индукция в сердечнике равна B_0 (рис. 23. 3. 6). При воздействии некоторой размагничивающей силы ΔH рабочая точка передвинется на основной кривой размагничивания из точки *а* в точку *б*. Если теперь размагничивающую силу снять, то рабочая точка не вернется в прежнее положение, а по малой гистерезисной петле попадет в точку *в*. В результате такого процесса индукция в сердечнике, а следовательно, и в зазоре, уменьшится. Если затем еще раз приложить и снять размагничивающую силу, меньшую ΔH, то рабочая точка будет приблизительно оставаться в прежнем положении (в точке *в*). Таким образом, индукция сердечника оказывается стабилизированной по отношению к малым размагничивающим воздействиям (меньших ΔH на рис. 23. 3. 6). Обычно рабочее значение индукции B_1 устанавливается на несколько процентов ниже индукции B_0. Это размагничивание осуществляется действием переменного магнитного поля на магнит.

Для поддержания необходимой величины магнитного поля в процессе эксплуатации магнетрона в постоянных магнитах предусматривается возможность регулировки магнитного поля. Наиболее широкое применение на практике нашел способ регулировки магнитного поля в небольших пределах при помощи магнитного шунта. При этом способе около воздушного зазора магнита помещается П-образный шунт из железа, через который замыкается часть магнитного потока (рис. 23. 3. 5). Чем ближе расположен шунт к воздушному зазору, тем большая часть потока замыкается через шунт и тем меньше магнитное поле в воздушном зазоре.

Глава 24

ИСПЫТАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕДАТЧИКОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Испытания всякого устройства, в том числе и импульсного передатчика СВЧ, имеют своей целью выяснение соответствия его тем требованиям, которые к нему предъявляются. Эти требования формулируются первоначально, при сдаче заказа на передатчик. На их основании создается проект передатчика и строится его образец.

Испытания образца производятся наиболее полно и называются заводскими или лабораторными. В результате этих испытаний, как правило, уточняются требования, предъявляемые к передатчику, и составляются технические условия, после чего передатчики выпускаются серийно. Сдаче готовых передатчиков предшествуют также испытания, производимые в сокращенном объеме по сравнению с лабораторными испытаниями.

В процессе эксплуатации передатчика производятся проверочные испытания, имеющие своей целью проверку работы передатчика в целом или отдельных его элементов либо после ремонта, либо при возникновении сомнений в правильности работы того или иного элемента передатчика.

Испытания передатчика разбиваются на испытания составляющих его элементов. Поскольку импульсный передатчик СВЧ состоит из источников питания, подмодулятора, модулятора и генератора СВЧ, то и испытания передатчика должны быть разделены на испытания этих его составных частей.

Испытания источников питания заключаются в основном в определении напряжений, развиваемых отдельными источниками при полной нагрузке, и их стабильности при работе. Наряду с этим проверяется правильность работы системы управления источниками питания и пределы регулировки напряжений.

Испытания модулятора и подмодулятора состоят в определении формы и амплитуды импульсов в различных каскадах модуляторного устройства, а также в определении частоты следования импульсов.

Испытания высокочастотного генератора преследуют своей целью определение частоты и мощности генерируемых колебаний, формы огибающей и спектра высокочастотного импульса.

В настоящей главе не будем касаться вопросов испытания системы питания передатчика, а рассмотрим кратко только основные вопросы, связанные с испытанием модуляторного устройства и высокочастотного генератора.

§ 24. 1. Испытания модуляторного устройства

Почти все испытания импульсных модуляторов осуществляются путем воспроизведения на экране осциллографа формы напряжений или токов, снимаемых с исследуемых элементов. При наблюдении за формой напряжения или тока можно определить временнýю зависимость исследуемого напряжения или тока и его величину.

Если исследуемые напряжения и токи меняются сравнительно медленно (время изменения сравнимо с интервалом времени между импульсами), то обычно используется осциллограф с внутренней разверткой, которая синхронизирована напряжением от модулятора. Так, например, исследуются процессы, имеющие место во время заряда накопителей и др.

Если же исследуемые напряжения и токи изменяются очень быстро, т. е. имеют форму коротких импульсов, то для наблюдения, как правило, используется осциллограф со ждущей разверткой (синхроскоп). Запуск развертки осциллографа может осуществляться различными способами. Если развертка запускается тем же импульсом, который и исследуется,

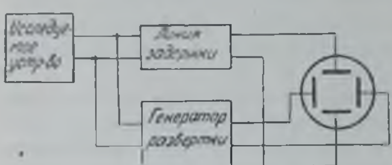


Рис. 24. 1. 1.

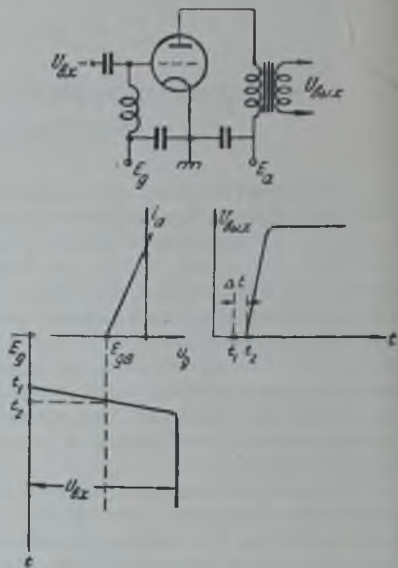


Рис. 24. 1. 2.

то начало импульса на экране осциллографа не наблюдается, так как развертка всегда несколько запаздывает относительно импульса. Для того, чтобы этого избежать, исследуемый импульс должен подаваться на отклоняющие пластины через линию задержки (рис. 24. 1. 1). Время задержки обычно составляет от десятых долей до единиц микросекунд. Наличие линии задержки приводит к некоторым искажениям в форме импульса, в частности уменьшает крутизны участков нарастания и спада импульса и дает колебания на вершине. Поэтому при использовании линии задержки следует обращать внимание на указанные искажения и в случае необходимости вводить в схему корректирующие элементы.

В некоторых случаях для запуска развертки можно обойтись без задержки импульсов с помощью линий. Последнее возможно в тех случаях, когда в исследуемой схеме имеются перепады напряжений в какой-либо части схемы, появляющиеся несколько раньше исследуемого импульса. Эти перепады напряжений и могут быть использованы для запуска развертки осциллографа. В частности, такой способ запуска развертки может быть использован при испытании модулятора лишь при наличии подмодулятора, потому что в последнем импульс всегда начинается несколько раньше, чем в анодной цепи модулятора. В случае многокаскадного подмодулятора этот сдвиг во времени может оказаться достаточным для хорошего наблюдения за началом исследуемого импульса. Запаздывание импульсов в последующих каскадах имеет место как в усилительных каскадах за счет конечной крутизны фронта управляющего импульса и достаточно большого запирающего напряжения в цепи сетки (рис. 24. 1. 2), так и в генераторах поджигающих импульсов. В последних запаздывание может быть весьма значительным, потому что момент поджига определяется моментом окончания импульса на сетке лампы генератора поджигающих импульсов (см. § 21. 1). Схема включения синхроскопа в этом случае показана на рис. 24. 1. 3.

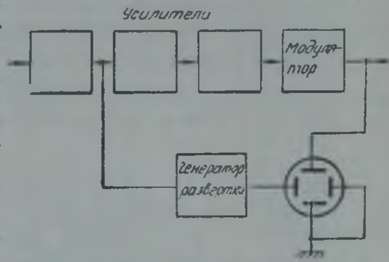


Рис. 24. 1. 3.

Применение указанного способа для исследования модулятора с мягким разрядником, имеющим большой разброс во времени поджига, невозможно, так как будет наблюдаться дрожание импульса из-за появления его в различные моменты времени. В этом случае необходимо применять линию задержки (рис. 24. 1. 1).

При исследовании импульсов с малыми напряжениями они могут непосредственно подаваться на синхроскоп. Максимальное напряжение, которое можно подавать непосредственно на отклоняющие пластины, составляет около 50—100 вольт. При исследовании же модуляторов импульсных передатчиков приходится иметь дело с импульсами весьма высоких напряжений (до нескольких десятков киловольт), поэтому между исследуемым элементом и синхроскопом необходимо ставить делитель напряжения.

Делитель напряжения должен удовлетворять следующим требованиям:

1. Входное сопротивление должно быть достаточно велико, чтобы его подключение к исследуемой схеме не нарушало ее нормальной работы.

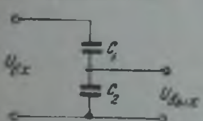


Рис. 24. 1. 4.

2. Делитель не должен искажать формы исследуемого импульса, для чего необходимо иметь коэффициент деления, остающийся постоянным в достаточно широкой полосе частот.

3. Выходное сопротивление делителя должно быть достаточно мало, чтобы подключение к нему отклоняющих пластин синхроскопа не изменяло сильно коэффициента деления.

Наиболее широкое применение находит делитель, состоящий из двух последовательно соединенных конденсаторов (рис. 24. 1. 4). Коэффициент деления такого делителя равен

$$k = \frac{C_1}{C_1 + C_2}.$$

Входная емкость делителя равна

$$C_{вх} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} < C_1.$$

При больших исследуемых напряжениях $k \ll 1$ и $C_1 \ll C_2$, поэтому емкость C_1 может быть взята достаточно малой.

Обычно в процессе измерения делитель напряжения и синхроскоп должны быть разнесены на некоторое расстояние. Использование простых соединительных проводов приведет к тому, что при подаче импульса в делителе будут возникать колебания, обусловленные емкостями делителя и индуктивностями соединительных проводов. Для того, чтобы этого избежать, делитель помещается непосредственно около исследуемого элемента и соединяется с синхроскопом коаксиальным кабелем. Внешняя оболочка кабеля соединяется с корпусом, а внутренний конец — с отклоняющей пластиной синхроскопа (рис. 24. 1. 5). При такой схеме соединения синхроскопа с делителем при подаче импульса на вход делителя в первый момент времени напряжение на емкости C_2 равно $\frac{C_1}{C_1+C_2}U_{вх}$, а затем это напряжение падает с постоянной времени $\rho(C_1+C_2)$, потому что до момента возвращения к началу фидера бегущей по нему волны его входное сопро-

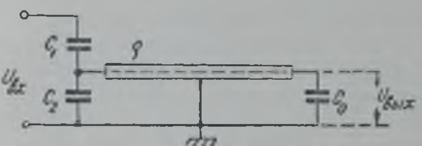


Рис. 24. 1. 5.

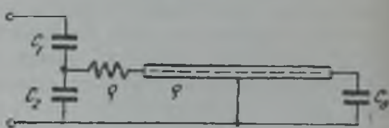


Рис. 24. 1. 6.

тивление равно волновому сопротивлению ρ. Если время распространения волны по кабелю и постоянная времени $\rho(C_1+C_2)$ сравнимы с длительностью импульса, то напряжение на входе фидера будет заметно уменьшаться и приводить к большой погрешности измерения. Для того, чтобы этого не произошло, необходимо иметь $\rho(C_1+C_2)$ и длину кабеля малыми. Однако и тогда за счет отражения от начала и конца кабеля, поскольку нагрузки с ним не согласованы, будет иметь место значительное искажение формы импульса на экране синхроскопа. Согласование кабеля с обоих концов невозможно, так как при этом параллельно конденсатору C_2 будет подключено сравнительно малое сопротивление и делитель будет дифференцировать импульс. Поэтому согласующее сопротивление ставят только на входе кабеля (рис. 24.1.6), причем величина сопротивления равна волновому сопротивлению кабеля.

При такой схеме в начальные моменты времени по кабелю бежит волна напряжения, амплитуда которой равна половине напряжения на конденсаторе C_2 (за счет деления напряжения в два раза, поскольку в первые моменты времени входное сопротивление кабеля равно ρ). Эта волна отражается от конца кабеля, нагруженного на входную емкость синхроскопа C_0, почти с той же амплитудой и затем поглощается в сопротивлении на входе кабеля, так как емкость C_2 достаточно велика. Следовательно, достаточно быстро и кабель и емкость C_0 заряжаются до напряжения на конденсаторе C_2, т. е. система из сопротивления, кабеля и входной емкости синхроскопа ведет себя почти как чистая емкость. Таким образом, на синхроскопе наблюдается практически неискаженная форма импульса напряжения. Коэффициент деления делителя равен

$$k=\frac{C_1}{C_1+C_2+C_0+C_{каб}},$$

где $C_{каб}$ — статическая емкость кабеля. Поэтому такой делитель необходимо калибровать совместно с тем кабелем и тем синхроскопом, с которыми он используется при измерениях.

В ряде случаев может быть применен делитель с активными сопротивлениями. Основная задача в построении такого делителя состоит в получении достаточно больших сопротивлений (чтобы не было больших потерь мощности) с малыми паразитными емкостями и индуктивностями. Решение этой задачи представляет большие затруднения, поскольку изготовление весьма больших сопротивлений (более 1000 *ом*) достаточно сложно. Достоинством таких делителей является возможность точного определения коэффициента деления путем простого измерения величин сопротивлений.

Для компенсации влияния паразитных емкостей и входной емкости синхроскопа параллельно сопротивлениям подключают конденсаторы (рис. 24.1.7), емкости которых выбираются обратно пропорционально сопротивлениям

$$R_1C_1 = R_2C_2.$$

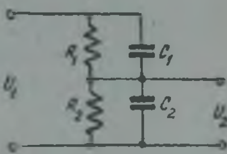


Рис. 24. 1.7.

При таком выборе емкостей коэффициент деления не зависит от частоты. Подбор этих емкостей может быть осуществлен экспериментально, если на вход делителя скачком подключать постоянное напряжение и наблюдать с помощью осциллографа напряжение на выходе делителя (или же вместо постоянного напряжения подавать прямоугольные импульсы, следующие с интервалом времени, значительно большим постоянной времени делителя $R_1C_1 = R_2C_2$). Если на такую цепочку в момент времени $t = 0$ включить напряжение U_1, то напряжение на выходе будет изменяться по закону:

$$U_2 = U_1\left[\frac{R_2}{R_1 + R_2} + \left(\frac{C_1}{C_1 + C_2} - \frac{R_2}{R_1 + R_2}\right) e^{-t\frac{R_1 + R_2}{R_1R_2(C_1 + C_2)}}\right].$$

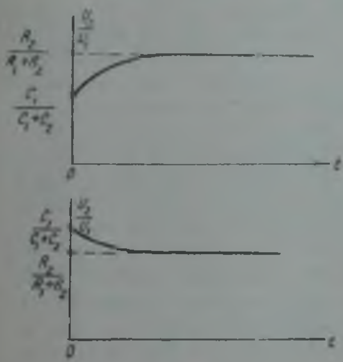


Рис. 24. 1. 8.

Если

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} > \frac{C_1}{C_1 + C_2},$$

то напряжение U_2 будет экспоненциально возрастать; если же

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} < \frac{C_1}{C_1 + C_2},$$

то напряжение U_2 будет экспоненциально убывать, как показано на рис. 24. 1. 8. В случае

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2},$$

т. е. когда $R_1C_1 = R_2C_2$, напряжение U_2 практически мгновенно принимает установившееся значение.

При использовании делителей из сопротивлений или из сопротивлений и емкостей подключение синхроскопа через кабель осуществляется как показано на рис. 24.1.9, причем сопротивление R_3 выбирается равным волновому сопротивлению кабеля, тогда как

$$R_4 = \rho - \frac{R_1R_2}{R_1 + R_2} \cong \rho - R_2.$$

При таком выборе сопротивлений исключены отражения на концах кабеля. Если R_2 велико, то последнее условие не может быть выполнено, и сопротивление не включают. Коэффициент деления для первого случая равен

$$\frac{U_2}{U_1}=\frac{R_2\rho}{R_2+\rho}:\left(R_1+\frac{R_2\rho}{R_2+\rho}\right)=\frac{R_2\rho}{R_1(R_2+\rho)+R_2\rho}$$

и для второго

$$\frac{U_2}{U_1}=\frac{R_2}{R_2+R_1},$$

так как после заряда кабеля и емкости синхроскопа токи, текущие через сопротивления R_1 и R_2, равны.

Из сравнения этих выражений следует, что при одинаковых значениях сопротивлений во втором случае коэффициент деления оказывается больше, однако применение данной схемы возможно только при достаточно малом $R_2 < \rho$, т. е. при достаточно малом коэффициенте деления.

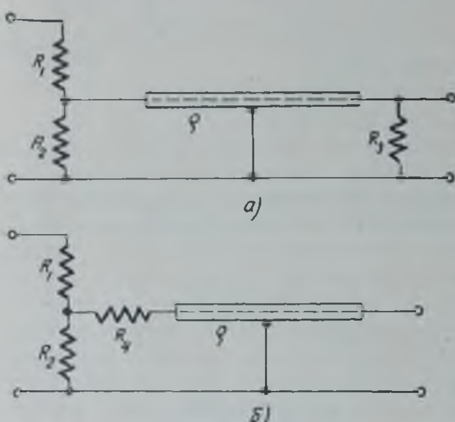


Рис. 24. 1. 9.

Для наблюдения за формой импульса тока, протекающего в той или иной цепи, в эту цепь необходимо ввести небольшое активное сопротивление, импульс напряжения на котором и наблюдается на экране осциллографа. Такое сопротивление должно удовлетворять следующим требованиям. Во-первых, оно не должно нарушать нормальной работы той схемы, в которую оно включено. Поэтому величина сопротивления должна быть достаточно мала по сравнению с сопротивлением той цепи, в которую оно включено. Величины этих сопротивлений лежат обычно в пределах примерно от 0,5 до 100 *ом*. Во-вторых, сопротивление должно иметь малую индуктивность и обладать малой паразитной емкостью, чтобы форма напряжения на нем достаточно хорошо воспроизводила форму протекающего через него тока.

Паразитные емкости самих сопротивлений обычно весьма малы, и с ними можно не считаться. При использовании больших сопротивлений (порядка 100 *ом*) может сказаться величина емкости кабеля и синхроскопа, поэтому величина сопротивления должна выбираться таким образом, чтобы постоянная времени

$$R\,(C_{каб}+C_0),$$

где R — сопротивление,
$C_{каб}$ — емкость кабеля и
C_0 — емкость синхроскопа, была значительно меньше времени протекания исследуемого процесса.

Обычно эта постоянная времени должна быть в несколько раз меньше длительности фронта импульса, т. е. при длительностях импульсов около

1 *мксек*, $R\,(C_{каб} + C_0)$ должно быть не больше нескольких сотых долей микросекунды. При $R = 100$ *ом*, следовательно,

$$C_{каб} + C_0 \cong \frac{0{,}01 \cdot 10^{-6}}{100} = 100\ пф,$$

т. е. при меньших величинах сопротивлений с паразитными емкостями схемы, как правило, можно не считаться, ибо величина $C_{каб} + C_0$ практически бывает как раз порядка 100 *пф*.

Из аналогичных соображений следует исходить и при учете собственной индуктивности сопротивления. Постоянная времени $\frac{L}{R}$ должна быть достаточно мала по сравнению со временем протекания процесса:

$$\frac{L}{R} \ll \tau_1,$$

где τ_1 — длительность фронта импульса.

Если это условие не выполняется, то при наблюдении, например, импульса тока на его фронте виден выброс, обусловленный большим значением $L\,\frac{di}{dt}$, и колебания за счет контура, образованного паразитными индуктивностями и емкостями. Характерные формы наблюдаемого импульса тока при различных индуктивностях $L_1 < L_2 \ll L_3$ сопротивления показаны на рис. 24. 1. 10.

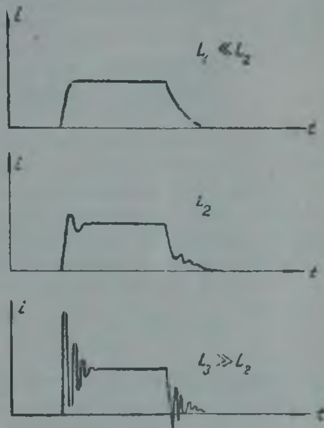


Рис. 24. 1. 10.

Если положить, как и выше, $\frac{L}{R} \cong 0{,}01$ *мксек*, то допустимая величина индуктивности будет равна

$$L = 10^{-8} \cdot R = 0{,}01 \cdot R\ мкгн.$$

При малых сопротивлениях, когда протекающие токи велики, допустимая величина индуктивности оказывается весьма малой (порядка сотых долей микрогенри). Для уменьшения индуктивности применяются угольные сопротивления, выполненные в виде короткого керамического цилиндра с тонким угольным слоем. Индуктивность такого сопротивления может быть подсчитана по формуле:

$$L = 0{,}002l \left[\ln \frac{4l}{d} - 1 + \frac{d}{2l} - \frac{d^2}{8l^2}\right],$$

где l — длина и d — диаметр сопротивления, выраженные в сантиметрах.

Для представления о порядке получающихся индуктивностей заметим, что при длине 2,5 *см* и диаметре 0,5 *см* индуктивность составит около 0,01 *мкгн*. В тех случаях, когда индуктивность оказывается недостаточно малой, применяются сопротивления специальной конструкции, состоящие из двух обычных цилиндрических сопротивлений, соединенных таким образом, что магнитный поток одного сопротивления нейтрализует магнитный поток другого. Это приводит к уменьшению величины суммарной индуктивности.

Возможная конструкция такого сопротивления показана на рис.24.1.11. Оно состоит из двух угольных сопротивлений с тонким слоем (*1*, *2*), нанесенным на внутренние поверхности керамических трубочек (*3*, *4*). Одна из трубочек вложена внутрь другой и с правого конца оба сопротивления соединены между собой (*5*). Другим концом сопротивления подключаются к схеме. Вся конструкция заключена в цилиндрический экран (*6*) с штепсельными контактами с обеих сторон (*7*, *8*). Общее сопротивление равно сумме обоих сопротивлений. Индуктивность может быть определена как индуктивность короткозамкнутой коаксиальной линии:

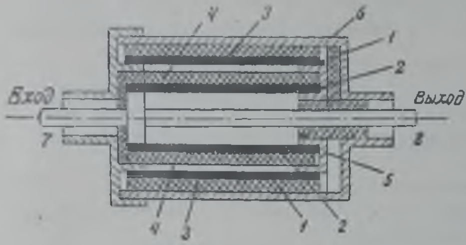


Рис. 24. 1. 11.

$$L = \frac{\rho}{\omega} \operatorname{tg} ml \cong \frac{\rho}{\omega} ml = \frac{\rho l}{c},$$

так как $ml \ll 1$ и $m = \frac{\omega}{c}$, где c — скорость света. С другой стороны, $\rho = 60 \ln \frac{D}{d}$, где D — диаметр внешнего сопротивления и d — внутреннего; поэтому

$$L \simeq 60 \frac{l}{c} \ln \frac{D}{d} = 0{,}002 \cdot l \cdot \ln \frac{D}{d},$$

если L выразить в микрогенри, а l — в сантиметрах.

Поскольку $D - d \ll D$, то приближенно

$$L \simeq 0{,}002 l \frac{D-d}{D}.$$

При малой разности $D - d$ индуктивность может быть получена весьма малой.

Для получения меньших величин сопротивлений применяется конструкция, в которой два одинаковых угольных сопротивления соединены параллельно (рис. 24.1.12).

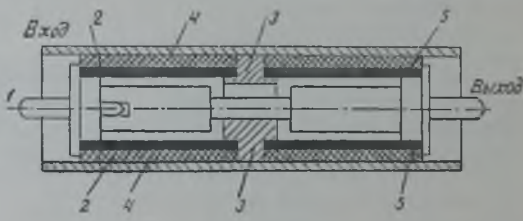


Рис. 24. 1. 12.

Ток импульса поступает через штепсельный контакт *1* и делится на две равные части. Одна половина тока протекает по сопротивлению *2* к средней точке *3* металлического корпуса *4*. Другая часть проходит по центральному проводнику ко второму сопротивлению *5* и через него к той же средней точке корпуса. От середины металлического корпуса общий ток течет по его внутренней поверхности к входу и далее на корпус исследуемого элемента. Таким образом, в левой половине этого устройства по внутреннему металлическому стержню *1* и сопротивлению *2* протекают токи в одном направлении, а по металлическому корпусу — в другом. Сумма первых токов равна току в корпусе, в результате чего общий магнитный поток в этой части устройства сравнительно невелик. В правой половине протекают равные по величине и противоположные по направлению токи по внутреннему стержню и сопротивлению *5*, поэтому суммарный магнитный поток оказывается также небольшим. Следовательно, такое сопротивление будет обладать весьма малой индуктивностью.

Сопротивления подобных конструкций могут быть построены с индуктивностью менее 0,01 *мкгн* и использованы для измерения весьма коротких импульсов тока.

Измерение амплитуд импульсных напряжений и токов может быть произведено по высоте наблюдаемого на экране синхроскопа импульса и при известном коэффициенте деления делителя напряжения или величине сопротивления, с которого снимается импульс тока. Для этих измерений применяются также специальные импульсные вольтметры, принципиально мало отличающиеся от обычных амплитудных ламповых вольтметров (например, типа ВКС-7).

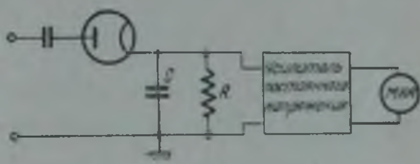


Рис. 24. 1. 13.

Схема простейшего импульсного вольтметра показана на рис. 24. 1. 13. Конденсатор C заряжается во время импульса до напряжения, приблизительно равного амплитуде импульса. Это напряжение усиливается усилителем и измеряется магнито-электрическим прибором. При большой скважности ошибка при измерениях тем меньше, чем больше емкость C и сопротивление R. Данные величины должны удовлетворять условию:

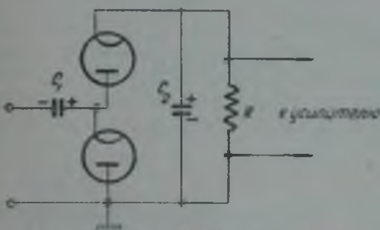


Рис. 24. 1. 14.

$$C > \frac{\tau}{R_i}; \quad R > sR_i,$$

где τ — длительность импульса;

R_i — внутреннее сопротивление диода;

$s = \frac{1}{\tau F}$ — скважность.

Погрешность измерений таких вольтметров составляет около 2—3%.

Приведенная выше схема может быть использована для измерения напряжения импульсов только положительной полярности. Для измерения напряжений различной полярности схема должна быть немного видоизменена. В схеме, изображенной на рис. 24. 1. 14, при положительных напряжениях заряжается конденсатор C_2 через верхний диод. При отрицательных напряжениях через нижний диод заряжается конденсатор C_1, который затем разряжается через верхний диод на конденсатор C_2. В результате оба конденсатора зарядятся до максимального напряжения. Если же измеряемое напряжение двух знаков, то конденсаторы заряжаются до напряжения, равного сумме напряжений обоих знаков. Так, например, в случае импульсов, изображенных на рис. 24. 1. 15, вольтметр покажет напряжение $U_1 + U_2$.

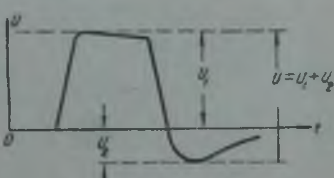


Рис. 24. 1. 15.

Для измерения частоты следования импульсов можно воспользоваться осциллографом, если на одну пару пластин (например, на вертикальные) подать исследуемое импульсное напряжение, а на другую синусоидальное напряжение от звукового генератора. Неподвижная картина на экране осциллографа будет в том случае, если частота звукового генератора находится в целочисленном отношении с частотой следования импульсов. На рис. 24. 1. 16 изображены осциллограммы, получающиеся при $F_{зв} = \frac{1}{3}F$; $\frac{1}{2}F$; F и $2F$. Из них видно, что при частотах звукового генератора, кратных частоте следования импульсов, наблюдаемая картина будет одинакова — на экране осциллографа виден один импульс. Следовательно, в процессе измерения необходимо найти наинизшую частоту звукового генератора, при которой виден один импульс. Эта частота и есть частота следования импульсов. Однако и здесь также возможна ошибка. Действительно, если при $F_{зв} = \frac{1}{2}F$ импульсы будут появляться как раз в моменты прохождения напряжения через нуль (что показано на рис. 24.1.16

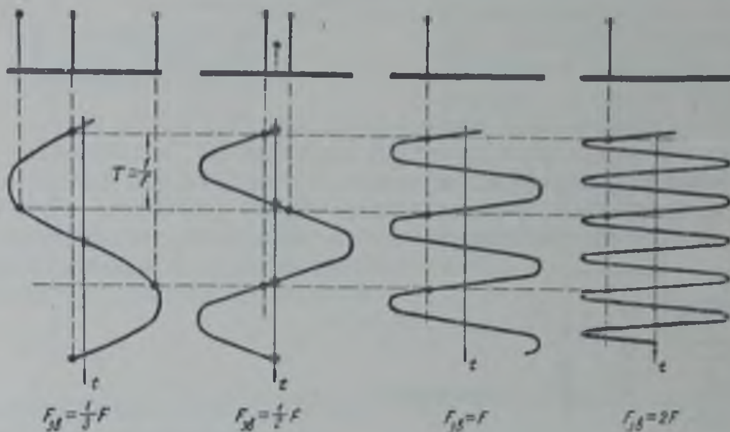


Рис. 24. 1. 16.

точками, обведенными кружочками), то на экране осциллографа будет виден также один импульс, показанный пунктиром. Для того, чтобы избежать подобной ошибки, в процессе измерения необходимо изменять фазу звукового напряжения. Это можно сделать, например, путем изменения частоты звукового генератора на некоторое небольшое время.

§ 24. 2. Испытания высокочастотного генератора

Режим работы высокочастотного генератора характеризуется частотой генерируемых колебаний, мощностью, развиваемой в нагрузке за время импульса, а также формой высокочастотных импульсов. В соответствии с этим испытания высокочастотного генератора сводятся к измерению частоты и мощности, а также к наблюдению за формой высокочастотных импульсов. В настоящем параграфе будут рассмотрены основные методы измерения этих величин.

А. Измерение частоты генерируемых колебаний

Для измерения частоты колебаний, генерируемых импульсным генератором сверхвысоких частот, применяются резонансные волномеры. Использование гетеродинных волномеров связано с большими затруднениями из-за широкого спектра частот генерируемых колебаний в импульсном режиме.

Резонансный волномер состоит из настраиваемой колебательной системы, индикатора и элемента связи с высокочастотным генератором. Резонансные волномеры различаются в основном по типу используемой колебательной системы.

В диапазоне сравнительно низких частот (до частот порядка 100 *мггц*) могут быть использованы обычные колебательные контуры с сосредоточенными емкостями и индуктивностями. Волномеры с такими колебательными системами дают невысокую точность измерений и обладают невысокой чувствительностью.

В диапазоне 100—1000 *мггц* находят применение волномеры с колебательными системами смешанного типа, содержащими как сосредоточенные, так и распределенные емкость и индуктивность (бабочковые контуры). Достоинство этих волномеров заключается в широком диапазоне настроек при малых геометрических размерах.

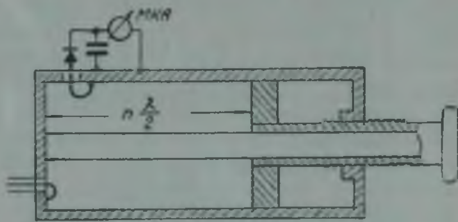


Рис. 24. 2. 1.

В диапазоне сантиметровых волн ($\lambda = 3 \div 20$ *см*) широкое применение находят волномеры с колебательными системами в виде отрезков короткозамкнутых коаксиальных линий. Настройка таких волномеров осуществляется изменением длины линии путем передвижения замыкающего поршня (рис. 24. 2. 1). При резонансе длина линии равняется целому числу полуволн, поэтому такие волномеры используются для измерения только коротких волн, при которых геометрические размеры волномера достаточно малы. На волнах короче нескольких сантиметров поперечные размеры линии оказываются сравнимыми с длиной волны, и измерения затрудняются вследствие возможности возбуждения в линии колебаний других типов.

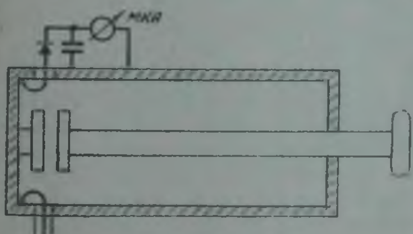


Рис. 24. 2. 2.

Качество колебательной системы в виде короткозамкнутого отрезка длинной линии может быть получено порядка нескольких тысяч, поэтому такие волномеры имеют достаточно высокую точность $\frac{\Delta f}{f} = 0{,}05 \div 0{,}1\%$.

Для измерения более длинных волн с помощью короткозамкнутой линии можно ввести в нее переменную емкость (рис. 24. 2. 2). Волномеры такого типа имеют небольшие геометрические размеры и применяются для длин волн от 20 *см* до нескольких метров. Точность измерения — около 0,5%.

В диапазоне сантиметровых волн ($\lambda = 1 \div 15$ *см*) для построения колебательной системы волномеров применяются различного рода полые резонаторы. Качество резонаторов может достигать нескольких десятков тысяч, поэтому точность волномеров с полыми резонаторами составляет около 0,01%.

Для детектирования высокочастотных колебаний в индикаторном устройстве волномера почти исключительное применение находят кристаллические детекторы, поскольку они удовлетворительно работают на весьма высоких частотах. Некоторое применение на частотах ниже

1000—2000 *мггц* находят также и диоды. Кристаллические детекторы легко выходят из строя при перегрузке по току, поэтому в резонансных волномерах, предназначенных для измерения частоты импульсных генераторов, должны применяться весьма чувствительные индикаторы. Последнее связано с тем, что средний ток индикатора значительно меньше выпрямленного тока, протекающего через детектор во время импульса.

При измерении непрерывных колебаний ток индикатора равен выпрямленному току, протекающему через детектор. При импульсной же работе выпрямленный ток имеет форму прямоугольных импульсов. Пусть амплитуда выпрямленного тока равна I_m, тогда при скважности s ток индикатора будет равен $I_0 = \frac{1}{s} I_m$. Перегрузка детектора обычно определяется эффективным значением выпрямленного тока, которое равно $I_{эфф} = \frac{1}{\sqrt{s}} I_m$.

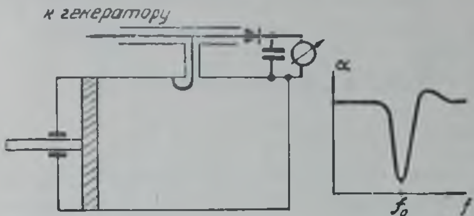


Рис. 24. 2. 3.

Следовательно, при импульсной работе ток индикатора $I_0 = \frac{1}{\sqrt{s}} I_{эфф}$ в $\sqrt{s}$ раз меньше эффективного значения тока детектора, т. е. при измерении частоты импульсных колебаний индикатор должен быть в $\sqrt{s}$ раз чувствительнее, чем при измерении непрерывных колебаний.

Обычно выпрямленный ток кристаллического детектора не превышает нескольких миллиампер, поэтому при скважности порядка 1000 индикатор должен быть выбран на ток в несколько десятков микроампер. Если выпрямленный ток оказывается весьма малым, то выход детектора подключают к усилителю с ламповым вольтметром на выходе.

Индикатор волномера может быть включен двумя способами. При первом способе в колебательную систему вводятся два элемента связи: один для связи с генератором, а другой — с индикатором (рис. 24. 2. 1 и 24. 2. 2). Настройка волномера осуществляется по максимуму показаний индикатора. При втором способе колебательная система имеет один элемент связи (рис. 24. 2. 3). При расстроенной колебательной системе волномера вся мощность, потребляемая волномером от высокочастотного генератора, выделяется в индикаторе, вследствие чего показания его прибора максимальны. При настройке контура в резонанс значительная доля этой мощности будет расходоваться в контуре, показания прибора будут минимальны. Преимущество последнего способа заключается в том, что он позволяет судить об исправности индикаторной цепи и о работе высокочастотного генератора при ненастроенном волномере.

При точных измерениях частоты с помощью резонансных волномеров необходимо учитывать, что собственная частота колебательной системы, а следовательно, и градуировка волномера изменяются с изменением температуры и влажности. Градуировка волномера относится, как правило, к определенной температуре, поэтому при измерениях на других температурах необходимо вводить соответствующие поправки.

Б. Исследование формы и спектра высокочастотных колебаний

Поскольку задача импульсного передатчика состоит в обеспечении в нагрузке высокочастотных импульсов требуемой формы, исследование формы высокочастотных импульсов является одной из важнейших задач, которая встречается при испытании импульсного передатчика.

Непосредственное наблюдение высокочастотного сигнала на экране осциллографа используется в диапазоне низких частот (примерно до 100 *мгц*). В диапазоне СВЧ такое наблюдение затруднительно из-за большой входной емкости осциллографа и большого времени пролета электронов вдоль отклоняющих пластин. Поэтому осциллографы используются для наблюдения за огибающей высокочастотного сигнала. Для этой цели высокочастотные колебания детектируются и после усиления подаются на вертикальные пластины осциллографа со ждущей разверткой. Для того, чтобы наблюдаемая на экране осциллографа картина соответствовала исследуемому высокочастотному сигналу, детектор и усилитель должны обладать линейной характеристикой и быть достаточно широкополосными, чтобы усиливать без искажений довольно короткие импульсы, Однако и при широкой полосе пропускания усилитель будет несколько искажать усиливаемые импульсы, почему не всегда возможно детальное исследование формы импульса. Так, например, при исследовании поведения магнетрона при его запуске, когда время протекания процесса составляет сотые доли микросекунды, необходимая полоса пропускания усилителя получается около 30 *мгц*. Последнее является трудно осуществимой задачей, поэтому вместо усилителя применяется диодный детектор, который может детектировать колебания больших амплитуд и работать непосредственно на пластины осциллографа без усиления.

Наблюдение за формой огибающей высокочастотного импульса дает возможность судить только о том, как за время импульса меняется амплитуда колебаний, каковы время нарастания и спадания импульса и его длительность. Однако это наблюдение не дает возможности судить о постоянстве частоты генерируемых колебаний во время импульса, что является одной из важнейших характеристик генератора сверхвысоких частот, особенно магнетрона. Ответ на данный вопрос дает исследование частотного спектра колебаний высокочастотного генератора.

Спектр высокочастотных колебаний зависит от длительности импульса и характера изменения амплитуды и частоты колебаний во время импульса. В частности, в случае модуляции прямоугольными импульсами длительностью τ, предполагая частоту генерируемых колебаний ω_0 неизменной во время импульса, спектр амплитуд в относительных единицах может быть представлен в виде:

$$A(\omega) = \left| \frac{\sin(\omega - \omega_0)\frac{\tau}{2}}{(\omega - \omega_0)\frac{\tau}{2}} \right|,$$

и спектр мощностей

$$P(\omega) = A^2(\omega) = \left[\frac{\sin(\omega - \omega_0)\frac{\tau}{2}}{(\omega - \omega_0)\frac{\tau}{2}} \right]^2.$$

Графики этих спектров изображены на рис. 24. 2. 4. Из графиков видно, что для исследования спектра импульсного передатчика необходимо иметь устройство с полосой пропускания значительно меньшей величины $\frac{1}{\tau}$.

Простейшим прибором, с помощью которого можно произвести исследование спектра, является резонансный волномер. Ширина резонансной кривой полых резонаторов в настоящее время может быть получена порядка 100 *кгц* в диапазоне частот до 10 000 *мгц*, которая вполне достаточна для исследования спектров колебаний с длительностью импульса около 1 *мксек*. При использовании волномера или специального резонатора для исследования спектра его индикатор должен иметь либо линейную, либо квадратичную характеристику. В первом случае непосредственно может быть построен спектр амплитуд, во втором — мощностей. Обычно отклонения микроамперметра пропорциональны мощности, однако для точных измерений необходима градуировка отклонений микроамперметра.

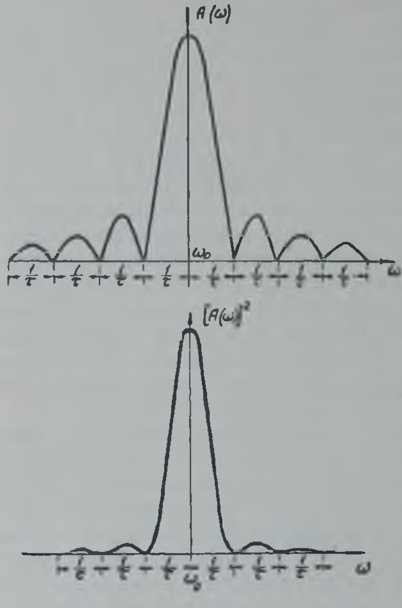


Рис. 24. 2. 4.

Достоинствами такого способа исследования спектров являются отсутствие источников питания, простота и портативность используемой аппаратуры, а также возможность изменения частоты в широких пределах. Последнее весьма важно при исследовании спектра очень коротких импульсов.

Для исследования спектров применяются также специальные приборы, именуемые анализаторами спектров, в которых спектр исследуемых колебаний наблюдается на экране осциллографа. Анализатор спектра представляет собой супергетеродинный приемник с узкой полосой пропускания и осциллографом в качестве индикатора.

Блок-схема анализатора спектра приведена на рис. 24. 2. 5.

Исследуемый сигнал поступает на смеситель *1* и далее через усилитель промежуточной частоты *4*, детектор *5* и видеоусилитель *6* к вертикально отклоняющим пластинам осциллографа *7*. Усилитель промежуточной частоты имеет достаточно узкую полосу пропускания, чтобы получить хорошее разложение спектра. Детектор *6* обычно работает с малыми напряжениями сигнала и его характеристика может считаться квадратичной.

Гетеродин *2* приемника модулируется по частоте генератором пилообразных напряжений *3*, напряжение от которого подается также на горизонтально отклоняющие пластины осциллографа. Таким образом, частота генерируемых гетеродином колебаний изменяется синхронно с перемещением луча по экрану осциллографа в горизонтальном направлении.

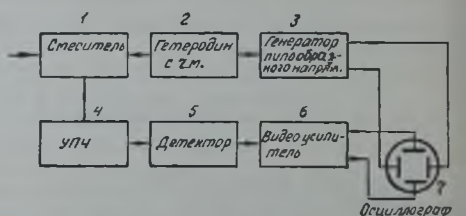


Рис. 24. 2. 5.

В процессе работы анализатора спектра в каждый момент времени в полосу пропускания усилителя промежуточной частоты попадает напряжение, соответствующее определенной частоте исследуемого колебания, которое дает на экране осциллографа отклонение луча по вертикали на определенную величину, пропорциональную квадрату амплитуды колебаний данной частоты, причем в этот момент времени луч находится во вполне определенном положении по горизонтали. В следующий момент времени, в результате изменения напряжения генератора пилообразного напряжения изменятся частота гетеродина и напряжение на горизонтальных пластинах. Следовательно, в полосу пропускания усилителя промежуточной частоты попадет напряжение другой частоты исследуемого колебания. Отклонение луча по вертикали, пропорциональное квадрату амплитуды колебаний этой частоты, будет иметь место в другом положении луча по горизонтали. Таким образом, луч станет непрерывно перемещаться по экрану осциллографа, воспроизводя спектр мощностей исследуемого колебания.

В анализаторах спектров, применяемых для исследования спектров колебаний частот от 3000 до 24 000 *мггц*, с длительностями импульсов 2—5 *мксек*, полоса пропускания составляет 30—100 *кгц*, а изменение частоты гетеродина — 40—100 *мггц*, что позволяет просматривать спектр в пределах нескольких минимумов. Чувствительность анализаторов спектров весьма высока, порядка 10^{-3} — 10^{-5} *мквт*.

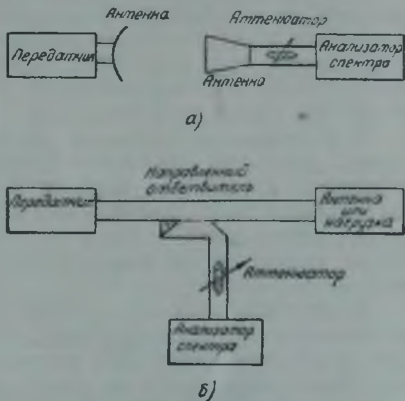


Рис. 24. 2. 6.

При исследовании спектра передатчика анализатор спектра связывается с передатчиком по одной из блок-схем, приведенных на рис. 24. 2. 6. Перед входом анализатора спектра обязательно должен стоять регулируемый аттенюатор, позволяющий подобрать амплитуду сигнала во избежание перегрузки смесителя, в качестве которого обычно используется кристаллический детектор.

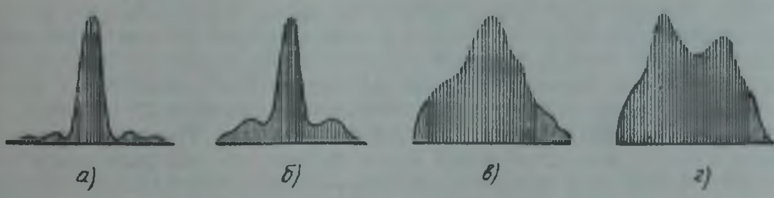


Рис. 24. 2. 7.

Примерный вид спектров, наблюдаемых с помощью анализатора спектра, показан на рис. 24. 2. 7. Рис. 24. 2. 7, *а* соответствует хорошей форме высокочастотного импульса, рис. 24. 2. 7, *б* — удовлетворительной. Отсутствие минимумов (рис. 24. 2. 7, *в*) говорит о пологих участках нарастания и спада и плохой вершине импульса, что ведет к большому изменению частоты за время импульса. Наличие двух больших максимумов может свидетельствовать либо о генерировании магнетроном колебаний двух типов, либо о затягивании, вызванном появлением стоячих волн в фидере, связывающем передатчик с антенной.

Сопоставляя результаты, получаемые из наблюдения спектра колебаний высокой частоты, импульса тока и напряжения высокочастотного генератора, а также огибающей высокочастотного импульса, можно получить достаточно полную картину работы высокочастотного генератора.

В. Измерение мощности

Режим импульсного генератора характеризуется мощностью, развиваемой им в импульсе. Однако непосредственное измерение мощности в импульсе в диапазоне сверхвысоких частот не представляется возможным, поэтому при измерениях определяют среднюю мощность передатчика, а затем, по известной форме импульсов и частоте их следования, вычисляют мощность в импульсе.

Для измерения мощности применяются два способа. При первом способе нагрузкой генератора служит измеритель мощности, в котором выделяется вся генерируемая им мощность. При втором способе почти вся мощность генератора передается в нагрузку, и лишь незначительная, вполне определенная ее часть поступает в измеритель мощности. Нагрузкой во втором случае может служить антенна передатчика или какой-либо ее эквивалент.

Измерители мощности, использующие первый способ, называются ваттметрами поглощающего типа. Измерение мощности по второму способу называется измерением проходящей мощности. Измерители мощности, применяемые для этих целей, носят название ваттметров, измеряющих проходящую мощность.

В обоих случаях очень важно хорошее согласование нагрузки с высокочастотным генератором. Поэтому при измерении мощности необходим контроль за режимом в фидере связи высокочастотного генератора с нагрузкой. Коэффициент стоячей волны в фидере при точных измерениях не должен превышать величины 1,2, что соответствует коэффициенту отражения не более 10%. В реальных передатчиках допустимое значение коэффициента стоячей волны принимается равным 1,5, т. е. коэффициент отражения может достигать величины $\frac{1,5-1}{1,5+1}=20\%$.

Для измерения коэффициента стоячей волны в фидер связи с нагрузкой вводится измерительная линия со щелью, вдоль которой может перемещаться зонд, слабо связанный с линией. Зонд соединен с индикатором напряжения, состоящим обычно из кристаллического детектора с микроамперметром или с усилителем и ламповым вольтметром. Передвижение зонда вдоль линии позволяет определить величину и положение максимумов и минимумов напряжений вдоль фидера, по которым можно вычислить коэффициент стоячей волны или коэффициент отражения в фидере.

Для измерения достаточно больших средних мощностей (от десятков до тысяч ватт) при измерениях по первому способу почти исключительное применение находит калориметрический метод, при котором мощность высокочастотных колебаний определяется по изменению температуры нагрузки. Наибольшее распространение при калориметрическом методе измерения мощности получили водяные нагрузки. Поглотитель мощности в водяной нагрузке выполнен в виде сосуда, через который непрерывно протекает вода. Сосуд при помощи фидера и согласующего устройства связывается с высокочастотным генератором. Вода обладает достаточно высокими потерями в диапазоне СВЧ, поэтому в ней поглощается генерируемая генератором мощность, вследствие чего вытекающая из нагрузки вода имеет более высокую температуру, чем втекающая. Зная разность температур и скорость протекания воды, легко определить выделяющуюся в нагрузке мощность:

$$P = 4{,}18 v \cdot \Delta t,$$

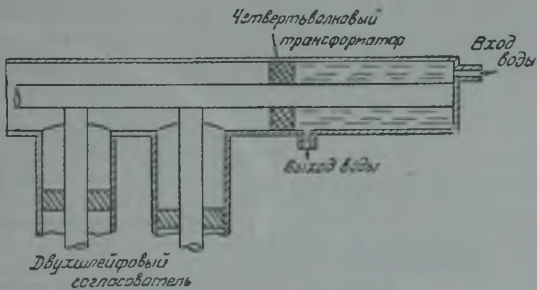


Рис. 24. 2. 8.

где P — мощность в *вт*;
v — скорость протекания воды в *см³/сек*;
Δt — разность температур в градусах.

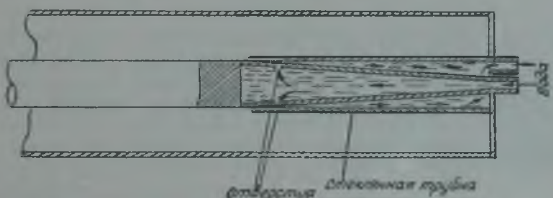


Рис. 24. 2. 9.

Разность температур может быть измерена различными способами Наибольшее распространение получил способ измерения при помощи термопар. При этом способе один спай помещается в трубку, через которую подводится вода к нагрузке, а другой — в отводную трубку. Показания микроамперметра, включенного в цепь из последовательно соединенных термопар, пропорциональны разности температур. Для увеличения показаний можно соединить несколько термопар последовательно.

В ходе измерений скорость течения воды должна поддерживаться постоянной.

Для обеспечения хорошего согласования водяной нагрузки с фидером ее поглотитель делается специальной формы. Используемые на практике типы поглотителей изображены на рис. 24. 2. 8—24. 2. 10 для частот в районе 3000 *мггц* и на рис. 24. 2. 11—24. 2. 12 для частот порядка 10 000 *мггц*. В первом случае нагрузка связана с генератором коаксиальной линией, во втором — при помощи волновода.

Нагрузка, изображенная на рис. 24. 2. 8, представляет собою отрезок линии, заполненной водой. Так как диэлектрическая проницаемость воды равна примерно $\varepsilon = 81$, то волновое сопротивление этой линии составит $\rho_н = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \rho_л = \frac{1}{9} \rho_л$, где $\rho_л$ — волновое сопротивление линии, связывающей нагрузку с генератором. Для согласования фидера с нагрузкой используется четвертьволновый трансформатор, представляющий собой диэлектрическую вставку в линию. Волновое сопротивление трансформатора должно быть равно $\rho_т = \sqrt{\rho_н \rho_л} \cong \frac{1}{3}\rho_л$, поэтому диэлектрическая постоянная такой вставки должна быть равна примерно 9. Для этой цели используется обычно микалекс или стеатит. Для более точного согласования перед нагрузкой ставится двухшлейфовый согласователь.

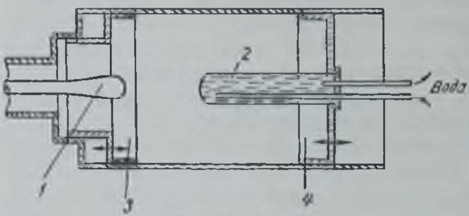


Рис. 24. 2. 10.

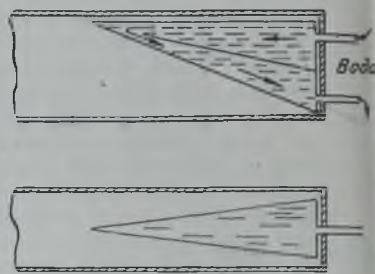


Рис. 24. 2. 11.

Более совершенной является нагрузка, изображенная на рис. 24. 2. 9. Постепенное сужение внутреннего проводника линии обеспечивает достаточно хорошее согласование линии с нагрузкой, состоящей из воды, заполняющей стеклянную трубку. Постепенное сужение проводника

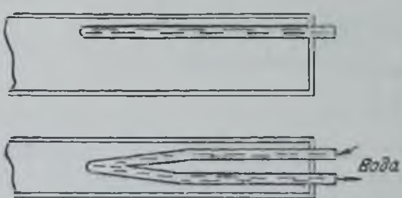


Рис. 24. 2. 12.

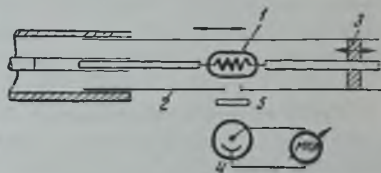


Рис. 24. 2. 13.

обеспечивает высокую электрическую прочность нагрузки и равномерное рассеяние мощности в ней. Длина водяной нагрузки должна составлять несколько длин волны, чтобы отраженная от конца нагрузки волна успела достаточно сильно затухнуть при обратном движении. В диапазоне $\lambda = 10$ *см* длина нагрузки составляет около 25 *см*, коэффициент отражения при этом не превышает 2—3%.

Недостатком обоих рассмотренных типов нагрузок является сравнительно большая отдача тепла через металлические части линии. Указанный недостаток в значительной степени устранен в нагрузке, изображенной на рис. 24. 2. 10. В этой нагрузке линия при помощи штыря *1* возбуждает в цилиндрическом объемном резонаторе колебания, энергия которых поглощается водяным сопротивлением *2*, заключенным в стеклянной трубке. Согласование нагрузки с линией обеспечивается передвижением поршней *3* и *4*. Поскольку трубка может быть хорошо изолирована от металлических частей, то рассеяние тепла будет весьма малым.

В случае волноводного фидера может быть также использована нагрузка, аналогичная изображенной на рис. 24. 2. 8. Однако она находит небольшое применение из-за малой полосы пропускания, неравномерного нагревания воды и большой теплоотдачи. Обычно нагрузка выполняется в виде полого клина из стекла (или другого диэлектрика), через который пропускается вода (рис. 24. 2. 11). Такая нагрузка обеспечивает коэффициент отражения менее 5%.

Применяется и более простая нагрузка, состоящая из изогнутой тонкой трубки диаметром около 3—5 *мм* (рис. 24. 2. 12). Согласование достигается подбором угла в месте соединения трубок.

Недостатками калориметрических способов измерения мощности являются большая инерционность и громоздкость конструкции. Этот способ используется главным образом при лабораторных измерениях. Погрешность измерения составляет около $\pm 10\%$. В более совершенных конструкциях погрешность может быть доведена до ± 3—4%. Достоинство калориметрического способа заключается в возможности измерения мощности колебаний весьма высоких частот.

Для колебаний с частотой ниже 3000 *мгц*, мощностью примерно от десятых долей ватта до 100 ватт, возможно применение фотометрического способа измерения мощности. В качестве нагрузочных сопротивлений при этом способе используются лампы накаливания. Мощность высокочастотных колебаний накаливает нить лампы. Степень яркости нити служит мерой мощности высокочастотных колебаний. Яркость нити измеряется либо обычным оптическим фотометром, либо фотоэлементом. В первом случае яркость определяется путем визуального сравнения с другой такой же лампой, накаливаемой постоянным током или токами промышленной частоты. Мощность, идущая на накал второй лампы, предполагается равной мощности, рассеиваемой в первой лампе. Во втором случае световая энергия от лампы направляется на фотоэлемент, который превращает световую энергию в электрическую, и последняя контролируется микроамперметром.

Схема измерителя мощности с помощью лампы накаливания показана на рис. 24.2.13. Лампа *1* помещена в отрезке коаксиальной линии *2*, замкнутом накоротко передвижным поршнем *3*. Согласование лампы с нагрузкой обеспечивается перемещением лампы вдоль линии путем смещения всего отрезка линии *2* и изменением места ее замыкания *3*. В линии проделано отверстие, через которое световой поток поступает на фотоэлемент *2*. Для предохранения фотоэлемента от теплового воздействия иногда между ним и лампой ставят фильтр *5*. Градуировка измерителя мощности осуществляется путем накаливания лампочки постоянным током и измерения потребляемой при этом мощности. Для обеспечения большой точности нагрузочная лампа должна иметь достаточно тонкую нить, длина которой значительно меньше длины волны, чтобы при накале высокочастотным током она нагревалась равномерно по всей длине, так же как и при накале постоянным током в процессе градуировки.

Достоинством фотометрического способа измерения мощности является простота схемы и конструкции. Недостаток заключается в сильной зависимости сопротивления нагрузки от величины измеряемой мощности, что затрудняет согласование ее с фидером. Точность измерения не превышает $\pm 10\%$.

При измерениях проходящей мощности генератор работает на антенну или на какое-либо рассеивающее сопротивление. В питающем фидере устанавливается режим бегущей волны и мощность генератора определяется путем прямого или косвенного измерения амплитуды этой бегущей волны.

Непосредственное измерение амплитуды (как правило, напряжения) бегущей волны применяется в диапазоне метровых и дециметровых волн. Недостаток этого способа заключается в том, что для точных измерений необходимо хорошее согласование генератора с нагрузкой. При значительных рассогласованиях точность измерений сильно понижается.

Широкое применение для измерения проходящей мощности находят способы с ответвителями. В этом случае в фидер вводится зонд, через который малая часть мощности направляется на маломощный измеритель мощности.

В качестве измерителя мощности обычно применяются различного рода термисторные ваттметры. Отводимая из фидера при помощи зонда энергия поступает на термистор, вызывая его нагревание и изменение сопротивления. По изменению сопротивления судят о величине мощности. Между зондом и ваттметром обычно ставится калиброванный аттенюатор, позволяющий регулировать величину мощности, поступающей на термистор.

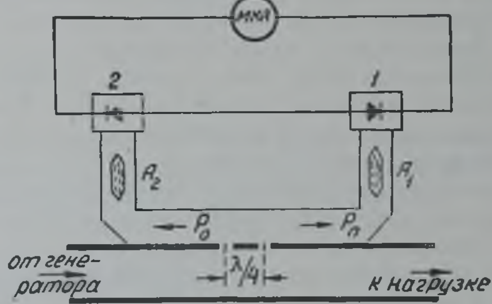


Рис. 24. 2. 14.

Достоинства такого способа состоят в простоте устройства и возможности измерения больших мощностей. Недостатки заключаются в необходимости градуировки и трудности отвода одинаковой мощности в широком диапазоне частот.

В качестве зонда может быть использован простой штырь, вводимый в фидер. Однако при этом точность измерения будет высокой только при хорошем согласовании фидера с нагрузкой. При наличии стоячей волны в фидере показания ваттметра будут зависеть от положения зонда.

Бо́льшая точность измерения получается при использовании направленного ответвления, когда в измеритель мощности поступает доля мощности падающей волны. В данном случае показания ваттметра не будут зависеть от положения элемента связи. Однако при этом измеряемая мощность пропорциональна мощности падающей волны, а не мощности в нагрузке. При большом коэффициенте отражения необходимо определить также и мощность отраженной волны с помощью второго ответвителя, реагирующего на отраженную волну. Мощность в нагрузке вычисляется как разность мощностей падающей и отраженной волн.

Имеются ваттметры, которые непосредственно реагируют на разность мощностей падающей и отраженной волн, т. е. на проходящую мощность.

Схема одного из таких ваттметров показана на рис. 24.2.14.

Ваттметр связан с волноводом через два отверстия, расположенных на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ одно от другого. Пара отверстий действует как направленный ответвитель: во вспомогательном волноводе от этих отверстий вправо распространяется волна, мощность которой пропорциональна мощности падающей волны в основном волноводе, и влево — волна, мощность которой пропорциональна мощности отраженной волны.

Через аттенюаторы A_1 и A_2 эти волны попадают на детекторы *1* и *2* с квадратичными характеристиками. Выпрямленные токи каждого из детекторов пропорциональны мощностям падающей и отраженной волны, поэтому показания микроамперметра, измеряющего разность токов, пропорциональны проходящей мощности.

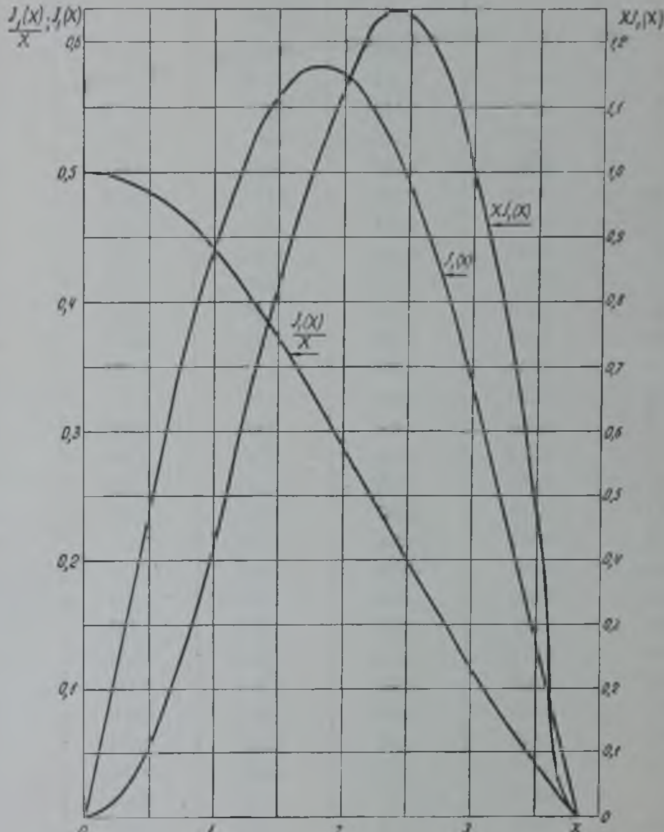
Точность ваттметров с ответвителями при измерении абсолютной мощности — около $\pm 10\%$, однако с помощью таких ваттметров можно весьма точно измерять относительное изменение мощности (погрешность при этом может быть значительно меньше 1—2%). Поэтому они могут быть использованы как точные индикаторы, позволяющие осуществлять непрерывный контроль за работой передатчика, а также его настройку и измерение стабильности мощности.

ФУНКЦИИ А. И. БЕРГА ДЛЯ КОСИНУСОИДАЛЬНОГО ИМПУЛЬСА

ψ°	α_0	α_1	[illegible]	α_2	α_3
0	0	0	∞	0	0
5	0,018	0,037	$6{,}95\cdot 10^3$	0,037	0,037
10	0,036	0,073	$0{,}9\cdot 10^3$	0,073	0,071
15	0,055	0,110	267	0,108	0,104
20	0,074	0,146	114	0,141	0,132
25	0,093	0,181	58,8	0,171	0,155
30	0,111	0,215	34,7	0,198	0,172
35	0,129	0,248	22,3	0,221	0,181
40	0,147	0,280	15,3	0,241	0,185
45	0,165	0,310	11,0	0,256	0,181
50	0,183	0,339	8,26	0,267	0,171
55	0,201	0,366	6,42	0,273	0,157
60	0,218	0,391	5,12	0,276	0,138
65	0,236	0,414	4,18	0,274	0,116
70	0,253	0,436	3,49	0,267	0,091
75	0,269	0,455	2,97	0,258	0,067
80	0,286	0,472	2,57	0,245	0,043
85	0,302	0,487	2,25	0,230	0,020
90	0,319	0,500	2,000	0,212	0,000
95	0,334	0,510	1,803	0,193	−0,017
100	0,350	0,520	1,641	0,172	−0,030
105	0,364	0,526	1,511	0,152	−0,039
110	0,379	0,531	1,405	0,131	−0,045
115	0,393	0,534	1,315	0,111	−0,047
120	0,406	0,536	1,244	0,092	−0,046
125	0,419	0,536	1,187	0,074	−0,042
130	0,431	0,534	1,140	0,058	−0,037
135	0,443	0,532	1,103	0,044	−0,031
140	0,453	0,528	1,072	0,032	−0,024
145	0,463	0,525	1,047	0,022	−0,018
150	0,472	0,520	1,026	0,014	−0,012
155	0,480	0,515	1,016	0,008	−0,008
160	0,487	0,510	1,009	0,004	−0,004
165	0,492	0,506	1,004	0,002	−0,002
170	0,496	0,502	1,001	0,001	−0,001
175	0,499	0,500	1,000	0,000	0,000
180	0,500	0,500	1,000	0,000	0,000

ПРИЛОЖЕНИЕ № 2

ГРАФИКИ ФУНКЦИЙ БЕССЕЛЯ



ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ (ГЕНЕРАТОРНЫХ) ТРИОДОВ

Мощный триод с воздушным охлаждением для импульсной работы NT 99

Основные данные:

$$C_{ag} = 7 \div 9{,}6\ \textit{пф}.$$
$$C_{g\kappa} = 11{,}5\ \textit{пф}.$$
$$C_{a\kappa} = 3{,}0\ \textit{пф}.$$

Индуктивность анодного вывода $L_a \simeq 0$.
Индуктивность сеточного вывода $L_g = 0{,}01$ *мкгн.*
Индуктивность катодного вывода $L_\kappa = 0{,}1$ *мкгн.*
Крутизна характеристики $S = 50$ *ма в.*
Коэффициент усиления $\mu = 20$.

Предельные значения:

1. Анодное напряжение

$$E_{a\ \text{макс}} = 8 \div 10\ \textit{кв}.$$

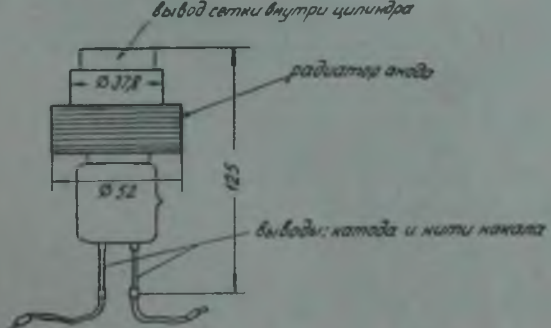
2. Напряжение на сетке

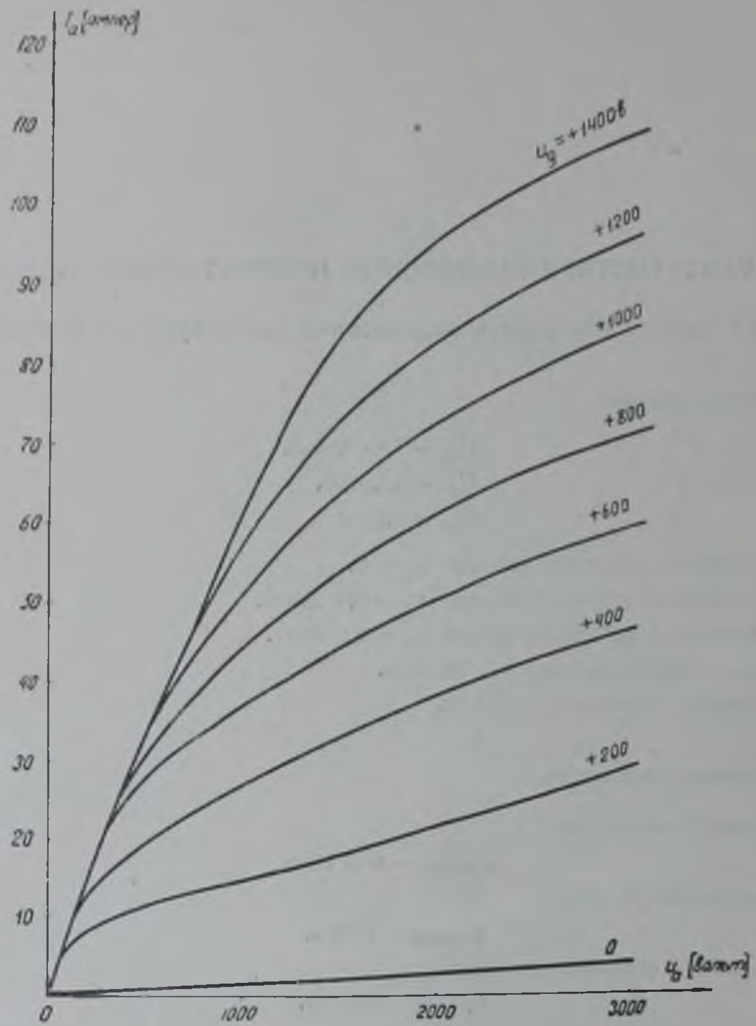
$$u_{g\ \text{макс}} = 1000\ \textit{в}.$$

3. Мощность рассеяния на аноде

$$P_{a\ \text{макс}} = 150\ \textit{вт}.$$

Основные габаритные размеры (в миллиметрах)





Металло-керамический триод ЛД-7

Область применения. В усилителях и генераторах с самовозбуждением в диапазоне дециметровых волн в непрерывном режиме и в режиме импульсной работы в схеме с общей сеткой.

Основные данные:

$C_{ag} = 5 \div 6$ *пф.*	Напряжение накала $U_н = 12{,}6$ *в.*
$C_{gк} = 10 \div 12$ *пф.*	Ток накала $I_н = 2 \div 2{,}2$ *а.*
$C_{aк} = 0{,}060$ *пф.*	

Анодное напряжение E_a:

а) При непрерывной работе 1000—2000 *в.*
б) При импульсной работе 9000 *в.*

Мощность рассеяния на аноде

$$P_{a\ \text{макс}} = 300\ \textit{вт.}$$

Мощность рассеяния на сетке

$$P_{g\ \text{макс}} = 3\ \textit{вт.}$$

Крутизна характеристики:

а) В режиме непрерывного генерирования

$$S = 30 \div 40\ \textit{ма/в.}$$

б) В режиме импульсного генерирования

$$S = 55 \div 60\ \textit{ма/в.}$$

Коэффициент усиления:

а) В режиме непрерывного генерирования $\mu = 70$.

б) В режиме импульсного генерирования $\mu = 40$.

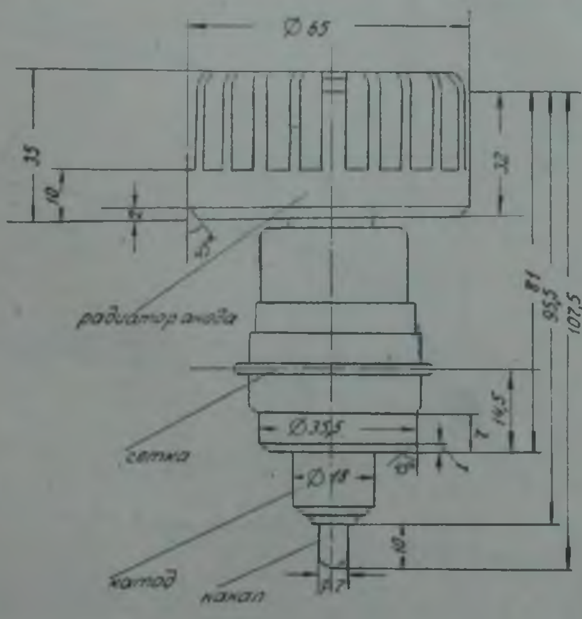
Длительность импульса $\tau < 10$ *мксек.*

Минимальная длина волны:

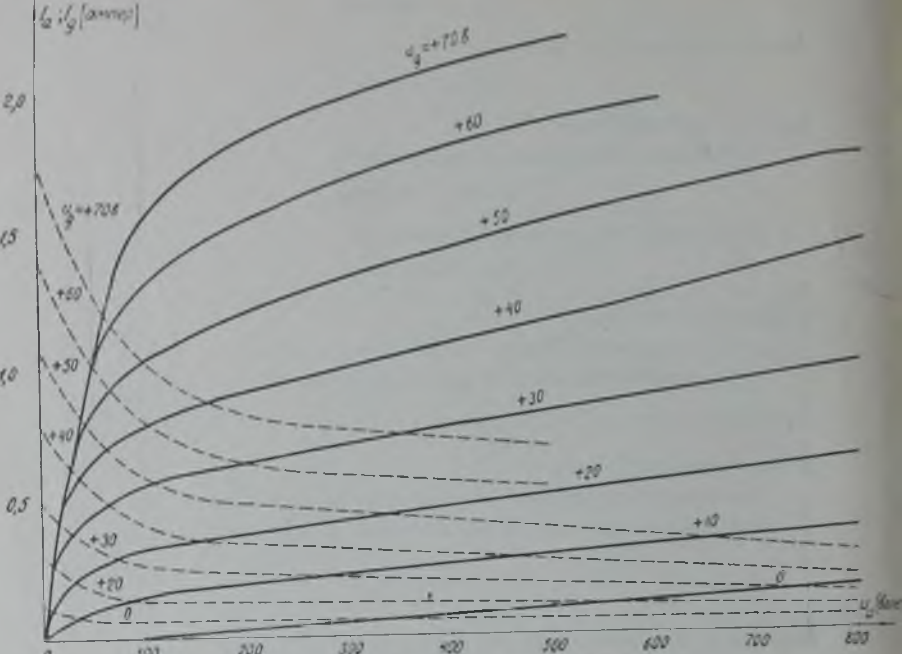
а) В режиме непрерывного генерирования $\lambda_{\text{мин}} = 20$ *см.*

б) В режиме импульсного генерирования $\lambda_{\text{мин}} = 12$ *см.*

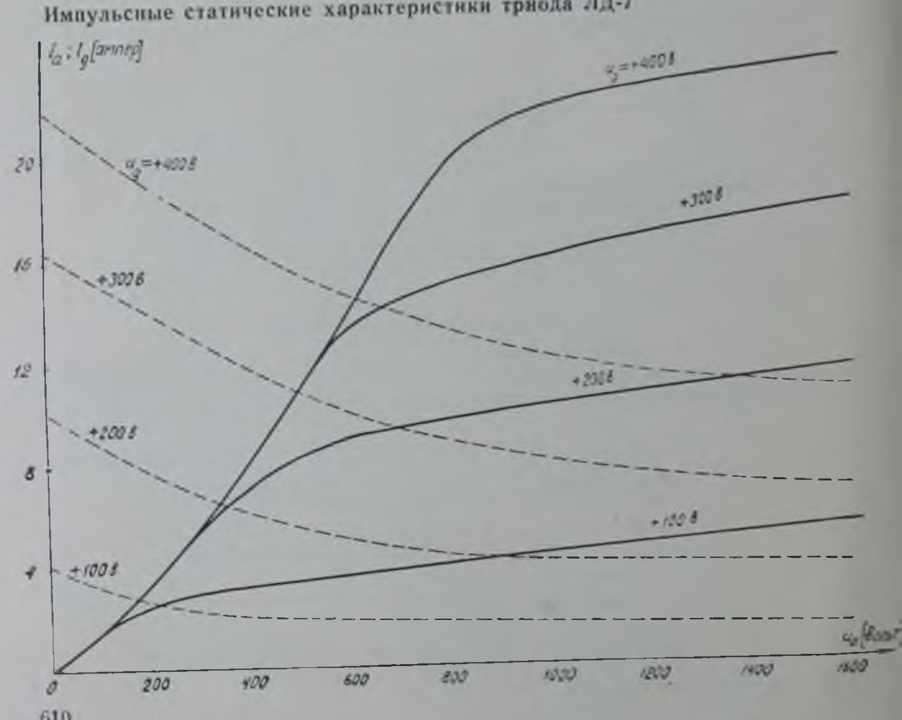
Основные габаритные размеры (в миллиметрах)



Статические характеристики триода ЛД-7 (режим непрерывного генерирования)



Импульсные статические характеристики триода ЛД-7



Металло-керамический триод ЛД-9

Область применения. Генерирование и усиление колебаний в дециметровом диапазоне в режиме непрерывной работы. Применение для импульсной работы не рекомендуется. Схема — с общей сеткой (заземленной, при внешнем возбуждении).

Основные данные:

Напряжение накала	$U_н = 12{,}6$ *в.*
Ток накала	$I_н = 1 \div 1{,}2$ *а.*
Анодное напряжение	$E_a = 1500 \div 2000$ *в.*
Мощность рассеяния на аноде	$P_{a\,макс} = 200$ *вт.*
Мощность рассеяния на сетке	$P_{g\,макс} = 3$ *вт.*
Крутизна характеристики	$S = 15 \div 25$ *ма/в.*
Коэффициент усиления	$\mu = 110.$

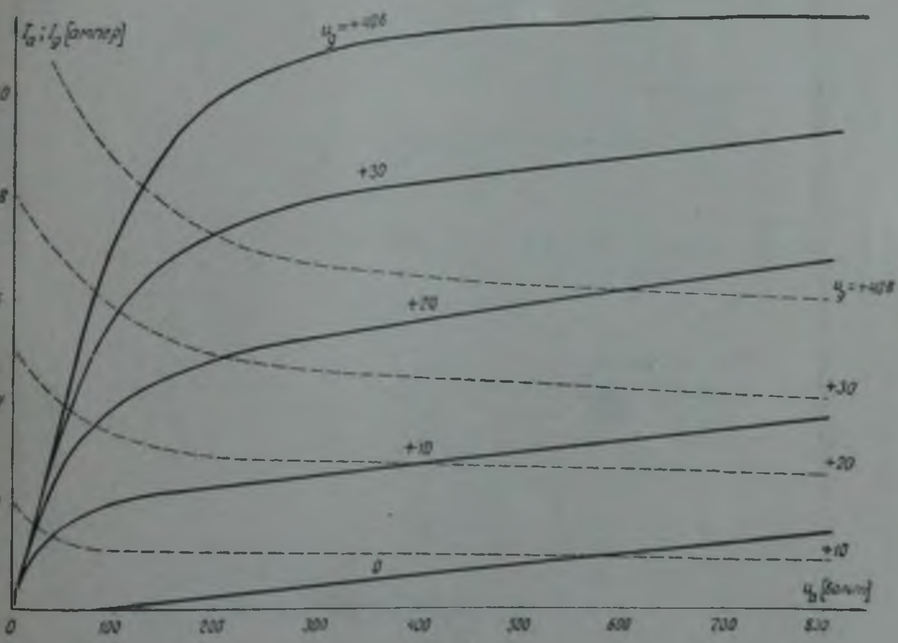
$$C_{ag} = 3 \div 4 \text{ пф.}$$

$$C_{gк} = 9 \div 9{,}5 \text{ пф.}$$

$$C_{aк} = 0{,}02 \div 0{,}03 \text{ пф.}$$

Основные габаритные размеры — одинаковы с размерами ЛД-7.

Статические характеристики триода ЛД-9 (режим непрерывного генерирования)



Металло-керамический триод ЛД-11

Область применения. Самовозбуждающиеся генераторы дециметровых волн при непрерывной и импульсной работе в схеме с общей сеткой.

Основные данные:

$$C_{ag} = 1{,}8 \div 2 \ \textit{пф}.$$

$$C_{gк} = 8 \div 12 \ \textit{пф}.$$

$$C_{aк} = 0{,}11 \div 0{,}15 \ \textit{пф}.$$

Напряжение накала

$$U_{н} = 12{,}6 \ \textit{в}.$$

Ток накала

$$I_{н} = 0{,}75 \div 0{,}9 \ \textit{а}.$$

Анодное напряжение E_a:

а) При непрерывной работе 800 *в*.

б) При импульсной работе 2000 *в*.

Мощность рассеяния на аноде

$$P_{a\ макс} = 80 \ \textit{вт}.$$

Мощность рассеяния на сетке

$$P_{g\ макс} = 2 \ \textit{вт}.$$

Крутизна характеристики:

а) В режиме непрерывных колебаний

$$S = 8 \div 12 \ \textit{ма/в}.$$

б) В режиме импульсной работы

$$S = 25 \div 30 \ \textit{ма/в}.$$

Коэффициент усиления:

а) В режиме непрерывных колебаний

$$\mu = 90.$$

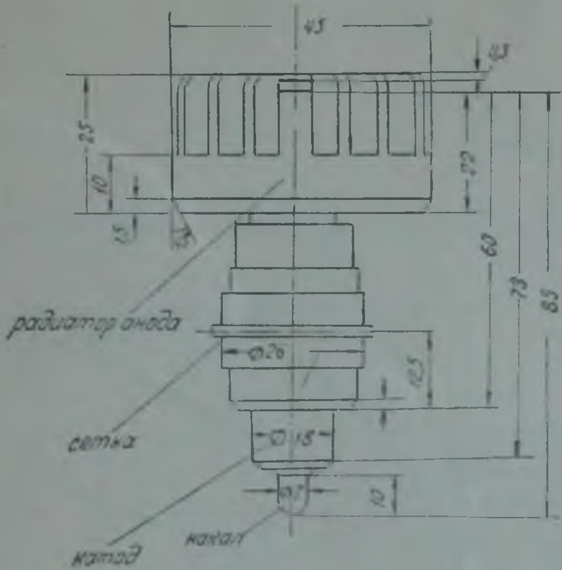
б) В режиме импульсной работы

$$\mu = 40.$$

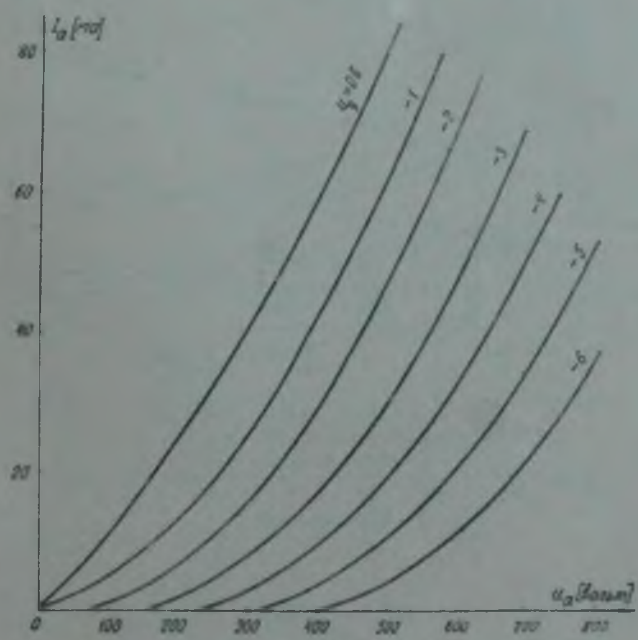
Длительность импульса

$$\tau < 4 \ \textit{мксек}$$

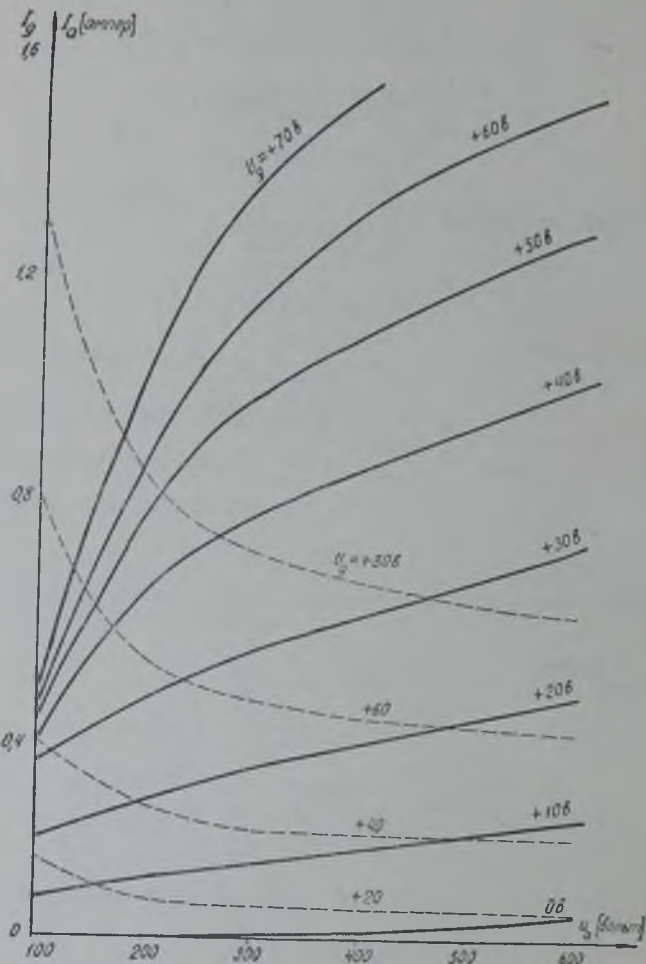
Основные габаритные размеры (в миллиметрах)



Статические характеристики триода ЛД-11 (режим непрерывного генерирования)

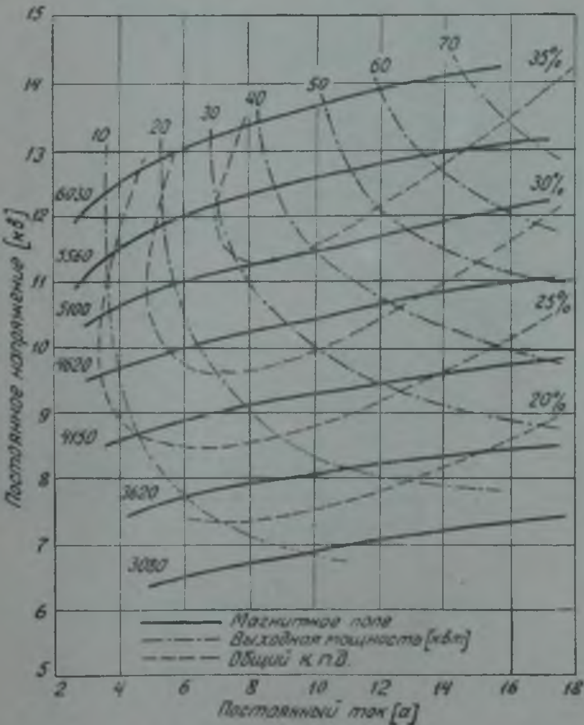


Импульсные статические характеристики триода ЛД-11

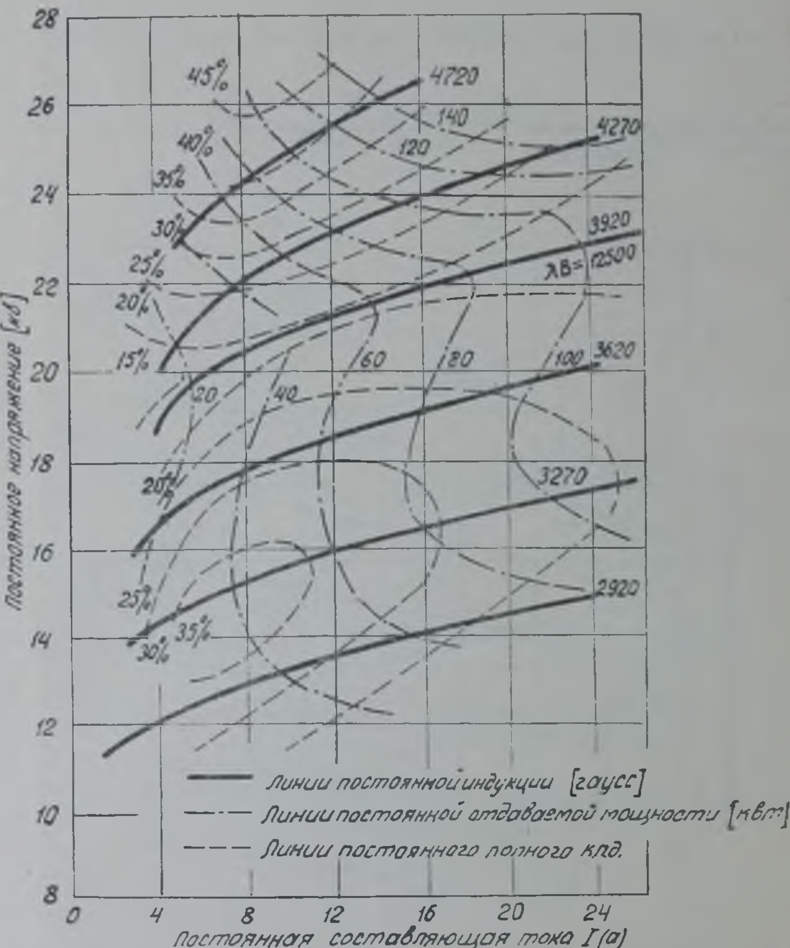


РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНЕТРОНОВ

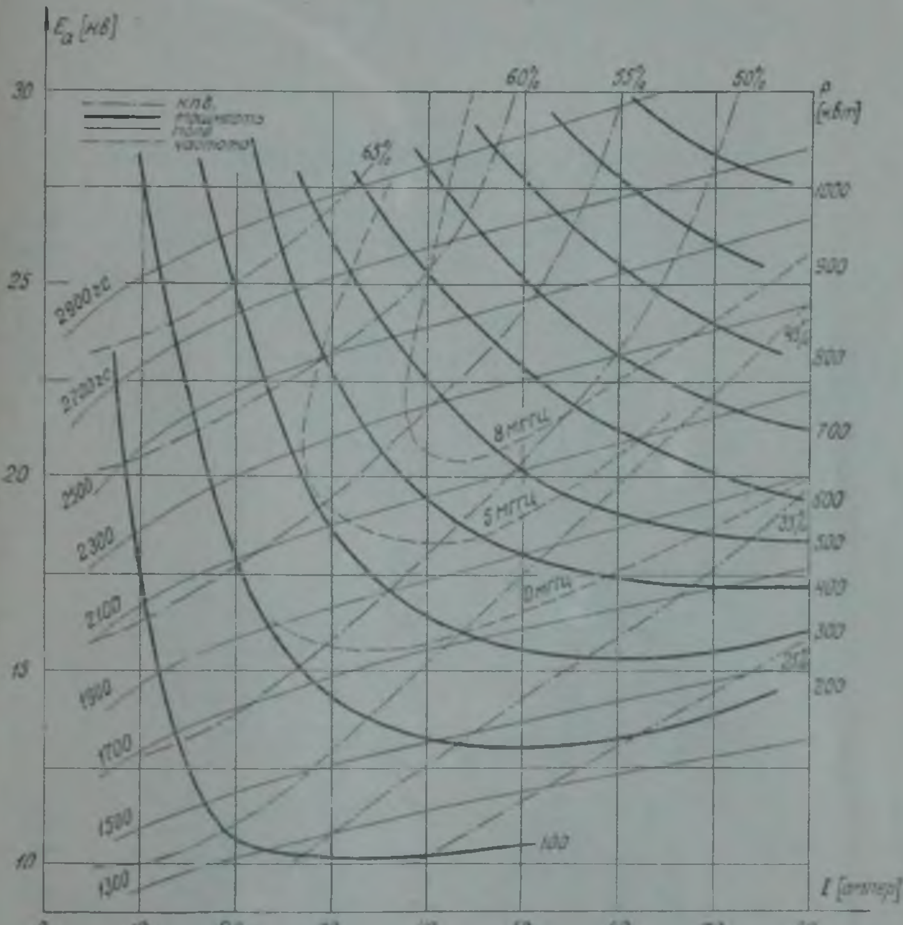
Типовые рабочие характеристики магнетрона 725-А (частота генерируемых колебаний 9375 *мггц*)



Рабочие характеристики разнорезонаторного магнетрона (длина волны генерируемых колебаний $\lambda = 3{,}18$ *см*; характерно снижение к. п. д. вдоль линии $B = 3920$ *гаусс*, где $\lambda B = 12\,500$ *гаусс·см*)

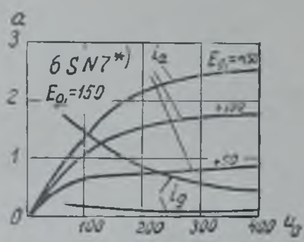


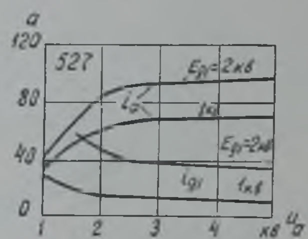
Рабочая характеристика импульсного магнетрона 4J31 (частота колебаний 2800 *мггц*)

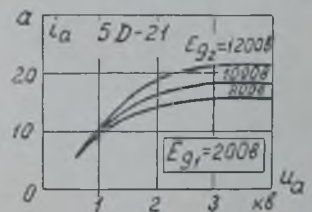


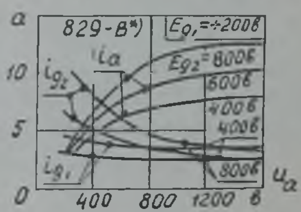
ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ МОДУЛЯТОРНЫХ ЛАМП

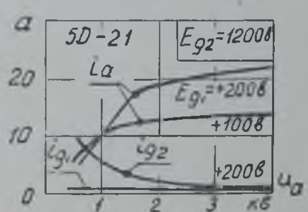
Тип	Катод	$P_{нак}$ вт	$E_{a\,макс}$ кв	$I_{a\,макс}$ a	E_g в	$U_{g\,макс}$ в	E_{g_2} в	$U_{a\,мин}$ кв	Высота см	Диаметр см
3D21	оксидир.	10	3,5	5	— 70	150	800	0,4	11	5,5
3E29	»	14	5	8	— 100	150	800	0,6	9	5,5
829B	»	14	2	8	— 100	200	800	0,5	9	5,5
715B	»	56	15	15	— 500	200	1200	1,5	14	7
304TH	торированн.	125	15	6	— 900	200	—	2	15	9
6C21	»	140	30	15	—1000	1500	—	1,5	31	15,5
6D21	»	150	37,5	15	— 500	1500	2000	2	30	15
527	»	770	30	90	—1200	1500	—	1,5	28	6,5
5D21	оксидир.	55	20	15	— 500	200	1200	1,5	14	7

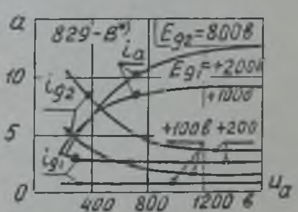




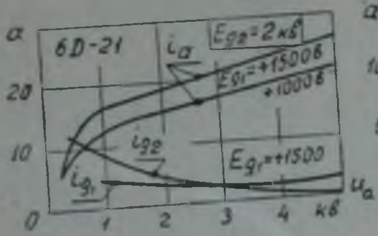


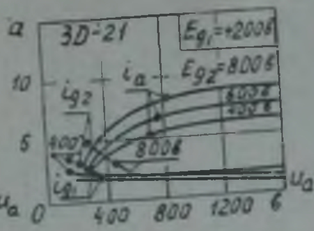


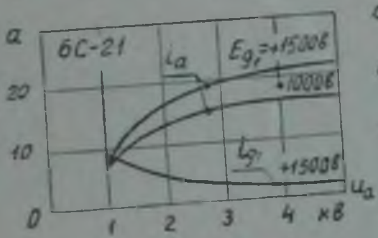


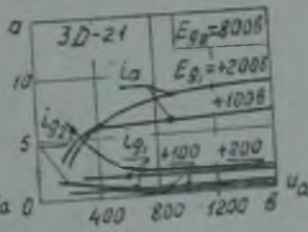


*) Обе половины ламп соединены параллельно.


6D-21
$E_{g2}=2$ кв
i_a
$E_{g1}=+1500$ в
+1000 в
i_{g2}
$E_{g1}=+1500$
i_{g1}
u_a
кв


3D-21
$E_{g1}=+200$ в
i_a
$E_{g2}=800$ в
i_{g2}
600 в
400 в
800 в
i_{g1}
u_a
400 800 1200 в


6C-21
i_a
$E_{g1}=+1500$ в
+1000 в
i_{g1}
+1500 в
u_a
кв

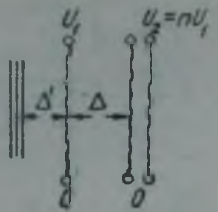
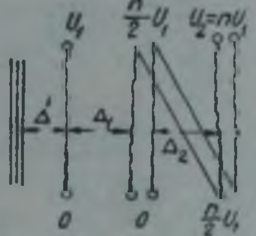
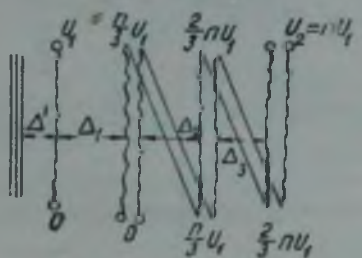

3D-21
$E_{g2}=800$ в
i_a
$E_{g1}=+200$ в
+100 в
i_{g2}
i_{g1}
+100
+200
u_a
400 800 1200 в

ПРИЛОЖЕНИЕ № 7

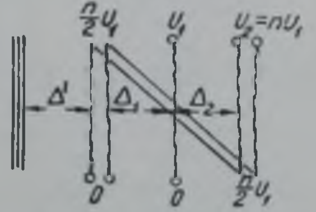
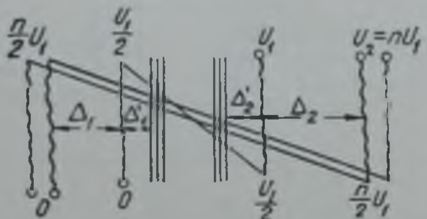
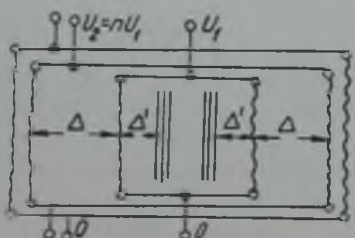
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ МАТЕРИАЛОВ СЕРДЕЧНИКОВ ИМПУЛЬСНЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

Материал		Кремненикелевая сталь		Никель-молибденовая сталь	Молибденовый пермаллой	Ориентированная сталь гиперсил
Состав		42,65% Ni; 0,4% Mn 0,34% Al; 3% Si	42,4% Ni; 3,33% Mn; 0,75% Al	47% Ni; 3% Mo	79% Ni; 4% Mo	3,25% Si
Толщина листов, *мм*		0,063	0,1	0,063	0,031	0,031
Удельное сопротивление, *мком см*		85	85	73	46	50—55
Постоянное подмагничивание, H_0 эрстед	Приращение индукции при $\tau = 1$ *мксек*, ΔB гаусс	Приращение напряженности магнитного поля при $\tau = 1$ *мксек*, ΔH эрстед				
0	5 000 7 500 10 000	7,1 22,5 —	45 — —	5,9 11,6 33,3	— — —	30 — —
0,5	5 000 7 500 10 000 12 500 15 000	4,5 6,9 9,7 13,0 —	4,3 7,5 11,3 15,6 —	2,6 4,1 5,8 7,6 9,8	1,0 1,75 2,7 3,7 —	4,8 6,5 8,5 10,1 —
Потери *дж/дм³/имп.*	при $\Delta B = 5000$ гаусс $\Delta B = 1000$ гаусс	0,11 —	0,22 —	0,068 0,21	0,024 —	0,095 0,28

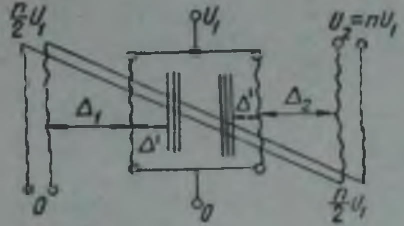
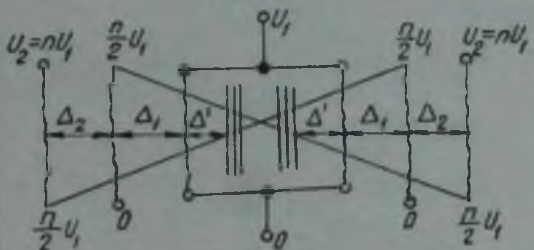
РАЗМЕЩЕНИЕ ОБМОТОК И ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСНЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

	Схема обмоток	Индуктивность рассеяния *мкгн*	Емкость между обмотками *пф*	Емкость первичной обмотки *пф*	Емкость вторичной обмотки *пф*
1		$L_p = \left(\Delta + \frac{d_1 + 2d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{(n-1)^2}{\Delta} B$	$C = \frac{1}{\Delta'} B$	—
2		$L_p = \left(\Delta_1 + \frac{\Delta_2}{4} + \frac{d_1 + 4d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{1}{4}\left[\frac{(n-2)^2}{\Delta_1} + \frac{3n^2}{\Delta_2}\right] B$	$C = \frac{1}{\Delta'} B$	—
3		$L_p = \left(\Delta_1 + \frac{5}{9}\Delta_2 + \frac{d_1 + 6d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{1}{9}\left[\frac{(n-3)^2}{\Delta_1} + \frac{3n^2}{\Delta_2} + \frac{3n^2}{\Delta_3}\right] B$	$C = \frac{1}{\Delta'} B$	—

(Продолжение)

	Схема обмоток	Индуктивность рассеяния *мкгн*	Емкость между обмотками *пф*	Емкость первичной обмотки *пф*	Емкость вторичной обмотки *пф*
4		$L_p = \frac{1}{4}\left(\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{d_1 + 4d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{1}{4}\left[\frac{(n-2)^2}{\Delta_1} + \frac{7n^2 - 10n + 4}{\Delta_2}\right] B$	—	$C = \frac{n^2}{4\Delta'} B$
5		$L_p = \frac{1}{4}\left(\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{2d_1 + 4d_2}{3}\right) A$ *)	$C = \frac{(n-1)^2}{4} \times \left(\frac{1}{\Delta_1} + \frac{7}{\Delta_2}\right) B$	$C = \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\Delta_1'} + \frac{7}{\Delta_2'}\right) B$	—
6		$L_p = \frac{1}{2}\left(\Delta + \frac{d_1 + 2d_2}{3}\right) A$ **)	$C = \frac{2(n-1)^2}{\Delta} B$	$C = \frac{2}{\Delta'} B$	—

*) n_1 — полное число витков первичной обмотки.
**) n_1 — число витков каждой половины первичной обмотки.

	Схема обмоток	Индуктивность рассеяния *мкгн*	Емкость между обмотками *пф*	Емкость первичной обмотки *пф*	Емкость вторичной обмотки *пф*
7		$L_p = \frac{1}{4}\left(\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{2d_1 + 4d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{1}{4}\left[\frac{(n-2)^2}{\Delta_1} + \frac{7n^2 - 10n + 4}{\Delta_2}\right] B$	$C = \frac{2}{\Delta'} B$	—
8		$L_p = \frac{1}{2}\left(\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{d_1 + 2d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{1}{2}\left[\frac{(n-2)^2}{\Delta_1} + \frac{3n^2}{\Delta_2}\right] B$	$C = \frac{2}{\Delta'} B$	—

В этой таблице: $A = 4\pi\cdot 10^{-3} n_1^2 \frac{l_в}{l_н}$; $B = 0{,}0295\varepsilon l_н l_в$,

где

Δ — расстояние между обмотками и расстояние обмотки от сердечника в *см*; $l_в$ — средняя длина витка в *см*; $l_н$ — длина обмотки в *см*; n_1 — число витков первичной обмотки; n — коэффициент трансформации.

ТАБЛИЦА СХЕМ ИМПУЛЬСНЫХ АВТОТРАНСФОРМАТОРОВ

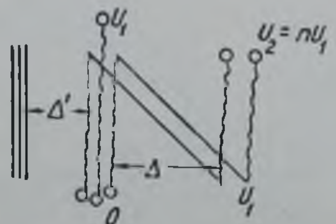
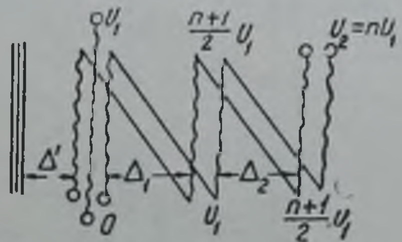
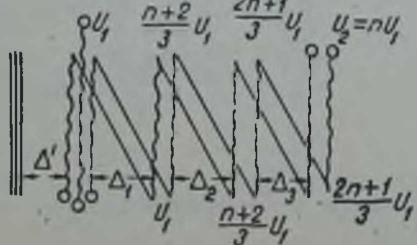
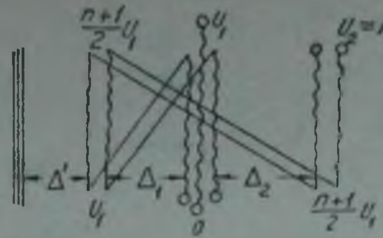
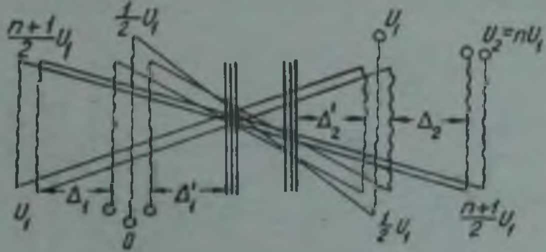
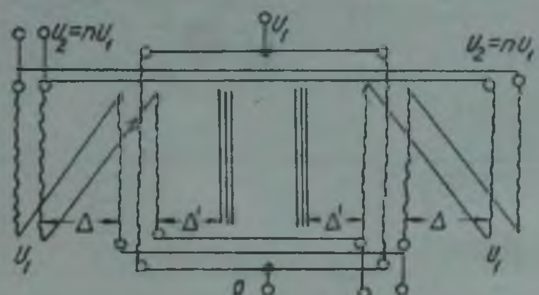
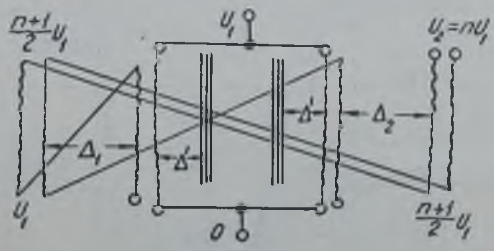
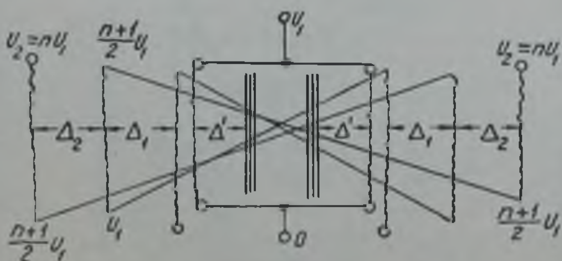
	Схема обмоток	Индуктивность рассеяния *мкгн*	Емкость между обмотками *пф*	Емкость первичной обмотки *пф*	Емкость вторичной обмотки *пф*
1		$L_p = (n-1)^2 \times \times \left(\Delta + \frac{d_1+4d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{n^2 - n + 1}{\Delta} B$	$C = \frac{B}{\Delta'}$	—
2		$L_p = (n-1)^2\left(\Delta_1 + \frac{\Delta_2}{4} + \frac{d_1+6d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{1}{4}\left[\frac{n^2+3}{\Delta_1} + \frac{3(n-1)^2}{\Delta_2}\right] B$	$C = \frac{B}{\Delta'}$	
3		$L_p = (n-1)^2\left(\Delta_1 + \frac{4}{9}\Delta_2 + \frac{\Delta_3}{9} + \frac{d_1+8d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{1}{9}\left[\frac{n^2+n+7}{\Delta_1} + \frac{3(n-1)^2}{\Delta_2} + \frac{3(n-1)^2}{\Delta_3}\right] B$	$C = \frac{B}{\Delta'}$	—

	Схема обмоток	Индуктивность рассеяния *мкгн*	Емкость между обмотками *пф*	Емкость первичной обмотки *пф*	Емкость вторичной обмотки *пф*
4		$L_p = \frac{(n-1)^2}{4}\left(\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{d_1+6d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{1}{4}\left[\frac{n^2+3}{\Delta_1} + \frac{7n^2-6n+3}{\Delta_2}\right] B$	—	$C = \frac{n^2+4n+6}{4\Delta'} B$
5		$L_p = \frac{(n-1)^2}{4}\left(\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{2d_1+8d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{1}{4}\left[\frac{n^2+2n+4}{\Delta_1} + \frac{7n^2-10n+4}{\Delta_2}\right] B$	$C = \frac{1}{4} \times \left(\frac{1}{\Delta'_1} + \frac{7}{\Delta'_2}\right) B$	—
6		$L_p = \frac{(n-1)^2}{2}\left(\Delta + \frac{d_1+4d_2}{3}\right) A$	$C = \frac{n^2-n+1}{2\Delta} B$	$C = \frac{2}{\Delta'} B$	—

(Продолжение)

	Схема обмоток	Индуктивность рассеяния *мкгн*	Емкость между обмотками *пф*	Емкость первичной обмотки *пф*	Емкость вторичной обмотки *пф*
7		$L_p = \frac{(n-1)^2}{4}\left(\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{2d_1+6d_2}{3}\right)A$	$C = \frac{1}{4}\left[\frac{n^2+3}{\Delta_1} + \frac{7n^2-6n+3}{\Delta_2}\right]B$	$C = \frac{2}{\Delta'}B$	—
8		$L_p = \frac{(n-1)^2}{2}\left(\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{d_1+3d_2}{3}\right)A$	$C = \frac{1}{4}\left[\frac{n^2+3}{\Delta_1} + \frac{3(n-1)^2}{\Delta_2}\right]B$	$C = \frac{2}{\Delta'}B$	—

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К введению:

1. В. Ф. Миткевич. Демонстрация первой радиотелеграфной установки. «Вестник связи» № 5, 1945.
2. А. Л. Минц. «Достижения Советской радиотехники за 30 лет». Стенограмма публичной лекции, 1948.
3. А. Л. Минц. Развитие техники радиопередающих устройств. Научно-технический сборник «50 лет радио». Связьиздат, 1945.

К разделу I:

4. А. И. Берг. Теория и расчет ламповых генераторов. Госэнергоиздат, 1932.
5. З. И. Модель и И. Х. Невяжский. Радиопередающие устройства. Связьиздат, 1949.
6. С. И. Евтянов. Радиопередающие устройства. Связьиздат, 1950.

К разделу II:

7. Я. И. Френкель. Электромагнитные колебания в телах, ограниченных со всех сторон. «Электродинамика», том II, стр. 340—364. ТИЗ, 1935.
8. М. С. Нейман. Эквивалентные параметры замкнутых резонансных линий. «Известия электропромышленности слабого тока» № 4, апрель 1938.
9. М. С. Нейман. Тороидальные эндовибраторы. «Известия электропромышленности слабого тока» № 9 и № 10, 1939.
10. В. Ф. Коваленко. Введение в электронику сверхвысоких частот, часть I. «Советское радио», 1950.
11. А. Б. Иванов. К вопросу о расчете мощных генераторов УКВ. «Известия электропромышленности слабого тока» № 4, 1938.
12. Н. Д. Девятков, Е. Н. Данильцев и Н. К. Хохлов. Трехэлектродные лампы для генерирования электромагнитных волн дециметрового диапазона. «Известия электропромышленности слабого тока» № 2, 1940.
13. Б. В. Брауде. Градиенты напряжения в мощных передатчиках. «Радиотехника» № 2, 1946.
14. Г. А. Гринберг. К теории прохождения нестационарных токов через термоионные приборы. «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 1936.
15. Г. А. Зейтленок. Теория с учетом инерции электронов стационарного состояния катодного генератора. «Известия электропромышленности слабого тока» № 3, 1938.
16. Г. С. Рамм. О работе триодного автогенератора на сверхвысоких частотах. «Радиотехника» № 1, 1952.
17. В. Е. Никольский. Влияние времени пробега электронов. «Электросвязь» № 5, 1939.
18. «Клистроны», перевод с английского. «Советское радио», 1952.
19. В. М. Лопухин. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. ГИТТЛ, 1953.

К разделу III:

20. Н. М. Крылов и Н. Н. Боголюбов. Новые методы нелинейной механики в их применении к изучению работы электронных генераторов. ГТТИ, 1934.
21. С. И. Евтянов. Расчет частоты автоколебаний. «Радиотехника» № 2, 1946.
22. С. И. Евтянов. Теория автогенератора с автосмещением. «Электросвязь» № 9 и № 11, 1940.
23. Б. К. Шембель. Схема генератора с самовозбуждением на экранной лампе. «Известия электропромышленности слабого тока» № 3, 1933.
24. Г. А. Зейтленок. Теоретическое и экспериментальное исследование явления затягивания катодного генератора. «Телеграфия и телефония без проводов» № 52, 1929.

25. Л. А. Котомина. О предельных длинах волн, генерируемых триодом. «Радиотехника» № 1, 1948.
26. С. А. Дробов. Радиопередающие устройства. Воениздат, 1951.
27. М. С. Нейман. Триодные и тетродные генераторы сверхвысоких частот. «Советское радио», 1950.
28. М. С. Нейман. Стабилизация частоты в радиотехнике. Связьтехиздат, 1937.
29. С. И. Евтянов. Теория автогенератора с кварцем. «Радиотехника» № 1 и № 5, 1949.
30. А. Б. Иванов, А. М. Семенов, Л. Н. Сосновкин, М. М. Пружанский, А. В. Уточкин. Радиопередающие устройства. Пособие по проектированию коротковолновых диапазонных передатчиков. ВКИАС, 1951.
31. В. Ф. Коваленко. Введение в электронику сверхвысоких частот, часть I, «Советское радио», 1950; часть II, «Советское радио», 1951.
32. Н. Ф. Алексеев и Д. Е. Маляров. Получение мощных колебаний магнетрона в сантиметровом диапазоне волн. «Журнал технической физики», т. 10, вып. 15, 1940.
33. В. И. Калинин. Генерирование дециметровых и сантиметровых волн. Связьиздат, 1949.
34. Магнетроны сантиметрового диапазона, перевод с английского, чч. I и II. «Советское радио», 1950—1951.

К разделу IV:

35. М. В. Шулейкин. О применении генератора высокой частоты для радиотелефонирования. «Известия по минному делу», 1914.
36. А. М. Семенов. Радиопередающие устройства. Краткий курс. ВКАС, 1950.
37. Г. В. Брауде. О колебательных системах с безваттной связью. «Журнал технической физики», т. I, вып. 1, 1931.
38. И. С. Гоноровский. Частотная модуляция. «Советское радио», 1948.
39. Я. С. Ицхоки. Импульсная техника. «Советское радио», 1949.
40. Н. Н. Крылов. Импульсная техника. Связьиздат, 1950.
41. Л. А. Меерович. К расчету параметров двухполюсников, формирующих короткие прямоугольные импульсы. «Труды ВКАС» № 13, 1946.
42. Л. Н. Сосновкин. Радиопередающие устройства. Пособие по расчету импульсных генераторов СВЧ. ВКАС, 1951.
43. Детали и элементы радиолокационных станций, чч. I и II. «Советское радио», 1952.

К разделу V:

44. Основы радиолокационной техники, том II. Оборонгиз, 1951.
45. Радиолокационная техника, том II. «Советское радио», 1949.
46. Детали и элементы радиолокационных станций, чч. I и II. «Советское радио», 1952.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Раздел III

ГЕНЕРАТОРЫ С САМОВОЗБУЖДЕНИЕМ

Раздел IV

УПРАВЛЕНИЕ КОЛЕБАНИЯМИ И РАБОТА ГЕНЕРАТОРА КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Раздел V

ИМПУЛЬСНЫЕ ПЕРЕДАТЧИКИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Технический редактор *З. Л. Калганова* Корректор *Н. И. Корзанова*

Подписано к печати 3/I 1954 г. Г-0609002. Формат бумаги 70×108[1]/16
Печ. л. 39,5 + 0,5 (3 вклейки). Уч.-изд. листов 61,5. Заказ 1314

1-я типография Машгиза. Ленинград, ул. Моисеенко, 10