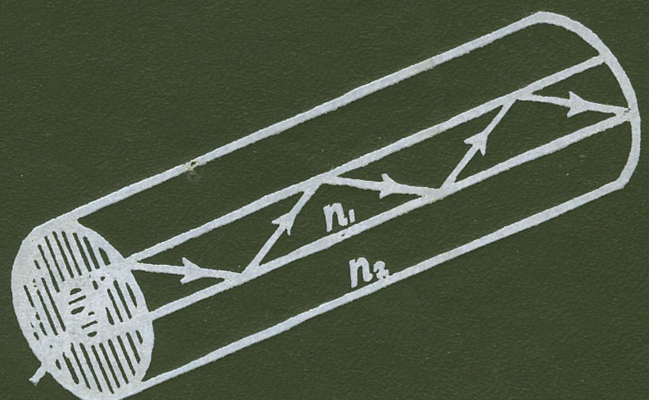
И. И. ГРОДНЕВ, В. О. ШВАРЦМАН

ТЕОРИЯ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ СВЯЗИ



И. И. Гроднев, В. О. Шварцман

ТЕОРИЯ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ СВЯЗИ

МОСКВА «СВЯЗЬ» 1978

32.88
Г86
УДК 621.315.2

Гроднев И. И., Шварцман В. О.

Г86 Теория направляющих систем связи.— М.: Связь, 1978. — 296 с., ил.

В пер.: 1 р. 20 к.

С единых теоретических и технико-экономических позиций рассматриваются различные направляющие системы связи: коаксиальные и симметричные кабели, воздушные линии, волноводы и световоды. Изложены теория распространения электромагнитной энергии по направляющим системам и обобщенная теория взаимных и внешних влияний в линиях связи. Даются технико-экономический анализ различных направляющих систем и рекомендации по их выбору и применению.

Книга рассчитана на инженеров и техников, занимающихся разработкой, проектированием и эксплуатацией линейно-кабельных сооружений связи.

$Г\frac{30602-003}{045(01)-78}60-78$

ББК 32.88
6Ф1

ИБ № 407

Игорь Измайлович Гроднев,
Владимир Осипович Шварцман

ТЕОРИЯ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ СВЯЗИ

Редактор Н. М. Улановская

Художник Б. И. Нестеренко

Художественый редактор А. Б. Николаевский

Технический редактор Г. И. Колосова

Корректор Р. С. Агаян

Сдано в набор 6/V 1977 г. Подп. в печ. 28/III 1978 г.
Т-07508 Формат 60×90/16 Бумага тип. № 2. Гарнит. литерат., печать высокая
18,5 усл.-печ. л. 19,56 уч.-изд. л. Тираж 5 000 экз. Изд. № 17209 Зак. № 103
Цена 1 р. 20 к.
Издательство «Связь», Москва, 101000, Чистопрудный бульвар, д. 2

Типография издательства «Связь» Госкомиздата СССР
Москва, 101000, ул. Кирова, д. 40

ПРЕДИСЛОВИЕ

При создании магистральных, зоновых и городских сетей связи применяют в основном подземные кабельные линии, обладающие большой надежностью и обеспечивающие высокую верность передаваемой информации. Кроме того, на зоновых сетях используются и воздушные линии. По цепям кабельных и воздушных линий связи с помощью многоканальной аппаратуры можно одновременно передавать от нескольких десятков (симметричные кабели и воздушные линии) до нескольких тысяч (коаксиальные кабели) телефонных разговоров. Потребность в передаче все больших объемов информации вызывает необходимость расширения диапазона рабочих частот и использования новых направляющих систем. Поэтому наряду с симметричными и коаксиальными кабелями на линиях связи намечается применение волноводов, линий поверхностной волны, световодов и других видов направляющих систем. Современные направляющие системы должны отвечать следующим требованиям: обладать широким диапазоном частот, позволять передачу всех видов информации, обеспечивать стабильные электрические характеристики, устойчивость и надежность связи и др.

Направляющим системам различных типов посвящено много статей в периодической литературе, учебников и учебных пособий, а также монографий по отдельным вопросам [1, 2, 5, 6, 11, 13, 24, 40]. Эти работы, как правило, посвящены отдельным видам направляющих систем, причем каждая из систем описывается, исходя из наиболее удобных для данной системы физических представлений. При этом применяются различные методы исследований. Цель настоящей книги — освещение основных закономерностей передачи электромагнитной энергии по направляющим системам связи на единой физической основе, сравнение различных конструкций линий передачи и определение предпочтительной области эффективного применения той или иной системы. При этом наряду с объяснением физической сущности явлений, происходящих в различных направляющих системах, делается попытка с помощью единого математического аппарата определить основные количественные закономерности. Авторы стремились довести теоретические результаты до инженерных расчетных формул. Ограниченный объем книги не позволил охватить все вопросы в полной мере. Авторы выражают благодарность канд. техн. наук Н. Г. Фомичеву за тщательное рецензирование и полезные замечания.

Книга предназначается для широкого круга инженерно-технических работников, занимающихся разработкой, проектированием и технической эксплуатацией линейно-кабельных сооружений связи, а также для студентов и аспирантов. Поскольку такая книга создается впервые, она, по-видимому, не свободна от недостатков. Замечания по книге следует направлять в издательство «Связь» (101000, Москва-центр, Чистопрудный бульвар, 2).

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

Направляющие системы представляют собой устройства, предназначенные для передачи электромагнитной энергии в заданном направлении. Направляющими свойствами обладают границы раздела сред с различными электрическими характеристиками, например металл — диэлектрик.

В качестве первой (1812 г.) направляющей системы был использован кабель с изолированными металлическими жилами. Кабельные линии связи прошли долгий путь развития, начало которому положили телеграфные кабели, рассчитанные на передачу сигналов со скоростями несколько десятков бит в секунду. Первые симметричные кабели были рассчитаны на передачу сигналов в спектре тональных частот, а в настоящее время используются в спектре до 550 кГц и выше. С 30-х годов на линиях связи применяют коаксиальные кабели, диапазон использования которых в настоящее время достигает 60 Мгц. Первая воздушная линия появилась в 1854 г. В первое время передача по цепям воздушных линий связи производилась токами тональной частоты, затем спектр используемых частот расширился и в настоящее время достигает 150 кГц.

Стремление к снижению потерь энергии в кабелях связи привело в последние годы к разработке сверхпроводящих коаксиальных кабелей на базе криогенной техники. Наиболее мощные коаксиальные кабельные линии связи обеспечивают одновременную передачу до 100 тыс. телефонных переговоров или несколько десятков телевизионных программ. Стремление к дальнейшему расширению пропускной способности линий связи привело к появлению в 60-х годах волноводов, а в 70-х годах — световодов.

Таким образом, в настоящее время в технике связи используются весьма разнообразные направляющие системы: кабели симметричной и коаксиальной конструкции и воздушные линии связи, уплотняемые в спектре частот от сотен килогерц до десятков мегагерц. На повестке дня стоит применение волноводов (спектр частот $\sim 10^{11}$ Гц) и световодов (спектр частот $\sim 10^{15}$ Гц). Несмотря на разнообразие конструкций направляющих систем и диапазонов используемых частот, при рассмотрении передачи электромагнитной энергии во всех случаях необходимо учитывать следующие процессы: распространение энергии вдоль системы; влияние между системами, находящимися в одной линии связи; внешние влияния на системы связи. Поэтому к направляющим системам предъявляются требования обеспечения передачи сигналов с допустимыми искажениями и при ограниченных помехах, конечно, с учетом обеспечения высокой экономической эффективности системы связи. Это приводит к необходимости изучения как процессов распространения энергии вдоль направляющих систем, так и процессов взаимных и внешних влияний, чтобы на основе выявленных закономерностей уметь создавать оптимальные в технико-экономическом отношении конструкции линейных сооружений связи и методы защиты их от внешних и взаимных влияний.

Условно книгу можно разделить на три части. В первой части (гл. 1—8) на основе единой теории электромагнитных процессов и математического аппарата уравнений Максвелла рассматриваются параметры передачи всех типов направляющих систем, используемых или намечаемых к использованию в технике связи: воздушных и кабельных линий, волноводов, световодов. Поскольку в отдельных случаях получение точных решений уравнений Максвелла не только сложно, но и нецелесообразно, пользуются приближенными решениями, которые получают отдельно для разных соотношений поперечных размеров направляющей системы (D) и длин передаваемых волн (λ). В случае $D \ll \lambda$, что соответствует относительно низким частотам (до 10^8 Гц), справедливы методы теории цепей и телеграфные уравнения. Поэтому этот режим называют квазистационарным. При $D \gg \lambda$, что соответствует очень высоким частотам (свыше 10^{14} Гц), справедливы методы геометрической и волновой оптики. Поэтому этот режим называют квазиоптическим.

В промежуточном между указанными режиме $(D \approx \lambda)$, получившем название резонансного, пользуются полными решениями уравнений Максвелла. С помощью последних получают выражения для параметров передачи, а в некоторых случаях и параметров влияния, являющихся количественными характеристиками процессов передачи и влияния.

Во второй части (гл. 9—17) рассматриваются вопросы влияния электромагнитных полей на цепи воздушных и кабельных линий связи. Вокруг цепей, по которым передается электрическая энергия, образуются электромагнитные поля, поэтому в других цепях, находящихся в этих полях, возникают посторонние напряжения и токи. В зависимости от характера источника электромагнитного поля эти напряжения и токи могут вызывать опасные для аппаратуры и линий связи, а также для обслуживающего персонала воздействия или создавать мешающие действия, снижающие качество передачи.

Источниками внутренних электромагнитных полей являются цепи линий связи, которые могут вызвать помехи в других цепях той же линии. Источниками внешних электромагнитных полей являются высоковольтные линии электропередачи, контактные сети электрифицированных ж. д., электросиловые и рентгеновские установки, системы зажигания двигателей, электросварочные установки, а также разряды атмосферного электричества. Наиболее существенными источниками внешних мешающих и опасных влияний на цепи линий связи являются мощные радиостанции, высоковольтные линии, контактные сети электрифицированных ж. д. и грозовые разряды.

Теория влияния между цепями внутри линий связи развивалась в основном отдельно от теории влияния высоковольтных линий на линии связи. Вопросы теории влияния между цепями воздушных линий связи также рассматривались обособленно от теории симметричных и коаксиальных кабелей. К настоящему времени сложились четыре направления и довольно четко обозначились четыре «частные» теории влияния между цепями линий передачи:

влияние цепей высоковольтных линий на цепи линий связи,

взаимные влияния цепей воздушных линий связи,

взаимные влияния симметричных цепей кабельных линий связи,

взаимные влияния коаксиальных цепей кабельных линий связи.

По-видимому, сохранение такого положения нельзя признать целесообразным, поскольку в основе влияния между цепями любых линий передачи лежит один и тот же процесс — электромагнитная индукция. Поэтому есть все основания для разработки единой общей теории влияния.

Необходимо отметить, что в ходе развития «частных» теорий влияния неоднократно делались попытки их сближения и обобщения (см., например, [18, 24, 36, 38, 39, 41, 44, 51]).

В теории влияния между цепями воздушных линий связи еще в 30-е годы было установлено исключительно большое значение влияния через третьи цепи. К такому же выводу вскоре пришли исследователи влияния между цепями симметричных кабелей. Влияние между коаксиальными цепями с самого начала рассматривается как влияние через третьи цепи. В последние годы установлено, что и при влиянии цепей высоковольтных линий на цепи линий связи влияние через третьи цепи играет весьма существенную роль. Поэтому основной задачей теории влияния является рассмотрение влияния между двумя цепями, находящимися в пучке проводов. В основе решения этой задачи лежат обобщенные телеграфные уравнения. С целью упрощения их решения обычно делают (см., например, [15, 41, 43]) предположения, что отсутствуют обратное влияние подверженных влиянию цепей на влияющие цепи и влияние между третьими цепями.

Разные авторы при решении вышеуказанной системы уравнений делают дополнительные допущения. Например, в [15] решение получено в предположении равенства длин всех трех цепей, постоянства электромагнитных связей по длине и нагрузки первой и второй цепей на волновые сопротивления. В [43] также предполагается равенство длин цепей, постоянства связей по длине и согласованная нагрузка влияющей цепи. В наиболее общем виде решение дано в [24] и [51]. В [24] оно сделано для случая произвольного закона распределения связей между цепями одинаковой длины при согласованных нагрузках первой и второй цепей, а в [51] — при постоянстве связей, при разных длинах взаимовлияющих цепей и произвольных нагрузках всех цепей. Решения, полученные в этих работах, наиболее близки к обобщенной теории, так как первое из них охватывает случаи влияния между цепями воздушных линий связи, цепями симметричных кабелей и, как ниже будет показано, цепями коаксиальных кабелей, а также между цепями высоковольтных линий и линий связи одинаковой длины в самом общем случае сближения (переменная ширина сближения). Второе решение с учетом введения эквивалентной ширины сближения охватывает практически все случаи влияния высоковольтных систем на линии связи при разной их длине.

Для практических целей интересны разнообразные конкретные случаи влияния, подчас сильно отличающиеся один от другого как по характеру влияния, так и по его величине, что обусловлено конструктивными особенностями разных типов линий. С учетом общих и частных вопросов обобщенную теорию взаимного влияния следовало бы разделить на две части: теория перехода энергии между цепями и теория электромагнитных связей. При этом первая часть была бы общей для всех случаев.

Третья часть книги (гл. 18) посвящена вопросам технико-экономического сравнения различных направляющих систем и перспективам их развития.

Вопросы уменьшения взаимных влияний в книге не рассматриваются. Интересующихся отсылаем к книгам П. К. Акульшина [40], М. И. Михайлова [18], И. И. Гроднева и К. Я. Сергейчука [8] и В. О. Шварцмана [24].

НАПРАВЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ, ИХ КОНСТРУКЦИИ И СВОЙСТВА

1.1. КЛАССИФИКАЦИЯ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Направляющая система — это устройство непрерывной конструкции, позволяющее передавать электромагнитную энергию в заданном направлении. Таким канализирующим свойством обладает любая граница раздела сред с различными электрическими свойствами (металл — диэлектрик, диэлектрик — воздух и др.). Поэтому роль направляющей системы могут выполнить как металлическая линия (кабель, волновод), так и диэлектрическая линия из материала $\varepsilon > 1$ (диэлектрический волновод, волоконный световод) и металлодиэлектрическая линия (линия поверхностной волны).

Современные направляющие системы передачи высокочастотной энергии делятся на (рис. 1.1): воздушные линии ВЛ; симмет-

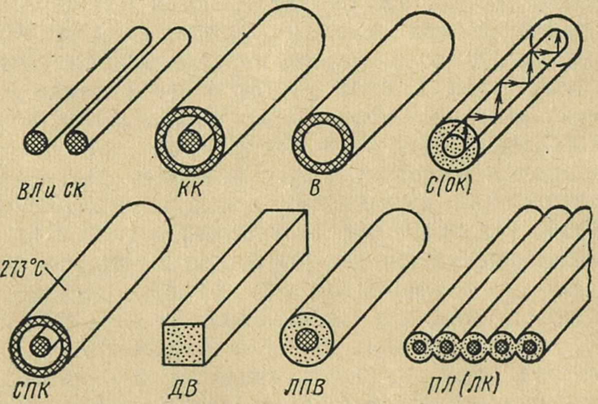


Рис. 1.1. Конструкции различных направляющих систем

ричные кабели СК; коаксиальные кабели КК; сверхпроводящие кабели СПК; волноводы В; световоды С (оптические кабели ОК); линии поверхностной волны ЛПВ; диэлектрические волноводы ДВ; полосковые линии ПЛ (ленточные кабели ЛК). Воздушные линии и симметричные кабели относятся к группе симметричных цепей, отличительной особенностью которых является наличие двух проводников с одинаковыми конструктивными и электрическими свойствами. Известные конструкции симметричных кабелей содержат от 1×2 до 2400×2 под общей защитной оболочкой. В коаксиальном кабеле внутренний проводник концентрически расположен внутри внешнего проводника, имеющего форму полого цилиндра. Внутренний проводник изолируется от внешнего с помощью различных изоляционных прокладок (шайб, баллонов, корделей и др.). Волновод представляет собой полую металлическую трубу круглого или прямоугольного сечения, изготовленную из хорошо проводящего материала. Оптический кабель (волоконный световод) представляет собой тонкую двухслойную нить круглого сечения из стекол с различными оптическими характеристиками. Сверхпроводящий кабель имеет коаксиальную конструкцию весьма малых габаритов, помещенную в условия низких отрицательных температур (—269°С). Линия поверхностной волны представляет собой одиночный металлический проводник, покрытый высокочастотной изоляцией (полиэтиленом). Диэлектрический волновод — это стержень круглого или прямоугольного сечения, выполненный из высокочастотной пластмассы (полиэтилен, стирофлекс). Полосковая линия состоит из плоских ленточных, изолированных друг от друга проводников. Разновидностью ПЛ является ленточный кабель, имеющий большое количество проводников, расположенных в одной плоскости.

Направляющие системы последних двух типов (ДВ и ПЛ) имеют локальное назначение и используются в качестве фидеров передачи энергии на короткие расстояния от антенн к аппаратуре. Линия поверхностной волны (ЛПВ) применяется главным образом для устройства телевизионных ответвлений от магистральных кабельных и радиорелейных линий на ограниченных расстояниях (до 100 км). Остальные направляющие системы служат для передачи современной информации всех видов: телефонной, телеграфной, программ звукового вещания и телевидения, передачи данных, документальных факсимильных сообщений, текста центральных газет и др.

Направляющие системы можно классифицировать, в первую очередь, по длине волны и частотному диапазону их использования. В табл. 1.1 приведены характеристики различных направля-

Таблица 1.1

ЧАСТОТНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Частота, Гц	$0—10^5$	10^6	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}	$10^{12}—10^{14}$	$10^{14}—10^{15}$	$10^{15}—10^{17}$
Длина волны	км	100 м	м	дм	см	мм	ИКЛ	мкм (ОЛ)	УФЛ
Направляющая система	ВЛ	СК	КК, СПК, ЛПВ	КК, СПК, ПЛ	—	В	—	С ОК	—
Радиосредства	РЛ	РЛ	РЛ	РЛ РРЛ	ИСЗ РРЛ	—	—	ЛС	—

ющих систем. Здесь же указаны частоты, используемые для радиолиний (РЛ) и радиорелейных линий (РРЛ), линий, образованных с помощью искусственных спутников Земли (ИСЗ), и линий лазерной связи (ЛС).

На рис. 1.2 приведены частотные диапазоны различных направляющих систем. Из приведенных данных следует, что воздушные

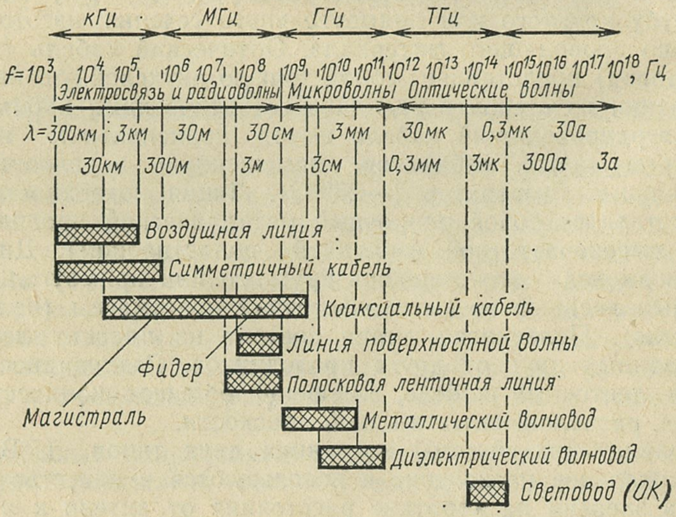


Рис. 1.2. Частотные диапазоны различных направляющих систем

линии связи используются в диапазоне 10^5 Гц, симметричные кабели — в диапазоне 10^6 Гц, а коаксиальные кабели — в диапазоне 10^8 Гц для магистральной связи и в диапазоне до 10^9 Гц для устройства антенно-фидерных трактов. Сверхпроводящие кабели предназначены для использования в частотном диапазоне коаксиальных систем (до 10^9 Гц).

Появление и разработка новых направляющих систем передачи — волноводов и световодов (оптических кабелей) — связаны с освоением новых, более высоких частот миллиметрового и оптического диапазонов. Волноводы предназначены для работы на частотах 10^{11} Гц (миллиметровые волны), а световоды — для работы в видимом спектре (10^{14}—10^{15} Гц), находящемся между инфракрасным (10^{12}—10^{14} Гц) и ультрафиолетовым (10^{15}—10^{17} Гц) спектрами.

Радиолинии используются в диапазоне длинных (до 10^5 Гц), средних (10^5—$1{,}5\cdot10^6$ Гц), промежуточных ($1{,}5\cdot10^6$—$6\cdot10^6$ Гц), коротких ($6\cdot10^6$—$30\cdot10^6$ Гц), а также ультракоротких (10^9 Гц) волн. Радиорелейные линии связи работают на волнах прямой видимости в дециметровом (10^9 Гц) и сантиметровом (10^{10} Гц) диапазонах.

Чем выше диапазон передаваемых по направляющей системе частот, тем большее число каналов можно образовать и тем экономичнее передача. Это наглядно иллюстрируется табл. 1.2, где

Таблица 1.2

ЧИСЛО КАНАЛОВ СВЯЗИ ПО РАЗЛИЧНЫМ НАПРАВЛЯЮЩИМ СИСТЕМАМ

Направляющая система	Частота, Гц	Длина волны	Возможное число каналов ТЧ	Система передачи
Воздушные линии	10^5	км	10	В-12
Симметричный кабель	10^6	100 м	100	К-60; К-120
Коаксиальный кабель	10^8	м	1000—10 000	К-1920; К-3600; К-10800
Волновод	10^{11}	мм	100 000	—
Световод (оптический кабель)	10^{14}	мкм	1 000 000	—

приведены данные о возможном количестве каналов, образуемых по разным направляющим системам с помощью различных систем передачи. Волноводы и световоды, по которым передача осуществляется в диапазоне очень высоких частот, принципиально позволяют образовать огромное число каналов. Однако такие направляющие системы пока еще используются мало. По коаксиальным кабелям уже сейчас работают системы передачи на 1920, 3600 и больше каналов.

К направляющим системам передачи на большие расстояния предъявляются следующие требования:

осуществление передачи на практически необходимые расстояния до 12 500 км и в дальнейшем до 25 000 км;

широкополосность и пригодность для передачи всех видов современной информации частотными и импульсными методами (телефонной, телеграфной, телевидения, передачи данных, передачи газет и т. д.);

защищенность от взаимных влияний и внешних источников помех;

стабильность электрических и механических параметров, устойчивость и надежность связи;

экономичность системы передачи в целом.

1.2. ТИПЫ И КЛАССЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Характер распространения электромагнитных волн в направляющих системах, структура поля и диапазонные свойства систем зависят, прежде всего, от класса волны, используемой для передачи энергии.

Существуют следующие классы волн (рис. 1.3):

поперечно-электромагнитная ТЕМ;

электрическая Е-волна, или поперечно-магнитная ТМ;

магнитная Н-волна, или поперечно-электрическая ТЕ.

Волна TEM — основная волна, содержит только поперечные составляющие электрического E- и магнитного H- полей (продольные составляющие E_z и H_z равны нулю), т. е. силовые линии поля целиком лежат в поперечных плоскостях и в точности повторяют картину силовых линий поля при статическом напряжении и

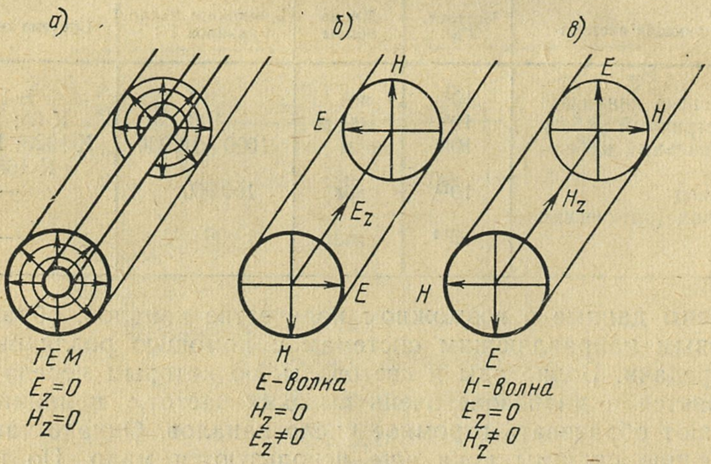


Рис. 1.3. Классы волн:
а) поперечно-электромагнитная (TEM); *б)* электрическая (E); *в)* магнитная (H)

постоянном токе. Волна TEM существует лишь в линиях, содержащих не менее двух изолированных проводников, находящихся под разными потенциалами. Она используется при передаче энергии в сравнительно ограниченном диапазоне частот по проводным системам, где определяющими являются токи проводимости $I_{\text{пр}}$, в частности при передаче по симметричным и коаксиальным цепям и полосковым линиям.

Волны E и H — волны высшего порядка. Они обязательно содержат, кроме поперечных электромагнитных полей ($E_\perp$ и $H_\perp$), по одной продольной составляющей поля; для волн E поле $E_z \neq 0$ и для волн H поле $H_z \neq 0$. Поэтому их силовые линии располагаются как в поперечных, так и в продольных сечениях направляющих систем. Эти волны возбуждаются в весьма высоком диапазоне частот, где определяющими являются токи смещения $I_{\text{см}}$. Они используются при передаче энергии по металлическим и диэлектрическим волноводам и однопроводным линиям.

Процесс передачи основных волн TEM связан с потенциальным полем, а волн высшего порядка E и H — с вихревым полем. Для передачи волны TEM требуются разность потенциалов и соответственно двухмерное поле в сечении, для этого необходима двухпроводная система с проводами, имеющими разные потенциалы, продольные составляющие E_z и H_z в данном случае не нужны. Волны Е и Н можно передавать по однопроводным направляющим системам, например волноводам. Но здесь необходима продольная составляющая поля E_z или H_z, которая задает направление движению энергии вдоль линии. Разность потенциалов создается между полюсами волн, а также между полюсами и стенками волновода. Поэтому по волноводу передаются лишь очень короткие волны. Длина волн должна быть такой, чтобы в сечении волновода уложились целое число полуволн (рис. 1.4) или хотя бы одна полуволна.

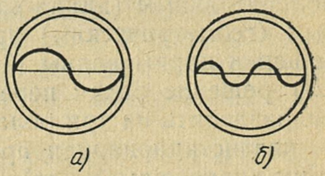


Рис. 1.4. Число полуволн в сечении волновода: *а*) две; *б*) четыре

Кроме перечисленных типов волн, возможно также существование так называемых *гибридных* или *смешанных* волн, которые представляют собой нераздельную сумму волн Е и Н и содержат все шесть компонентов поля, в том числе обе продольные составляющие E_z и H_z. К числу таких смешанных волн относятся поля в световодах и диэлектрических волноводах. Смешанные волны делятся на два класса: НЕ — с преобладанием в поперечном сечении поля Н, ЕН — с преобладанием в поперечном сечении поля Е.

Кроме того, электромагнитные волны делятся по типам. Тип волны, или мода, определяется сложностью структуры, т. е. числом максимумов и минимумов поля в поперечном сечении. Мода обозначается двумя числовыми индексами n и m. Индекс n означает, например, в круглых волноводах число полных изменений поля по окружности волновода, а индекс m — число изменений поля по диаметру.

Любая направляющая система, вдоль оси которой осуществляется передача электромагнитной энергии, должна иметь продольную компоненту вектора Пойнтинга Π_z. Для этого необходимо, чтобы электрические и магнитные поля располагались в поперечной плоскости. Поэтому для любой направляющей системы и для всех классов волн обязательным условием распространения энергии является наличие составляющих $E_\perp$ и $H_\perp$. Применительно к цилиндрической системе координат энергия, распространяющаяся вдоль оси направляющей системы, характеризуется поперечными компонентами электрического (E_r) и магнитного (H_φ) полей, которые с продольной компонентой вектора Пойнтинга (Π_z) составляют правовинтовую систему по правилу буравчика.

1.3. ИСХОДНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

В рамках классической физики уравнения Максвелла позволяют точно решить практически любую электродинамическую задачу, включая передачу сигналов связи по различным направляющим системам в разных диапазонах частот. Однако во многих случаях крайне сложно, а подчас и нецелесообразно искать точные решения на базе электродинамики. Под влиянием запросов практики в свое время были разработаны приближенные методы решения задач различных классов. Такими, наиболее характерными методами, которые можно считать предельными для электродинамики, являются, с одной стороны, методы теории электрических цепей, а с другой стороны, теории геометрической оптики. В первом случае совершается переход от волновых процессов к колебательным (длина волны $\lambda \to \infty$), а во втором случае — к лучевым (геометрическим) процессам ($\lambda \to 0$). В зависимости от соотношения длины волны (λ) и поперечных геометрических размеров (D) решение задач передачи по направляющей системе можно подразделить на три области (табл. 1.3):

квазистационарная при $D/\lambda \ll 1$, соответствующая низкочастотному диапазону ($\lambda \to \infty$). Здесь справедливы методы теории цепей, и расчеты можно вести с помощью обычных телеграфных уравнений, уравнений однородной линии;

Таблица 1.3

КЛАССИФИКАЦИЯ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ D/λ

Процессы	Квазистационарные	Электродинамические (резонансные)	Квазиоптические
Соотношения D и λ	$\frac{D}{\lambda} \ll 1$	$\frac{D}{\lambda} \approx 1$	$\frac{D}{\lambda} \gg 1$
Частоты, Гц	от 0 до 10^{6-8}	10^{9-12}	10^{13-15}
Длины волн	километровые и метровые	сантиметровые и миллиметровые	микронные
Теория	теория цепей	электродинамика	оптика
Явления	колебательные	волновые	лучевые
Уравнение	однородной линии (законы Ома, Кирхгофа)	Максвелла	Гюйгенса, Френеля
Математический аппарат	$\mathrm{rot}\, H = \sigma E$ $\mathrm{rot}\, E = -i\omega\mu H$	$\mathrm{rot}\, H = \sigma E + i\omega\varepsilon E$ $\mathrm{rot}\, E = -i\omega\mu H$	$\mathrm{rot}\, H = i\omega\varepsilon E$ $\mathrm{rot}\, E = -i\omega\mu H$
Тип волны	ТЕМ	Е и Н	НЕ и ЕН
Направляющая система	ВЛ, СК, КК, ПЛ, ЛК	В, ДВ, КК, С, ЛПВ	С, ОК

электродинамическая (резонансная) при $D/\lambda \approx 1$, соответствующая волновым процессам, описываемым полными уравнениями электродинамики — уравнениями Максвелла;

квазиоптическая система при $D/\lambda \gg 1$, охватывающая лучевые процессы геометрической оптики ($\lambda \to 0$).

В квазистационарной области передача ведется на поперечно-электромагнитной волне ТЕМ. В этом случае волновые уравнения электромагнитного поля вырождаются в уравнения электромагнитостатики и могут решаться с помощью законов Ома и Кирхгофа и обычных телеграфных уравнений теории цепей. Это справедливо для частот до 10^{6-8} Гц (метровый диапазон). К этой области относятся двухпроводные воздушные линии, симметричный кабель, полосковые линии, ленточный кабель, а также коаксиальный кабель, работающий на волне ТЕМ.

В электродинамической (резонансной) области передача осуществляется на волнах продольно-электрической Е и продольно-магнитной Н. В этой области работают волноводы, линии поверхностной волны, маломодовые световоды, а также коаксиальные кабели при передаче сверхвысоких частот 10^{10-12} Гц (сантиметровый и миллиметровый диапазоны). Резонансная область наиболее сложна для исследования, так как здесь имеют место резонансные процессы ($\lambda \approx D$). В этом случае необходимо пользоваться классическими методами электродинамики и решать задачу распространения в общем виде.

Квазиоптическая область охватывает методы геометрической (лучевой) оптики и волновой оптики. Здесь приходится иметь дело с лазерными системами, оптическими кабелями, световодами, работающими на смешанных гибридных волнах (ЕН или НЕ) в оптическом диапазоне 10^{14-15} Гц (микронные волны).

1.4. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ

Рассмотрим физические процессы, происходящие при распространении электромагнитных волн по направляющим системам, и попытаемся объяснить процессы передачи энергии, например, по волноводам и кабелям. Почему в обычных проводных линиях (симметричных, коаксиальных) требуется два проводника — прямой и обратный, а в волноводах передача ведется по одному пустотелому проводу — трубе?

Для пояснения процесса распространения энергии по волноводу необходимо оперировать с величинами напряженности электрического и магнитного поля и учитывать картину электромагнитного поля в целом. Теорией электромагнитного поля можно пользоваться также для объяснения процессов распространения энергии и по обычным проводным цепям и кабелям, а также процессов излучения, распространения в воздухе в любом спектре частот — от самых низких до сверхвысоких.

Если к проводникам линии подключить генератор, создающий ЭДС, то между проводниками возникает переменное электромагнитное поле. Это поле, окружая проводники, движется вдоль них со скоростью, близкой к скорости света. Индуцированное напряжение вызывает движение электронов, которое можно обнаружить в виде тока в проводниках. Напряженность электрического поля Е соответствует напряжению U, а напряженность магнитного поля Н — току I. Таким образом, напряжение и ток в линии передачи возникают вследствие изменения электромагнитного поля. Принципиально следует различать токи двух видов: ток проводимости $I_{пр}$ и ток смещения $I_{см}$. Ток проводимости циркулирует в металлических средах, проводниках, кабелях. Ток смещения связан с процессами в изоляции, диэлектрике и, в частности, в атмосфере. В различных направляющих системах передачи, в различных диапазонах частот преобладают $I_{пр}$ или $I_{см}$. Так, в симметричных и коаксиальных кабелях в прямом и обратном проводниках циркулируют токи проводимости $I_{пр}$ (рис. 1.5*а*). При распространении

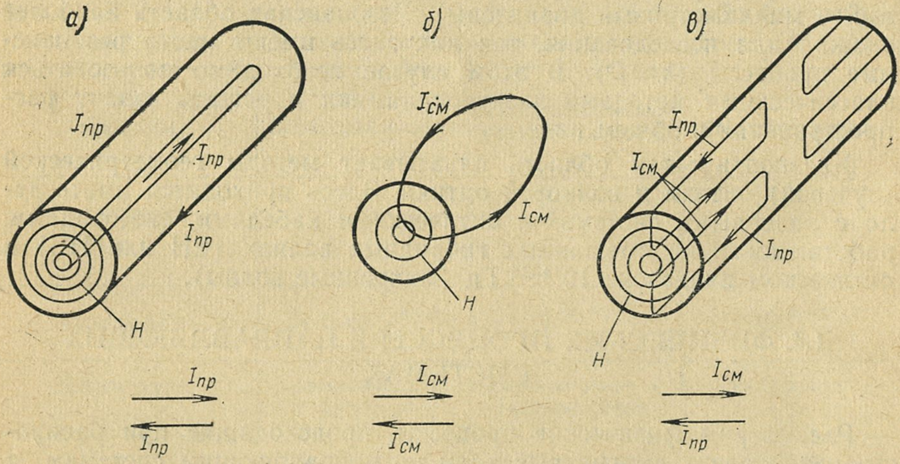


Рис. 1.5. Токи проводимости ($I_{пр}$) и токи смещения ($I_{см}$) при передаче энергии в различных средах:
а) в кабеле; *б*) в атмосфере; *в*) в волноводе

волн в атмосфере (рис. 1.5*б*) действуют (по замкнутым путям) токи смещения $I_{см}$. В волноводах (рис. 1.5*в*) действуют суммарные токи смещения внутри волновода и токи проводимости в его стенках ($I_{см}+I_{пр}$).

Во всех случаях токи $I_{пр}$ и $I_{см}$ являются возбудителями магнитного поля (Н). Изменение магнитного поля вызывает появление электрического поля (Е). В результате образуется электромагнитное поле, являющееся источником распространения энергии в атмосфере, кабелях, волноводах и любых других направляющих системах. Поэтому на основе электромагнитной теории энергию можно передавать по двум проводникам (кабель), по однопроводной системе (полый цилиндр, изолированный провод) и вообще без проводников (радиопередача). При изучении цепей на основе законов Ома и Кирхгофа необходимо было для передачи энергии иметь два проводника: прямой и обратный. Отличие передачи по кабелям (волноводам) от радиопередачи в атмосфере состоит в том, что в первом случае энергия сосредоточена в определенном объеме и канализируется в заданном направлении, а во втором случае нет направляющей системы и энергия распространяется во все стороны.

Различие в источниках и конфигурации поля связано с частотными ограничениями при передаче энергии по различным системам (рис. 1.6). По кабелям (кривая K) передается полоса частот от 0 до f_0, длина волны соизмерима с поперечными размерами кабеля ($f_0 = c/\lambda_0$, где $\lambda_0 \approx D$). При частотах, больших f_0, в открытых кабельных линиях появляются высшие составляющие поля (Е и Н), возникает антенный эффект (излучение) и передача вдоль цепи становится невозможной. В атмосфере (кривая A) распространяются волны весьма широкого диапазона — от длинных волн ($f \geqslant 15$ кГц) до самых коротких (диапазон СВЧ). По волноводу (кривая B) можно передавать только высокочастотные колебания, длина которых меньше или соизмерима с его поперечными размерами, например диаметром в круглом волноводе, т. е. $\lambda \leqslant D$. Критическая длина волны волновода $\lambda_0 \approx D$. Так, при диаметре $D = 6$ см по волноводу можно эффективно передавать все волны короче 6 см. Для передачи волн метрового диапазона потребовалась бы громоздкая труба диаметром в несколько метров, а это, как правило, нецелесообразно.

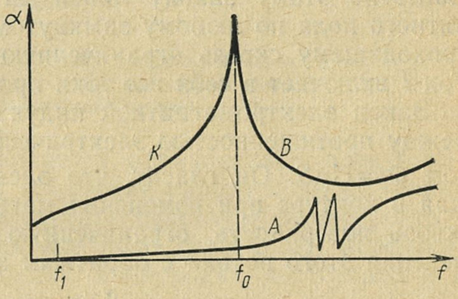


Рис. 1.6. Частотный диапазон передачи в различных средах

Как видно из рис. 1.6, волновод пропускает частоты от $f_0 = c/\lambda$ до самых высоких. Сравнивая частотные диапазоны кабелей и волноводов, следует отметить, что оба типа направляющих систем имеют критическую частоту f_0, определяемую равенством критической длины волны $\lambda_0 = c/f_0$ диаметру поперечного сечения линии ($\lambda_0 = D$). Только в кабелях эта предельная частота связана с появлением волн высшего порядка (Е и Н) и эффектом излучения. Передача по кабелю ведется в диапазоне частот от 0 до f_0, а по волноводу — в диапазоне от f_0 до ∞.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

2.1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Основные уравнения электромагнитного поля — уравнения Максвелла — обобщают два закона электродинамики: закон полного тока и закон электромагнитной индукции. Закон полного тока устанавливает количественное соотношение между напряженностью магнитного поля H и током I:

$$I = \oint \dot{\mathrm{H}}\, dl.$$

Это уравнение называется первым уравнением Максвелла. Согласно этому закону линейный интеграл напряженности магнитного поля по любому замкнутому контуру равен полному току, проходящему сквозь ограниченную этим контуром поверхность. Ток I включает в себя все токи проводимости и смещения.

Закон электромагнитной индукции устанавливает соотношение между протяженностью электрического поля E и магнитным потоком $\Phi = \mathrm{H}\mu S$. Он гласит, что электродвижущая сила, возникающая в контуре при изменении магнитного потока, Ф, проходящего сквозь поверхность, ограниченную контуром, равна скорости изменения этого потока с обратным знаком:

$$\oint \dot{\mathrm{E}}\, dl = -\frac{d\dot{\Phi}}{dt}.$$

Это уравнение называют вторым уравнением Максвелла. Приведенные выше уравнения дают интегральную запись уравнений Максвелла. Однако чаще пользуются уравнениями в дифференциальной форме:

$$\mathrm{rot}\,\dot{\mathrm{H}} = \sigma\dot{\mathrm{E}} + \varepsilon_a \frac{\partial\dot{\mathrm{E}}}{\partial t} = \sigma\dot{\mathrm{E}} + \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a\dot{\mathrm{E}}, \tag{2.1}$$

$$\mathrm{rot}\,\dot{\mathrm{E}} = -\mu_a \frac{d\dot{\mathrm{H}}}{\partial t} = -\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a\dot{\mathrm{H}}, \tag{2.2}$$

где σ, ε_a, μ_a — соответственно проводимость, диэлектрическая проницаемость и магнитная проницаемость среды. Кроме того, пользуются вспомогательными уравнениями

$$\mathrm{div}\,\dot{\mathrm{E}} = \rho, \tag{2.3}$$

$$\mathrm{div}\,\dot{\mathrm{H}} = 0, \tag{2.4}$$

где ρ — объемная плотность зарядов.

В ур-нии (2.1) $\sigma\dot{\mathrm{E}}$ — ток проводимости, $I_{\text{пр}}$, т. е. ток в металлических массах, а $\mathrm{i}\omega\varepsilon_a\dot{\mathrm{E}}$ — ток смещения, $I_{\text{см}}$, т. е. ток в диэлектрике. В металлических средах $I_{пр} \gg I_{см}$, т. е. $i\omega\varepsilon_a\dot{E} \approx \approx 0$, а в диэлектрике $I_{см} \gg I_{пр}$, т. е. $\sigma\dot{E} \approx 0$. Уравнение (2.1) означает, что электрическое поле создает вокруг себя линии магнитного поля (рис. 2.1*а*). Уравнение (2.2) означает, что всякое изме-

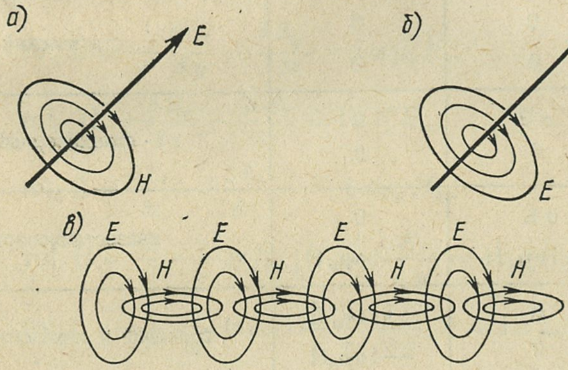


Рис. 2.1. Распространение электромагнитного поля: *а*) появление магнитного поля; *б*) появление электрического поля; *в*) электромагнитное поле

нение магнитного поля сопровождается образованием электрического поля (рис. 2.1*б*). В целом изменение одного поля вызывает появление другого поля и в результате действует и распространяется комплексное электромагнитное поле (рис. 2.1*в*), переносящее энергию в атмосфере, в кабелях, волноводах, световодах и в любых других направляющих системах.

Процессы в металлической среде, проводниках, кабелях описываются уравнениями

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot}\dot{H} &= I_{пр}, \\ \operatorname{rot}\dot{E} &= -i\,\omega\,\mu_a\dot{H}, \end{aligned}\right\} \qquad (2.5)$$

а процессы в диэлектрике, изоляционных оболочках, а также в атмосфере — уравнениями

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot}\dot{H} &= I_{см}, \\ \operatorname{rot}\dot{E} &= -i\,\omega\,\mu_a\dot{H}. \end{aligned}\right\} \qquad (2.6)$$

В зависимости от длин используемых волн (λ) и диапазона частот (f) приходится оперировать с различными режимами передачи, придавая различные значения правым частям уравнений Максвелла (табл. 2.1).

Статический режим соответствует объемным статическим зарядам электрического и магнитного характера. Стационарный режим относится к случаю передачи по проводникам постоянного тока ($\sigma\dot{E}$). Постоянный ток создает магнитное поле ($\operatorname{rot}\dot{H}$), а электрическое поле не индуктируется ($\operatorname{rot}\dot{E}=0$).

Таблица 2.1

УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ ПЕРЕДАЧИ

Уравнения Максвелла			Режим передачи
	Металл	Диэлектрик	
$\operatorname{rot}\dot{H}$	0	0	статический
$\operatorname{rot}\dot{E}$	0	0	
$\operatorname{rot}\dot{H}$	$\sigma\dot{E}$	0	стационарный
$\operatorname{rot}\dot{E}$	0	0	
$\operatorname{rot}\dot{H}$	$\sigma\dot{E}$	0	квазистационарный
$\operatorname{rot}\dot{E}$	$-i\omega\mu_a\dot{H}$	$-i\omega\mu_a\dot{H}$	
$\operatorname{rot}\dot{H}$	0	$i\omega\varepsilon_a\dot{E}$	волновой и квазиоптический
$\operatorname{rot}\dot{E}$	0	$-i\omega\mu_a\dot{H}$	
$\operatorname{rot}\dot{H}$	$\sigma\dot{E}$	$i\omega\varepsilon_a\dot{E}$	электродинамический
$\operatorname{rot}\dot{E}$	$-i\omega\mu_a\dot{H}$	$-i\omega\mu_a\dot{H}$	

Квазистационарный режим охватывает сравнительно медленно изменяющиеся поля, когда токами смещения в диэлектрике можно пренебречь. Этот режим справедлив для частот, при которых длина волны существенно больше, чем поперечные размеры линии ($\lambda > D$). По этим формулам можно рассчитывать различные проводные системы (воздушные линии, симметричные и коаксиальные кабели) в диапазоне частот до 10^8 Гц.

Волновой и квазиоптический режимы описывают процессы в свободном пространстве и диэлектрике, где токи проводимости отсутствуют. Этими формулами пользуются для определения процессов распространения и излучения волн в радиотехнике и в лазерной технике.

Электромагнитный режим относится к области весьма высоких частот и коротких волн, когда необходимо учитывать как токи проводимости, так и токи смещения. Сюда, в первую очередь, относится передача по волноводам, световодам и радиочастотным линиям передачи в области СВЧ (10^{9-12} Гц), т. е. когда длина волны меньше, чем поперечные размеры линий ($\lambda < D$).

Уравнения Максвелла (2.1) и (2.2) можно записать по-другому:

$$\operatorname{rot}\dot{H} = i\omega\varepsilon_a'\dot{E}, \tag{2.7}$$

$$\operatorname{rot}\dot{E} = -i\omega\mu_a\dot{H}, \tag{2.8}$$

где $\varepsilon_a' = \varepsilon_a\left(1 + \frac{\sigma}{i\omega\varepsilon_a}\right) = \varepsilon_a(1 - i\operatorname{tg}\delta)$ — комплексная диэлектрическая проникаемость; δ — угол диэлектрических потерь.

Уравнения Максвелла справедливы для любой системы координат. Для направляющих систем эти уравнения наиболее часто применяются в цилиндрической системе координат:

$$\left.\begin{aligned}
\mathrm{rot}_r \dot{\mathrm{H}} &= \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon'_a E_r;\\
\mathrm{rot}_r \dot{\mathrm{E}} &= \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = \mathrm{i}\,\omega\,\mu_a H_r;\\
\mathrm{rot}_\varphi \dot{\mathrm{H}} &= \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon'_a E_\varphi;\\
\mathrm{rot}_\varphi \dot{\mathrm{E}} &= \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\,\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a H_\varphi;\\
\mathrm{rot}_z \dot{\mathrm{H}} &= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r H_\varphi) - \frac{1}{r}\frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon'_a E_z;\\
\mathrm{rot}_z \dot{\mathrm{E}} &= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r E_\varphi) - \frac{1}{r}\frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -\,\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a H_z.
\end{aligned}\right\} \qquad (2.9)$$

Для решения инженерных задач электродинамики необходимо знать продольные составляющие полей E_z и H_z. Их можно определить следующим образом. Преобразуем ур-ние Максвелла (2.7) к виду

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\dot{\mathrm{H}} = \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon'_a\,\mathrm{rot}\,\dot{\mathrm{E}}.$$

Тогда, используя соотношение $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\dot{\mathrm{H}} = \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\dot{\mathrm{H}} - \nabla^2\dot{\mathrm{H}}$, а также учитывая, что $\mathrm{div}\dot{\mathrm{H}} = 0$, получим

$$\nabla^2\dot{\mathrm{H}} + k^2\dot{\mathrm{H}} = 0,$$

где $k^2 = \omega^2\mu_a\varepsilon'_a$ — волновое число среды.

Поступая аналогично с ур-нием Максвелла (2.8), получим

$$\nabla^2\dot{\mathrm{E}} + k^2\dot{\mathrm{E}} = 0.$$

Отсюда вытекает, что продольные электромагнитные составляющие векторов E_z и H_z удовлетворяют уравнениям

$$\nabla^2 E_z + k^2 E_z = 0, \qquad (2.10)$$

$$\nabla^2 H_z + k^2 H_z = 0. \qquad (2.11)$$

Остальные поперечные составляющие полей по r и φ можно выразить через составляющие E_z и H_z непосредственно из уравнения Максвелла:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Здесь ∇^2 — оператор Лапласа. Тогда для продольных составляющих E_z и H_z в цилиндрической системе получим дифференциальные уравнения второго порядка:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k^2 E_z = 0, \qquad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + k^2 H_z = 0. \qquad (2.13)$$

Допустим, что напряженность электромагнитного поля в направлении оси z меняется по экспоненциальному закону, т. е. $A = A_0 e^{-\gamma z}$, где A — любая составляющая векторов $\dot{E}$ или $\dot{H}$; A_0 — начальная составляющая векторов $\dot{E}$ и $\dot{H}$; γ — коэффициент распространения. Тогда первая и вторая производные будут

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\gamma A_0 e^{-\gamma z} = -\gamma A \quad \text{и} \quad \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = \gamma^2 A.$$

Подставляя полученные значения второй производной в ур-ния (2.12) и (2.13), получим

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + g^2 E_z = 0, \tag{2.14}$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + g^2 H_z = 0, \tag{2.15}$$

где $g^2 = k^2 + \gamma^2 = \omega^2 \mu_a \varepsilon'_a + \gamma^2$; g — поперечное волновое число системы; k — волновое число среды; γ — коэффициент распространения системы.

Полученные уравнения справедливы в общем виде для всех типов волн — продольных E и H и поперечных TEM. Однако для волн TEM, поскольку отсутствуют продольные составляющие E_z и H_z и, следовательно, E_z и H_z не изменяются вдоль оси ($\partial^2 E_z/\partial z^2 = 0$ и $\partial^2 H_z/\partial z^2 = 0$), уравнения упрощаются: $g^2 = 0$ и $k^2 + \gamma^2 = 0$. Следовательно, для всех типов волн можно записать

$$\nabla^2 E_z + g^2 E_z = 0, \tag{2.16}$$

$$\nabla^2 H_z + g^2 H_z = 0, \tag{2.17}$$

Разница лишь в значениях g: для продольных электрических и магнитных волн E и H $g^2 = k^2 + \gamma^2 = \omega^2 \mu_a \varepsilon'_a + \gamma^2$, а для поперечных волн TEM $g = 0$, и следовательно, $\gamma^2 = -k^2$ и $\gamma = i\omega\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}$.

2.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕДАЧИ РАЗЛИЧНЫХ ВОЛН

Используя полученные выше выражения, определим основные характеристики передачи волн различных типов.

Для поперечных электромагнитных волн TEM. Имея в виду, что $E_z = H_z = 0$, можно записать

$$g^2 = \gamma^2 + \omega^2 \mu_a \varepsilon'_a = 0.$$

Тогда коэффициент распространения будет

$$\gamma = \pm i\omega\sqrt{\mu_a \varepsilon'_a}.$$

Или, подставив значение $\varepsilon'_a = \varepsilon_a \left(1 + \frac{\sigma}{i\omega\varepsilon_a}\right)$, получим

$$\gamma = \pm i\omega\sqrt{\mu_a \varepsilon_a \left(1 - i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_a}\right)} = \alpha + i\beta. \tag{2.18}$$

Тогда коэффициент затухания будет

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu_a \varepsilon_a}{2}\left(\sqrt{1+\frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_a^2}} - 1\right)}.$$

и коэффициент фазы

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu_a \varepsilon_a}{2}\left(\sqrt{1+\frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_a^2}} + 1\right)}.$$

Для среды, не обладающей проводимостью ($\sigma=0$), $\alpha=0$, $\beta^2=\omega^2\mu_a\varepsilon_a$; $\gamma=\pm i\beta$. Отсюда следует, что при $\sigma=0$ коэффициент распространения является мнимой величиной и передача происходит без затухания. Соответственно волновое сопротивление, определяемое как отношение напряженности электрического поля к напряженности магнитного поля,

$$Z_{\text{TEM}} = \frac{\gamma}{\omega \varepsilon_a'} = \sqrt{\frac{i\,\omega \mu_a}{\sigma + i\,\omega \varepsilon_a}}. \tag{2.19}$$

Для среды без потерь ($\sigma=0$)

$$Z_{\text{TEM}} = \sqrt{\mu_a/\varepsilon_a}. \tag{2.20}$$

Из полученных выражений следует, что структура поля волны типа ТЕМ не зависит от частоты, т. е. волна ТЕМ не обладает дисперсией.

Для электрических (Е) и магнитных (Н) волн волновые уравнения выражаются ф-лами (2.10) и (2.11). В этом случае

$$g^2 = \omega^2 \mu_a \varepsilon_a' + \gamma^2.$$

Для среды, не обладающей проводимостью ($\sigma=0$), имеем $\varepsilon'_a=\varepsilon_a$; тогда

$$g^2 = \omega^2 \mu_a \varepsilon_a + \gamma^2.$$

Имея в виду, что $\omega = \frac{2\pi}{\lambda} c = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}$, получим

$$g^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \gamma^2 = k^2 + \gamma^2,$$

где $k=2\pi/\lambda=2\pi f/c$ — коэффициент фазы. В этом случае коэффициент распространения будет

$$\gamma = \alpha + i\beta = \pm\sqrt{g^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2} = \pm\sqrt{g^2 - k^2}. \tag{2.21}$$

Из формулы видно, что возможны три случая:

1) при $g>k$ коэффициент распространения γ является вещественной величиной ($g=\alpha$), поле вдоль оси z затухает и распространения энергии не происходит;

2) при $g<k$ величина γ является мнимой величиной ($\gamma=i\beta$) и распространение энергии происходит без затухания;

3) при $g=k=2\pi/\lambda=2\pi f/c$ наступают критические условия, при которых $\gamma=0$. Критическая частота, соответствующая этому случаю, определяется выражением

$$f_0 = \frac{cg}{2\pi} = \frac{g}{2\pi \sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}; \tag{2.22}$$

соответственно длина волны будет

$$\lambda_0 = \frac{c}{f_0} = \frac{2\pi}{g} = \frac{2\pi c}{g} \sqrt{\mu_a \varepsilon_a}. \tag{2.23}$$

Наличие критических условий является особенностью волн Е и Н, которые, в отличие от волны ТЕМ, могут распространяться, только начиная с определенной критической частоты (f_0). Частоты ниже критической ($f<f_0$) и соответственно волны больше критической ($\lambda>\lambda_0$) не могут распространяться в этом случае. Тогда коэффициент распространения для волн Е и Н через критические значения частоты (f_0) и волны (λ_0) может быть выражен следующей формулой:

$$\gamma = \mathrm{i}\, k \sqrt{1-(\lambda/\lambda_0)^2} = \mathrm{i}\, k \sqrt{1-(f_0/f)^2}. \tag{2.24}$$

Волновое сопротивление для электрической волны Е $Z_{\mathrm{E}}=\gamma/\mathrm{i}\omega\varepsilon'_a$ или для среды без проводимости ($\sigma=0$) $Z_{\mathrm{E}}=\gamma/\mathrm{i}\omega\varepsilon_a$. Соответственно через критические значения частоты f_0 и длины волны λ_0 получим

$$Z_{\mathrm{E}} = Z_{\mathrm{TEM}} \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2} = Z_{\mathrm{TEM}} \sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}. \tag{2.25}$$

Волновое сопротивление для магнитной волны Н $Z_{\mathrm{H}}=\mathrm{i}\omega\mu_a/\gamma$ или по-другому: через значения f_0 и λ_0

$$Z_{\mathrm{H}} = \frac{Z_{\mathrm{TEM}}}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2}} = \frac{Z_{\mathrm{TEM}}}{\sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}}. \tag{2.26}$$

Из приведенных формул следует, что в диапазоне частот свыше критической волновое сопротивление электрической волны уменьшается, а магнитной возрастает. При $f=f_0$ волновые сопротивления волн Е и Н будут $Z_{\mathrm{E}}=\infty$, а $Z_{\mathrm{H}}=0$.

Рассмотрим скорость распространения энергии для волн типа ТЕМ, Е и Н. При этом различают скорости двух видов: фазовую $v_{\text{ф}}$ и групповую $v_{\text{гр}}$. Для волн ТЕМ фазовая скорость равна групповой и определяется выражением

$$v_{\text{ф}} = v_{\text{гр}} = \omega/\beta. \tag{2.27}$$

Поскольку для волны ТЕМ $\beta=\omega\sqrt{\mu_a\varepsilon'_a}$, то для среды, не обладающей проводимостью ($\sigma=0$), получим

$$v_{\text{ф}} = v_{\text{гр}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}$$

или через относительные значения μ и ε получим

$$v_\text{ф} = v_\text{гр} = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}}. \qquad (2.28)$$

В свободном пространстве при $\mu=1$ и $\varepsilon=1$ скорость распространения волны равна скорости света ($c=300\,000$ км/с) и не зависит от частоты. Произведение скоростей $v_\text{ф}$ и $v_\text{гр}$ для пространства, не обладающего проводимостью ($\sigma=0$), равно

$$v_\text{ф} v_\text{гр} = \frac{1}{\mu_a \varepsilon_a} = \frac{c^2}{\mu\varepsilon},$$

а при $\mu=\varepsilon=1$ будет $v_\text{ф}v_\text{гр}=c^2$.

Для волн E и H фазовая скорость отличается от групповой. Согласно ф-ле (2.24) коэффициент фазы равен

$$\beta = k\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2} = k\sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}.$$

Отсюда фазовая скорость

$$v_\text{ф} = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}}. \qquad (2.29)$$

Из (2.29) следует, что фазовая скорость волн E и H зависит от частоты, что указывает на наличие дисперсии в этом случае. По абсолютному значению $v_\text{ф}$ в полосе пропускания всегда больше скорости света c и в пределе очень высоких частотах равна скорости света.

Групповая скорость распространения волн E и H определяется формулой

$$v_\text{гр} = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2\mu\varepsilon}}.$$

Для пространства с $\mu=\varepsilon=1$ будем иметь

$$v_\text{гр} = c\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2} = c\sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}. \qquad (2.30)$$

Из (2.30) видно, что в полосе передачи $v_\text{гр}$ всегда меньше c. С увеличением частоты групповая скорость возрастает, стремясь к скорости света при $f\to\infty$. При критической частоте групповая скорость равна нулю и энергия не передается.

2.3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОВОДНИКАХ И ДИЭЛЕКТРИКЕ

Проводник характеризуется наличием тока проводимости $I_\text{пр}=\sigma\dot{E}$, а диэлектрик—током смещения $I_\text{см}=i\omega\varepsilon_a\dot{E}$. Отношение токов смещения и проводимости определяется параметрами среды и пропорционально частоте ($I_{см}/I_{пр}=\omega\varepsilon/\sigma$). В табл. 2.2 приведены параметры различных материалов и сред и даны частоты, при которых действует равенство токов смещения и проводимости ($\sigma=\omega\varepsilon$). В этом случае частота $f=\sigma/2\pi\varepsilon$. Принято считать среду проводящей, когда $I_{см}/I_{пр}=(\omega\varepsilon_a/\sigma)<0,1$. Диэлектрик характеризуется неравенством $I_{см}/I_{пр}=(\omega\varepsilon_a/\sigma)>10$.

Таблица 2.2

ПАРАМЕТРЫ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ И СРЕД

Материал или среда	ε	σ, См/м	f, Гц
Полистирол, полиэтилен	2,4	10^{-14}	10^{-4}
Гетинакс	6	10^{-9}	3
Лед, сухой песок	4	10^{-5}	$5\cdot10^{4}$
Сухая почва	4	10^{-4}	$5\cdot10^{5}$
Пресная вода	80	$2\cdot10^{-3}$	$5\cdot10^{5}$
Влажная земля	20	10^{-2}	10^{7}
Морская вода	80	4	10^{9}
Металлы	~1	$>10^{6}$	$>10^{15}$

Из приведенных данных следует, что металлы практически во всем диапазоне частот, вплоть до оптических (10^{14} Гц), являются проводниками. Диэлектрики (полистирол, полиэтилен, гетинакс и др.) на всех частотах, начиная с промышленной, действуют на основе токов смещения. Естественные среды (почва, вода, лед) обнаруживают проводниковые свойства в области низких частот (до 10^{3} Гц), а при более высоких частотах они действуют как диэлектрики.

Характеристики электромагнитного поля в диэлектрике (проводимость $\sigma=0$) следующие:

уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot}\dot{H}=i\omega\varepsilon_a\dot{E} \text{ и } \operatorname{rot}\dot{E}=-i\omega\mu_a\dot{H};$$

коэффициент распространения $\gamma=i\omega\sqrt{\mu_a\varepsilon_a}$; коэффициент фазы $\beta=\omega\sqrt{\mu_a\varepsilon_a}$; коэффициент затухания $\alpha=0$; скорость распространения $v=\omega/\beta=1/\sqrt{\mu_a\varepsilon_a}$; волновое сопротивление $Z_в=\sqrt{\mu_a/\varepsilon_a}$; в свободном пространстве ($\mu=\varepsilon=1$) $v=c=300\,000$ км/с и $Z_в=376,7$ Ом.

При распространении плоской волны в диэлектрике векторы $\dot{E}$ и $\dot{H}$ взаимоперпендикулярны. Отношение между величинами $\dot{E}$ и $\dot{H}$ характеризуется волновым сопротивлением $Z_в=\dot{E}/\dot{H}$.

Характеристики электромагнитного поля в проводнике ($\sigma\gg\omega\varepsilon_a$) следующие:

уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot}\dot{H}=\sigma\dot{E} \text{ и } \operatorname{rot}\dot{E}=-i\omega\mu_a\dot{H};$$

коэффициент распространения $\gamma=\sqrt{i\omega\mu_a\sigma}$; коэффициент затухания равен коэффициенту фазы $\alpha=\beta=\sqrt{\omega\mu_a\sigma/2}$; скорость распространения $v=\omega/\beta=\sqrt{2\omega/\mu_a\sigma}$; волновое сопротивление $Z_в = \sqrt{i\omega\mu_a/\sigma}=\sqrt{\omega\mu_a/\sigma}\, e^{-i45°}$.

При прохождении переменного тока по проводнику ток распространяется не равномерно по всему сечению, а концентрируется на периферии проводника. Чем выше частота, тем больше вытеснение тока на поверхность. Это явление называется поверхностным эффектом и учитывается через параметр эквивалентной глубины проникновения. Эквивалентная глубина θ — это такая глубина проникновения поля в проводник, при которой поле уменьшается в e=2,718 раза. Величина θ может быть определена из выражения

$$\frac{E_{z0}}{E_{zx}}=\frac{I_0}{I_x}=e^{k\theta}=e^{\sqrt{\frac{\omega\mu_a\sigma}{2}}\theta}\,e^{i\sqrt{\frac{\omega\mu_a\sigma}{2}}\theta},$$

где E_z^0 и I_0 — напряженность поля и величина тока на поверхности проводника; E_{zx} и I_x — то же, на глубине θ; $k=\sqrt{i\omega\mu_a\sigma}$. Тогда при e^1 получим (по модулю)

$$\left|\frac{E_{z0}}{E_{zx}}\right|=\left|\frac{I_0}{I_x}\right|=e^{\sqrt{\frac{\omega\mu_a\sigma}{2}}\theta}=e^1=2{,}718.$$

Соответственно $\sqrt{\omega\mu_a\sigma/2}\cdot\theta=1$ и эквивалентная глубина проникновения определится соотношением

$$\theta=\sqrt{\frac{2}{\omega\mu_a\sigma}}\quad\text{или}\quad\theta=\frac{\sqrt{2}}{k}. \tag{2.31}$$

Из ф-лы (2.31), а также из физических основ поверхностного эффекта следует, что с увеличением частоты передаваемого тока глубина проникновения поля в металл резко уменьшается и составляет доли миллиметра.

2.4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим энергетический баланс энергии электромагнитного поля. Запас энергии в объеме v определяется суммой электрической и магнитной энергии:

$$W=\int\limits_v\left(\frac{\dot{E}\dot{D}}{2}+\frac{\dot{H}\dot{B}}{2}\right)dv=\int\limits_v\left(\frac{\varepsilon_a\dot{E}^2}{2}+\frac{\mu_a\dot{H}^2}{2}\right)dv,$$

где $\varepsilon_a\dot{E}^2/2$ — энергия электрического поля; $\mu_a\dot{H}^2/2$ — энергия магнитного поля.

Эти выражения аналогичны известным формулам электротехники: энергия в конденсаторе $W_C=CV^2/2$, энергия в катушке индуктивности $W_L = LI^2/2$. Используя уравнения Максвелла, можно получить выражение

$$-\frac{\partial}{dt}\int\limits_v \left(\frac{\varepsilon_a \dot{E}^2}{2} + \frac{\mu_a \dot{H}^2}{2}\right) dv = \int\limits_s [\dot{E}\,\dot{H}]\,ds + \int\limits_s \sigma\,\dot{E}^2\,dv, \tag{2.32}$$

где ds — элемент поверхности s, ограничивающий объем v.

Выражение (2.32) носит название теоремы Умова—Пойнтинга. Левая часть выражения характеризует расход электромагнитной энергии за единицу времени, правая — указывает, что расходуется энергия, заключенная в объеме за единицу времени. Первый член правой части представляет собой поток энергии, протекающей в единицу времени через замкнутую поверхность объема v. Количество энергии, протекающей в единицу времени через площадь, перпендикулярную направлению потока энергии, выражается векторной величиной $\Pi = [\dot{E}\dot{H}]$, называемой вектором Пойнтинга. Второй член в соответствии с законом Джоуля—Ленца выражает энергию, преобразовываемую в тепло за единицу времени.

Таким образом, согласно теореме Умова—Пойнтинга изменение запаса электромагнитной энергии, находящейся в некотором объеме v, происходит за счет расхода энергии внутри объема и распространения энергии за пределы объема.

Излучаемая мощность или поступившая в объем через ограничивающую поверхность s равна скалярному произведению вектора Пойнтинга $[\dot{E}\dot{H}]$ и элемента поверхности:

$$\Pi = \int\limits_s [\dot{E}\,\dot{H}]\,ds. \tag{2.33}$$

Взаимосвязь между составляющими вектора Пойнтинга и компонентами электромагнитного поля выражается правилом буравчика, согласно которому направление вектора определяется поступательным движением буравчика, рукоятка которого вращается в плоскости векторов $\dot{E}$ и $\dot{H}$ по кратчайшему направлению от $\dot{E}$ к $\dot{H}$ (составляющих электрического и магнитного полей). Вектор Пойнтинга позволяет установить связь между напряженностями полей Е и Н на поверхности какого-либо объема с потоком энергии, входящей в какой-либо объем или выходящей из него. Например, зная величины Е и Н на поверхности кабеля, можно определить энергию, поглощаемую или излучаемую кабелем.

Таким образом, энергия, распространяющаяся вдоль линии, характеризуется компонентами поля E_r и H_φ, образующими с продольной составляющей вектора Пойнтинга Π_z (рис. 2.2*а*) правовинтовую систему буравчика. В цилиндрической системе координат

$$\Pi_z = \int\limits_0^{2\pi} E_r H_\varphi^* \, r d\varphi.$$

Энергия, излучаемая в окружающее пространство, характеризуется радиальной составляющей вектора Пойнтинга Π_r, связанной с компонентами поля E_z и H_φ (рис. 2.2*б*):

$$\Pi_r = \int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r d\varphi.$$

Энергия, поглощаемая проводниками из окружающего пространства (рис. 2.2*в*), характеризуется продольной составляющей

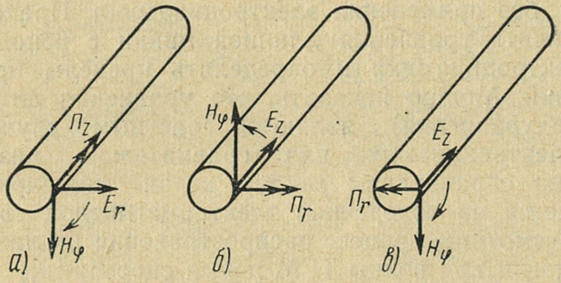


Рис. 2.2. Составляющие вектора Пойнтинга: *а*) распространения; *б*) излучения; *в*) поглощения

электрического поля E_z и тангенциальной составляющей магнитного поля H_φ. Соответственно энергия поглощения для единицы длины цилиндрического проводника выразится через уравнение Пойнтинга:

$$\Pi_r = \int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r\, d\,\varphi. \tag{2.34}$$

В свою очередь, энергия поглощения связана с током I и внутренним сопротивлением Z соотношением $\Pi_r = I^2 Z$. Полное внутреннее сопротивление проводника определится из выражения

$$Z = R + \mathrm{i}\omega L = \frac{1}{I^2}\int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r\, d\,\varphi, \tag{2.35}$$

где R — активное сопротивление проводника; L — внутренняя индуктивность; E_z — продольная составляющая электрического поля на поверхности проводника; H_φ^* — сопряженное зачение тангенциальной составляющей магнитного поля на поверхности проводника; r — радиус проводника.

ПЕРЕДАЧА ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ ТЕМ ПО НАПРАВЛЯЮЩИМ СИСТЕМАМ

3.1. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В настоящее время при изучении процессов передачи электромагнитной энергии по линиям связи широко пользуются уравнениями однородной длинной линии, так называемыми телеграфными уравнениями. Эти уравнения получены на основании обычной теории цепей, без применения электродинамики. Представляет интерес сопоставить уравнения длинной линии с основными положениями электродинамики и определить пределы применимости этих уравнений. Можно показать, что уравнения длинной линии (телеграфные уравнения) являются частным случаем общих уравнений электродинамики для сравнительно низкочастотной области, когда справедливы законы квазистационарного поля и передача ведется на поперечной электромагнитной волне ТЕМ. Для этого рассмотрим процесс распространения по линии поперечной электромагнитной волны ТЕМ двумя способами:

а) решением уравнения Максвелла с использованием составляющих электрических и магнитных полей (E и H);

б) решением уравнений длинной линии с использованием значений токов и напряжений (I и U).

На рис. 3.1*а* показано поле ТЕМ плоской волны в свободном пространстве, распространяющейся перпендикулярно плоскости чертежа. Поле принципиально не изменится, если перпендикулярно линиям электрического поля построить две параллельные, идеально проводящие плоскости (рис. 3.1*б*). Такая пара плоскостей является простейшим примером передающей линии. Поля симметричной и коаксиальной линий можно получить преобразованием данного прямоугольного поля, действующего между двумя плоскостями. Структура поперечной волны принципиально не изменится, если эти плоскости будут деформированы, как показано на рис. 3.1*в* и *г*.. Изгиб обеих плоскостей в одну сторону дает коаксиальную конструкцию, а изгиб в разные стороны — симметричную. Электромагнитные процессы в таких линиях могут решаться на основании уравнений Максвелла для плоской волны ТЕМ.

Из изложенного вытекает, что плоские электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль передающих линий, родственны плоским электромагнитным волнам в свободном пространстве. Поэтому можно применить ранее приведенные преобразования уравнений Максвелла для распространения волны ТЕМ в свободном пространстве при рассмотрении процессов передачи ТЕМ по однородным линиям. Поставленную задачу — распространение волны ТЕМ по направляющим системам — удобно решать в два этапа: во-первых, рассмотреть идеализированную линию с проводниками, обладающими бесконечной проводимостью; во-вторых, изучить реальную кабельную линию с учетом конечной проводи-

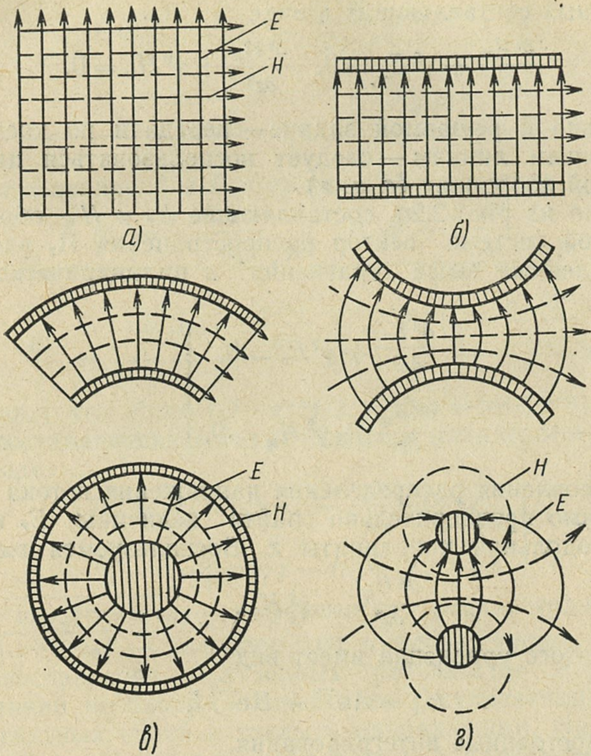


Рис. 3.1. Поперечная электромагнитная волна: *а*) в свободном пространстве; *б*) между проводящими плоскостями; *в*) преобразование в коаксиальную цепь; *г*) преобразование в симметричную цепь

мости и потерь в проводниках, а также процессов, связанных с соседними проводниками, наличием оболочек, брони и др.

3.2. УРАВНЕНИЕ ДЛИННОЙ ЛИНИИ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Рассмотрим процесс распространения плоской электромагнитной волны ТЕМ вдоль однородной линии коаксиальной и симметричной конструкции.

Ранее показано, что на основе уравнения Максвелла получается волновое уравнение второго порядка в виде

$$\left.\begin{aligned} \nabla^2 E + \gamma^2 E = 0, \\ \nabla^2 H + \gamma^2 H = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (3.1)$$

где γ—коэффициент распространения $\gamma = \alpha + i\beta = \sqrt{i\omega\mu_a(\sigma + i\omega\varepsilon_a)}$.

Поскольку у плоской однородной волны ТЕМ продольные составляющие полей отсутствуют ($E_z=0$ и $H_z=0$) и после постоянно в плоскости $X-Y$, т. е. $\partial/\partial x=\partial/\partial y=0$, получаем выражения для поперечных составляющих в виде

$$\frac{\partial^2 E_x}{dz^2}+\gamma^2 E_x=0,\quad \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}+\gamma^2 H_y=0.$$

Применительно к решаемой задаче — передачи по коаксиальным и симметричным линиям — следует воспользоваться цилиндрической системой координат (r, φ, z).

Как видно из рис. 2.2a, составляющие E_r и H_φ образуют по правовинтовой системе вектор распространения Π_z вдоль оси z. Тогда приведенные выше уравнения в цилиндрической системе запишутся

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial^2 E_r}{dz^2}+\gamma^2 E_r=0,\\&\frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial z^2}+\gamma^2 H_\varphi=0,\end{aligned}\right\}\tag{3.2}$$

Для установления распределения напряжения и тока вдоль линии необходимо предварительно найти величины E_r и H_φ как функцию продольной координаты z. Воспользуемся выражением

$$\frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial z^2}=\gamma^2 H_\varphi.\tag{3.3}$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$H_\varphi=A\,e^{\gamma z}+B\,e^{-\gamma z},\tag{3.4}$$

где A и B—постоянные интегрирования.

Дифференцируя выражение (3.4), получим

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial z}=\gamma\left(A\,e^{\gamma z}-B\,e^{-\gamma z}\right).$$

Используя уравнение $\partial H_\gamma/\partial z=-(\sigma+i\omega\varepsilon_a)E_r$, получаем

$$\gamma\left(A\,e^{\gamma z}-B\,e^{-\gamma z}\right)=-(\sigma+i\,\omega\,\varepsilon_a)\,E_r.$$

Обозначив волновое сопротивление среды

$$Z_в=\frac{\gamma}{\sigma+i\,\omega\,\varepsilon_a}=\frac{\sqrt{i\,\omega\mu_a\,(\sigma+i\,\omega\,\varepsilon_a)}}{\sigma+i\,\omega\varepsilon_a}=\sqrt{\frac{i\,\omega\,\mu_a}{\sigma+i\,\omega\varepsilon_a}},$$

получим

$$A\,e^{\gamma z}-B\,e^{-\gamma z}=-\frac{E_r}{Z_в}.$$

Тогда имеем два уравнения с двумя неизвестными:

$$\left.\begin{aligned}&H_\varphi=A\,e^{\gamma z}+B\,e^{-\gamma z},\\&\frac{E_r}{Z_в}=-A\,e^{\gamma z}+B\,e^{-\gamma r}.\end{aligned}\right\}\tag{3.5}$$

Для нахождения постоянных интегрирования A и B воспользуемся граничными условиями — значениями Н и Е в начале линии ($z=0$). Тогда при $z=0$

$$H_\varphi(0) = A + B, \quad \frac{E_r(0)}{Z_в} = -A + B.$$

Отсюда
$$A = \frac{H_\varphi(0) - \dfrac{E_r(0)}{Z_в}}{2}, \quad B = \frac{H_\varphi(0) + \dfrac{E_r(0)}{Z_в}}{2}.$$

Подставляя значения A и B в ур-ния (3.5), получим

$$H_\varphi = \frac{H_\varphi(0) - \dfrac{E_r(0)}{Z_в}}{2} e^{\gamma z} + \frac{H_\varphi(0) + \dfrac{E_r(0)}{Z_в}}{2} e^{-\gamma z},$$

$$\frac{E_r}{z} = \frac{-H_\varphi(0) - \dfrac{E_r(0)}{Z_в}}{2} e^{\gamma z} + \frac{H_\varphi(0) + \dfrac{E_r(0)}{Z_в}}{2} e^{-\gamma z}.$$

Имея в виду, что $\operatorname{sh} x = (e^x - e^{-x})/2$ и $\operatorname{ch} x = (e^x + e^{-x})/2$, получим значения составляющих электрического и магнитного полей в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned} H_\varphi &= H_\varphi(0)\operatorname{ch}\gamma z - \frac{E_r(0)}{Z_в}\operatorname{sh}\gamma z, \\ E_r &= E_r(0)\operatorname{ch}\gamma z - H_\varphi(0) Z_в \operatorname{sh}\gamma z, \end{aligned}\right\} \tag{3.6}$$

где $\gamma = \sqrt{i\omega\mu_a(\sigma + i\omega\varepsilon_a)}$ — коэффициент распространения; $Z_в = \sqrt{i\omega\mu_a/(\sigma + i\omega\varepsilon_a)}$ — волновое сопротивление среды.

Для сопоставления полученных результатов с уравнениями длинных линий необходимо перейти от составляющих электрических и магнитных полей к токам и напряжениям. Напряженность магнитного поля Н соответствует току I, а напряженность электрического поля Е напряжению U.

3.3. УРАВНЕНИЕ ДЛИННОЙ ЛИНИИ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ЦЕПЕЙ

Рассмотрим однородную длинную линию с первичными параметрами: активным сопротивлением R, индуктивностью L, емкостью C и проводимостью изоляции G (рис. 3.2). Параметры R и L, включенные последовательно (продольно), образуют суммарное сопротивление $Z = R + i\omega L$, а параметры G и C (поперечные) — суммарную проводимость $Y = G + i\omega C$. Из указанных четырех параметров лишь R и G обусловливают потери энергии: первый — тепловые потери в проводниках и других металлических частях

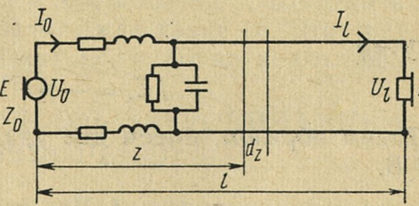


Рис. 3.2. К выводу уравнения длинной линии

кабеля (экране, оболочке, броне), второй — потери в изоляции. В начале цепи имеется генератор с сопротивлением Z_0, в конце — нагрузка Z_l. Обозначим напряжение и ток в начале цепи U_0, I_0, в конце U_l, I_l. Выделим на расстоянии z от начала цепи бесконечно малый участок dz. Обозначим ток, проходящий по элементу цепи dz, через I, а напряжение между проводниками через U. Тогда падение напряжения на участке dz будет равно

$$-\frac{\partial U}{\partial z}=I(R+\mathrm{i}\,\omega L). \tag{3.7}$$

Утечка тока на участке

$$-\frac{\partial I}{\partial z}=U(G+\mathrm{i}\,\omega C). \tag{3.8}$$

Для решения этих уравнений относительно U и I исключим сначала величину I из первого уравнения, взяв вторую производную

$$-\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=\frac{\partial I}{\partial z}(R+\mathrm{i}\,\omega L).$$

Подставив в это выражение ур-ние (3.8), получим

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=U(R+\mathrm{i}\,\omega L)(G+\mathrm{i}\,\omega C). \tag{3.9}$$

Обозначим $\gamma=\sqrt{(R+j\omega L)\,(G+\mathrm{j}\omega C)}$. Тогда получим

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=\gamma^2 U. \tag{3.10}$$

Решение этого уравнения имеет вид $U=A\mathrm{e}^{\gamma z}+B\mathrm{e}^{-\gamma z}$. Дифференцируя это уравнение, получим выражение для тока:

$$\frac{\partial U}{\partial z}=A\gamma\mathrm{e}^{\gamma z}-B\gamma\mathrm{e}^{-\gamma z}=\gamma\left(A\mathrm{e}^{\gamma z}-B\mathrm{e}^{-\gamma z}\right).$$

Подставив это выражение в ур-ние (3.7), получим

$$-I(R+\mathrm{i}\,\omega L)=\gamma\left(A\mathrm{e}^{\gamma z}-B\mathrm{e}^{-\gamma z}\right)$$

или, обозначив

$$Z_\text{в}=\frac{R+\mathrm{i}\,\omega L}{\gamma}=\sqrt{\frac{R+\mathrm{i}\,\omega L}{G+\mathrm{i}\,\omega C}}, \tag{3.11}$$

получим

$$I Z_\text{в}=-A\mathrm{e}^{\gamma z}+B\mathrm{e}^{-\gamma z}.$$

Таким образом, имеем два уравнения с двумя неизвестными — A и B:

$$\left.\begin{aligned}U&=A\mathrm{e}^{\gamma z}+B\mathrm{e}^{-\gamma z},\\ I Z_\text{в}&=-A\mathrm{e}^{\gamma z}+B\mathrm{e}^{-\gamma z}.\end{aligned}\right\} \tag{3.12}$$

Для нахождения A и B воспользуемся значениями тока и напряжения в начале цепи (при $z=0$) U_0 и I_0. Тогда ур-ния (3.12) примут вид

$$U_0 = A + B; \quad I_0 Z_в = -A + B.$$

Отсюда

$$A = \frac{U_0 - I_0 Z_в}{2}; \quad B = \frac{U_0 + I_0 Z_в}{2}. \tag{3.13}$$

Подставляя значения A и B в ур-ние (3.12), получим

$$U = \frac{U_0 - I_0 Z_в}{2} e^{\gamma z} + \frac{U_0 + I_0 Z_в}{2} e^{-\gamma z},$$

$$I = -\frac{U_0 - I_0 Z_в}{2} e^{\gamma z} + \frac{U_0 + I_0 Z_в}{2} e^{-\gamma z}.$$

Произведя соответствующие преобразования и имея в виду, что $\mathrm{ch}\gamma z = (e^{\gamma z} + e^{-\gamma z})/2$ и $\mathrm{sh}\gamma z = (e^{\gamma z} - e^{-\gamma z})/2$, получим значения напряжения и тока в любой точке цепи z:

$$\left.\begin{aligned} U_z &= U_0 \mathrm{ch}\,\gamma z - I_0 Z_в \mathrm{sh}\,\gamma z, \\ I_z &= I_0 \mathrm{ch}\,\gamma z - \frac{U_0}{Z_в} \mathrm{sh}\,\gamma z. \end{aligned}\right\} \tag{3.14}$$

В конце цепи $z=l$ получим

$$\left.\begin{aligned} U_l &= U_0 \mathrm{ch}\,\gamma l - I_0 Z_в \mathrm{sh}\,\gamma l, \\ I_l &= I_0 \mathrm{ch}\,\gamma l - \frac{U_0}{Z_в} \mathrm{sh}\,\gamma l. \end{aligned}\right\} \tag{3.15}$$

На практике удобнее пользоваться выражениями, устанавливающими зависимость напряжения и тока в начале цепи от напряжения и тока в конце цепи. В этом случае, решая ур-ния (3.15) относительно U_0 и I_0, получим

$$\left.\begin{aligned} U_0 &= U_l \mathrm{ch}\,\gamma l + I_l Z_в \mathrm{sh}\,\gamma l, \\ I_0 &= I_l \mathrm{ch}\,\gamma l + \frac{U_l}{Z_в} \mathrm{sh}\,\gamma l. \end{aligned}\right\} \tag{3.16}$$

Уравнения (3.14) — (3.16) устанавливают взаимную связь токов и напряжений с параметрами цепи R, L, C и G или γ и $Z_в$ и позволяют определить напряжения и ток в любой точке цепи в зависимости от значений U и I в начале или конце ее. Эти уравнения справедливы при любых нагрузках (Z_0 и Z_l) на концах цепи.

3.4. СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ И ТЕОРИИ ЦЕПЕЙ

Сравнивая уравнения, полученные электродинамическим методом для волны ТЕМ и методом теории длинной линии, можно установить: оба метода дают идентичные результаты. Закон передачи энергии вдоль линии можно характеризовать как через электромагнитные поля, так и токи (напряжения). Имеется разница лишь в значениях характеристических параметров γ и $Z_в$:

по электродинамическому методу

$$\left.\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a(\sigma+\mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a)}\,, \\ Z_в &= \sqrt{\frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a}{\sigma+\mathrm{i}\,\omega\varepsilon_a}}, \end{aligned}\right\} \qquad (3.17)$$

по методу теории цепей

$$\left.\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{(R+\mathrm{i}\,\omega L)(G+\mathrm{i}\,\omega C)}\,, \\ Z_в &= \sqrt{\frac{R+\mathrm{i}\,\omega L}{G+\mathrm{i}\,\omega C}}. \end{aligned}\right\} \qquad (3.18)$$

Анализируя формулы расчета γ и $Z_в$ видим, что структура их совершенно аналогична. Только при решении электродинамическим методом в формулы входят параметры среды (μ, σ, ε), а при решении методом длинной линии уравнения содержат первичные параметры линии (R, L, C, G). Это обусловлено тем, что в первом случае принимались проводники идеальной конструкции с бесконечной проводимостью и поэтому активные тепловые потери в них отсутствуют. Все это позволяет признать, что уравнения длинной линии (телеграфные уравнения) и электродинамические уравнения дают аналогичные результаты и поэтому и те и другие уравнения можно применять при расчетах и конструировании линий передачи электромагнитной энергии. Однако следует иметь в виду, что эти уравнения можно использовать лишь при передаче поперечной электромагнитной волны ТЕМ. Для волн продольно-электрического Е и продольно-магнитного Н типов уравнения длинной линии не пригодны. Этими условиями и ограничиваются частотно-волновые области использования уравнения длинной линии. Их можно применять при длинах волн λ, больших, чем поперечное сечение линии $D(\lambda \gg D)$ и соответственно при частотах $f \ll c/D$. Применительно к существующим конструкциям коаксиальных кабелей и симметричных цепей (воздушных и кабельных) это охватывает диапазон частот до 10^6—10^8 Гц.

Рассмотрим более подробно физический смысл вторичных параметров линии γ и $Z_в$, а также параметр v—скорость распространения энергии по линии.

3.5. ВТОРИЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ

Уравнения однородной линии при согласованных нагрузках. Ранее полученные уравнения справедливы при любых нагрузках (Z_0 и Z_l) на концах линии. При согласованных нагрузках $Z_0 = Z_l = Z_в$ и $U_0/I_0 = U_l/I_l = Z_в$ ур-ния (3.14)—(3.16) упрощаются и принимают вид

$$\left.\begin{aligned} U_z &= U_0 e^{-\gamma z}; \quad U_0 = U_l e^{\gamma l}; \quad U_l = U_0 e^{-\gamma l}, \\ I_z &= I_0 e^{-\gamma z}; \quad I_0 = I_l e^{\gamma l}; \quad I_l = I_0 e^{-\gamma l}. \end{aligned}\right\} \qquad (3.19)$$

Практически наиболее часто пользуются уравнениями вида

$$\frac{U_0}{U_l} = e^{\gamma l} \text{ и } \frac{I_0}{I_l} = e^{\gamma l}. \tag{3.20}$$

Аналогично для мощности $P = UI$ получим

$$\frac{P_0}{P_l} = e^{2\gamma l}. \tag{3.21}$$

Таким образом, получены уравнения однородной кабельной цепи в общем виде при любых нагрузках по концам (3.14) — (3.16) и при согласованных нагрузках (3.19) — (3.21). Из приведенных формул следует, что распространение энергии по линии, ток и напряжение в любой точке цепи обусловлены двумя параметрами: γ и $Z_в$.

Волновое сопротивление. Параметры $Z_в$ и γ широко используются для оценки эксплуатационно-технических качеств линий связи. Волновое сопротивление $Z_в$ — это сопротивление, которое встречает электромагнитная волна при распространении вдоль однородной линии без отражения, т. е. при условии, что на процесс передачи не влияют несогласованности на концах линии. Оно свойственно данному типу кабеля и зависит лишь от его первичных параметров и частоты передаваемого тока.

Электромагнитную волну можно представить в виде двух волн: волны напряжения, соответствующей электрической энергии, и волны тока, соответствующей магнитной энергии. Количественное соотношение, имеющее место между этими волнами в линии, и есть волновое сопротивление цепи. Из данного выше определения $Z_в$ следует, что при этом необходимо рассматривать лишь падающую (движущуюся вперед) электромагнитную волну: $Z_в = U_п/I_п$.

Если в линии выделить отдельно отраженную волну, то она, двигаясь к началу линии, также будет встречать сопротивление, равное волновому сопротивлению: $Z_в = U_{от}/I_{от}$.

Волновое сопротивление рассчитывается по формуле

$$Z_в = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}}.$$

По своей физической природе, что также следует из приведенной формулы, величина $Z_в$ не зависит от длины кабельной линии и постоянна в любой точке цепи. В общем виде волновое сопротивление является комплексной величиной и может быть также выражено через его действительную и мнимую части:

$$Z_в = |Z_в| e^{i\varphi_в} = |Z_в| \cos\varphi_в + i\,|Z_в| \sin\varphi_в.$$

Коэффициент распространения. Электромагнитная энергия, распространяясь вдоль кабельной линии, уменьшается по величине от начала к концу линии. Уменьшение или затухание энергии объясняется потерями ее в цепи передачи. Следует различать два вида потерь энергии. Прежде всего это потери в металле. При прохождении тока по кабельной цепи происходит нагревание токопроводящих жил и создаются тепловые потери энергии. С ростом частоты эти потери увеличиваются: чем больше активное сопротивление цепи, тем больше потери энергии в металле. Затем имеют место потери в диэлектрике. Эти потери энергии обусловлены несовершенством применяемых диэлектриков (бумаги, резины и др) и затратами энергии на диэлектрическую поляризацию ($G = \omega C \operatorname{tg}\delta$). Все эти потери учитываются посредством коэффициента распространения γ.

Коэффициент распространения γ является комплексной величиной и может быть представлен в виде суммы действительной и мнимой частей ее:

$$\gamma = \alpha + i\beta = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}\,. \tag{3.22}$$

Уравнение для тока и напряжения можно представить в следующем виде:

$$\frac{U_0}{U_l} = \frac{I_0}{I_l} = e^{(\alpha + i\beta)l} = e^{\alpha l} e^{i\beta l} = A e^{i\varphi}.$$

Модуль этого выражения $A = e^{\alpha l}$ характеризует уменьшение абсолютного значения тока или напряжения при прохождении по линии длиной l. Угол $\varphi = \alpha l$ характеризует изменение угла векторов тока или напряжения на этом же участке линии длиной l. Аналогичные выражения для мощностей имеют вид

$$\frac{P_0}{P_l} = e^{2\gamma l} = e^{2\alpha l} e^{i2\beta l}. \tag{3.23}$$

Следовательно, действительная часть αl коэффициента распространения показывает уменьшение электромагнитной энергии в конце линии по сравнению с началом:

$$\frac{U_0}{U_l} = \frac{I_0}{I_l} = e^{\alpha l}, \quad \frac{P_0}{P_l} = e^{2\alpha l}. \tag{3.24}$$

Мнимая часть выражения показывает изменение фазы (угла) при распространении энергии по цепи:

$$\left.\begin{aligned} \beta l &= \varphi_{0U} - \varphi_{lU} = \varphi_{0I} - \varphi_{lI}, \\ 2\beta l &= \varphi_{0P} - \varphi_{lP}\,. \end{aligned}\right\} \tag{3.25}$$

При передаче сигналов связи параметры α и β характеризуют соответственно затухание и изменение фаз тока, напряжения и мощности на участке кабельной цепи длиной 1 км и называются коэффициентом затухания и коэффициентом фазы. Коэффициент затухания измеряется в дБ/км, а коэффициент фазы — в рад/км. Характер изменения тока вдоль однородной цепи изображен на рис. 3.3. Для расчета параметров кабельных линий можно пользоваться приближенными формулами, приведенными в табл. 3.1.

На рис. 3.4 приведены типовые частотные зависимости коэффициента затухания и коэффициента фазы кабеля. Коэффициент за-

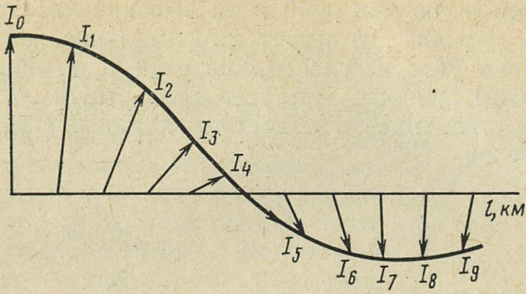


Рис. 3.3. Характер изменения тока вдоль однородной линии

тухания α, равный при постоянном токе $\sqrt{RG}$, вначале возрастает резко, а затем более плавно. Коэффициент фазы β растет от нуля почти по прямолинейному закону.

Таблица 3.1

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ВТОРИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЕРЕДАЧИ КАБЕЛЕЙ СВЯЗИ

Соотношение между величинами R и ωL	Расчетные формулы			Область применения
	α, Нп/км	β рад/км	$Z_в$, Ом	
$\omega L = 0$ $\omega C = 0$	$\sqrt{RG}$	0	$\sqrt{\frac{R}{G}}$	Постоянный ток ($f = 0$)
$\frac{R}{\omega L} > 50$ $\frac{R}{\omega L} > 5$	$\sqrt{\frac{\omega RC}{2}}$ $\sqrt{\frac{\omega C}{2}(R - \omega L)}$	$\sqrt{\frac{\omega RC}{2}}$	$\sqrt{\frac{R}{\omega C}}\, e^{-i45^\circ}$	Тональные частоты ($f = 800$ Гц)
$\frac{\omega L}{R} > 3{,}5$	$\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}$	$\omega\sqrt{LC}$	$\sqrt{\frac{L}{C}}$	Высокие частоты и кабели с повышенной индуктивностью
$0{,}3 < \frac{R}{\omega L} < 5$	$\gamma = \alpha + i\beta = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}$		$\sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}}$	Промежуточные частоты

Примечание. Для получения α в дБ/км необходимо полученное значение умножить на переводной коэффициент 8,69.

Общий вид частотной зависимости волнового сопротивления цепи кабеля иллюстрируется графиком, изображенным на рис. 3.5. Модуль волнового сопротивления $Z_в$ с изменением частоты уменьшается от значения $\sqrt{R/G}$ при ($f=0$) до $\sqrt{L/C}$ и сохраняет эту величину во всей области высоких частот. Угол волнового сопротивления равен нулю при $f=0$ и на высоких частотах, а на средних частотах ($f \approx 800$ Гц) имеет максимальное значение. В кабельных линиях угол всегда отрицателен и по абсолютной величине не превышает 45°, что свидетельствует о преобладании емкостной составляющей и емкостном характере волнового сопротивления кабелей.

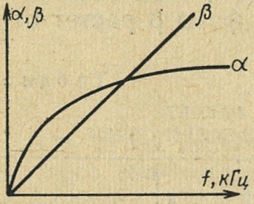


Рис. 3.4. Частотная зависимость коэффициента затухания (α) и коэффициента фазы (β)

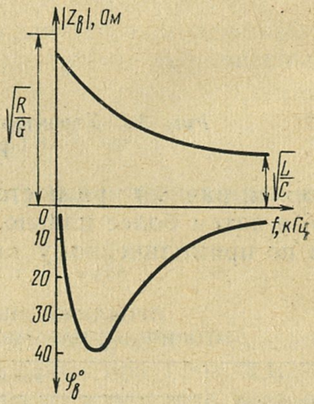


Рис. 3.5. Частотная зависимость волнового сопротивления

Скорость распространения электромагнитной энергии по цепям связи. Электромагнитная энергия распространяется по линии с определенной скоростью. Посланный в линию сигнал достигает конца ее лишь через соответствующий промежуток времени. Скорость передачи зависит от параметров цепи и частоты тока и определяется как $v=\omega/\beta$. Как видно из этой формулы, скорость распространения является функцией частоты $f=\omega/2\pi$ и коэффициента фазы, который в свою очередь зависит от первичных параметров линии.

Таким образом, если затухание цепи определяет качество и дальность связи, то коэффициент фазы обусловливает скорость движения энергии по линии. В диапазоне высоких частот, когда $\beta=\omega\sqrt{LC}$, скорость не зависит от частоты и определяется лишь параметрами кабеля:

$$v=\frac{\omega}{\beta}=\frac{1}{\sqrt{LC}}. \qquad (3.26)$$

При постоянном токе

$$v=1/\sqrt{LC}\left|\frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{LG}{RC}}+\sqrt{\frac{RC}{LG}}\right)\right.. \qquad (3.27)$$

На рис. 3.6 представлена частотная зависимость скорости распространения электромагнитной энергии по кабельным линиям.

Анализируя приведенные выше формулы и кривые, можно отметить, что с возрастанием частоты скорость распространения электромагнитной энергии по кабельным линиям также существенно возрастает. Скорость распространения электромагнитной энергии по линии при постоянном токе составляет примерно 10 000 км/с, а при токах высоких частот — 20 000 км/с, приближаясь к скорости света ($c=$ $=300\,000$ км/с).

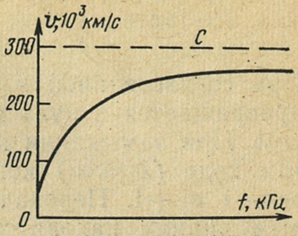


Рис. 3.6. Частотная зависимость скорости распространения энергии

3.6. СВОЙСТВА НЕОДНОРОДНЫХ ЛИНИЙ

Рассмотренные выше явления относились к линии, однородной по своим электрическим характеристикам на всем протяжении и нагруженной по концам аппаратурой с сопротивлением, равным волновому ($Z_0=Z_l=Z_в$). В этом случае отраженных электромагнитных волн нет, и вся передаваемая энергия полностью поглощается приемником, электрические процессы в линии описываются упрощенными уравнениями, а затухание линии определяется ее собственным затуханием. Поскольку кабельная линия однородна и нагрузки согласованы, сопротивление в любой ее точке одинаково и равно волновому. Такое состояние линии наиболее благоприятно для прохождения сигналов связи, и его стремятся создать в практике устройства магистралей связи большой протяженности.

Значительно более сложные электромагнитные процессы возникают в неоднородных линиях и при несогласованных нагрузках. В местах электрических несоответствий возникают отраженные волны, за счет которых создаются обратный и попутный потоки. Следовательно, в приемник поступает лишь часть энергии, по абсолютной величине меньшая, чем при согласованной нагрузке. В неоднородной линии отраженные волны искажают частотную характеристику собственного волнового сопротивления кабеля. Подключенный ко входу цепи измерительный прибор покажет уже не волновое, а входное сопротивление $Z_{вх}$ цепи, характеризующее новое электрическое состояние линии. Затухание неоднородной линии представляет собой суммарную величину, включающую, кроме собственного затухания кабеля, также затухание за счет неоднородности электрических характеристик цепи. Дальность связи по такой кабельной линии будет обусловливаться не собственным затуханием линии $a=\alpha l$, а ее рабочим затуханием $a_р$.

Количественное соотношение между энергией, поступившей к приемнику и отраженной, зависит от соотношений сопротивлений приемника Z_l и волнового $Z_в$ и характеризуется коэффициентом отражения

$$p = \frac{Z_l - Z_в}{Z_l + Z_в}.$$

При согласованной нагрузке ($Z_l = Z_в$) коэффициент отражения превращается в нуль и энергия полностью поглощается приемником. При замыкании конца цепи накоротко ($Z_l = 0$) и при холостом ходе ($Z_l = \infty$) коэффициент отражения соответственно равен -1 и $+1$. Передача электромагнитной энергии по неоднородным линиям находится в неблагоприятных условиях и качество связи по ним может быть совершенно неудовлетворительным.

Входным сопротивлением $Z_{вх}$ называется сопротивление, измеренное на входе линии при любом нагрузочном сопротивлении на ее конце. Величина $Z_{вх}$ выражается отношением напряжения U_0 к току I_0 в начале линии и в общем виде может быть получена из уравнений (3.10):

$$Z_{вх} = \frac{U_0}{I_0} = Z_в \operatorname{th}(\gamma l + n), \tag{3.28}$$

где $n = \frac{1}{2} \ln \frac{Z_в + Z_l}{Z_в - Z_l} = \frac{1}{2} \ln \frac{1}{p}$, p — коэффициент отражения.

Если же линия имеет согласованную нагрузку ($Z_l = Z_в$), то $Z_{вх} = Z_в$ и коэффициент отражения $p = 0$. Для электрически длинной линии при любой нагрузке на ее конце $Z_{вх} = Z_в$. Зависимость входного сопротивления кабеля от частоты при нагрузочном сопротивлении $Z_l = 2Z_в$ показана на рис. 3. 7.

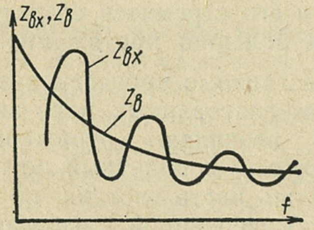


Рис. 3.7. Частотная зависимость входного сопротивления цепи

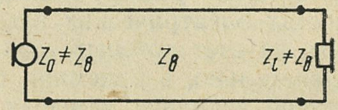


Рис. 3.8. К расчету рабочего затухания цепи

Входное сопротивление линии в отличие от волнового сопротивления зависит от длины линии и сопротивления нагрузки. Это объясняется тем, что при несогласованной нагрузке (т. е. $Z_l \neq Z_в$) в линии возникают отраженные волны, которые, взаимодействуя с падающими, изменяют соотношение напряжения и тока в начале линии: $Z_{вх} = U_0/I_0$. Аналогичные, но еще более сложные процессы происходят в составных линиях, в кабелях с конструктивными неоднородностями и других случаях наличия неоднородности электрических характеристик кабельной магистрали.

Рабочее затухание $a_р$ является затуханием кабельной цепи в рабочих условиях, т. е. при любых нагрузочных сопротивлениях (Z_0 и Z_l) на концах (рис. 3.8). Оно представляет собой более общий параметр, так как кроме собственного затухания кабеля $a=\alpha l$ учитывает также влияние несогласованности на стыках кабеля ($Z_в$) с нагрузкой (Z_0 и Z_l). Рабочее затухание рассчитывается по формуле

$$a_р = \alpha l + \ln\left|\frac{Z_0 + Z_в}{2\sqrt{Z_0 Z_в}}\right| + \ln\left|\frac{Z_l + Z_в}{2\sqrt{Z_l Z_в}}\right| + \ln\left|1 - p_1 p_2 e^{-2\gamma l}\right|, \quad (3.29)$$

где $p_1 = \dfrac{Z_0 - Z_в}{Z_0 + Z_в}$, $p_2 = \dfrac{Z_l - Z_в}{Z_l + Z_в}$, p_1 и p_2—коэффициенты отражения на стыках «генератор — кабель» и «приемник — кабель».

Выражение (3.29) состоит из четырех слагаемых: первое выражает собственное затухание кабеля αl; второе и третье — дополнительные затухания вследствие несогласованности сопротивлений генератора и кабеля $Z_0 \neq Z_в$, а также приемника и кабеля $Z_l \neq Z_в$; четвертое слагаемое равно дополнительному затуханию от взаимодействия несогласованностей в начале и конце линии. Если обеспечить согласование нагрузочных сопротивлений в начале и конце линии ($Z_0 = Z_l = Z_в$), то в этом случае в формуле (3.29) останется лишь первое слагаемое и рабочее затухание окажется равным собственному ($a_р = \alpha l$).

Как следует из ф-лы (3.29) и физической природы явлений, рабочее затухание в общем случае всегда больше собственного затухания ($a_р > \alpha l$). Однако в некоторых случаях может оказаться, что дополнительные слагающие ф-лы (3.29) и (2,3 и 4-я) отрицательны и соответственно величина рабочего затухания может оказаться меньшей собственного затухания ($a_р < \alpha l$). Это произойдет тогда, когда сопротивление нагрузки (Z_0 или Z_l) и волновое сопротивление кабеля будут иметь фазы разных знаков, т. е. в случае сочетания сопротивлений емкостного и индуктивного характера.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ТЕОРИЯ ПЕРЕДАЧИ ПО КОАКСИАЛЬНЫМ КАБЕЛЯМ

4.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КОАКСИАЛЬНЫХ ЦЕПЯХ

Способность коаксиальной пары пропускать широкий спектр частот конструктивно обеспечивается коаксиальным расположением внутреннего и внешнего проводников. Особенности распространения электромагнитной энергии по коаксиальной паре обусловливают возможность уплотнения в широком спектре частот и ставят высокочастотные связи в преимущественное положение по сравнению с низкочастотными. Взаимодействие электромагнитных полей внутреннего и внешнего проводников коаксиальной пары таково, что внешнеее поле равно нулю.

Рассмотрим раздельно электрическое и магнитное поле коаксиальной пары.

Результирующее магнитное поле коаксиальной пары представлено на рис. 4.1, где показаны также напряженности магнитного поля H_φ^a и $H_\varphi^б$ каждого проводника (*а* и *б*) в отдельности. В металлической толщине проводника *а* магнитное поле H_φ^a возрастает, а вне его уменьшается по закону $H_\varphi^a = I/2\pi r$, где r—расстояние от центра проводника. Поле $H_\varphi^б$ проводника *б* изображено в соответствии с законами электротехники, согласно которым внутри полого цилиндра магнитное поле отсутствует, а вне его выражается таким же уравнением, как и для сплошного проводника: $H_\varphi^б = I/2\pi r$, где r—расстояние от центра полого проводника. Поэтому при определении внешних магнитных полей коаксиального кабеля параметр r для проводников *а* и *б* принимается одинаковым и исчисляется от центра проводников (нулевой точки).

Учитывая, что токи в проводниках *а* и *б* равны по величине и обратны по знаку, магнитные поля внутреннего и внешнего проводников H_φ^a и $H_\varphi^б$ в любой точке пространства вне коаксиальной пары также будут равны по величине и направлены в разные стороны. Следовательно, результирующее магнитное поле вне коаксиальной пары равно нулю:

$$H_\varphi = H_\varphi^a + H_\varphi^б = \frac{I}{2\pi r} + \left(-\frac{I}{2\pi r}\right) = 0.$$

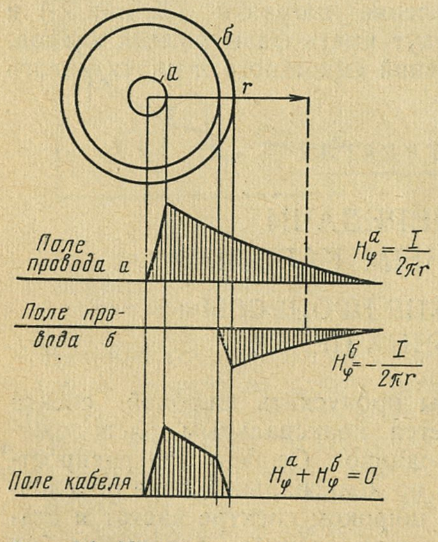


Рис. 4.1. Магнитное поле коаксиальной цепи

Таким образом, силовые линии магнитного поля коаксиальной пары располагаются в виде концентрических окружностей внутри нее; вне коаксиальной пары магнитное поле отсутствует. Электрическое поле будет также замыкаться внутри коаксиальной пары по радиальным направлениям между проводниками *а* и *б*, поэтому за ее пределами оно равно нулю.

На рис. 4.2. представлены электромагнитные поля симметричной и коаксиальной пар. Как видно, электромагнитное поле коаксиальной пары полностью замыкается внутри ее, а силовые линии электромагнитного поля симметричной пары действуют на довольно значительном от нее расстоянии. Отсутствие внешнего электромагнитного поля обусловливает основные достоинства коаксиальных кабелей: высокая защищенность от взаимных и внешних помех, малые тепловые потери в соседних цапях и оболочках, однокабельная система связи и возможность получения большого числа каналов.

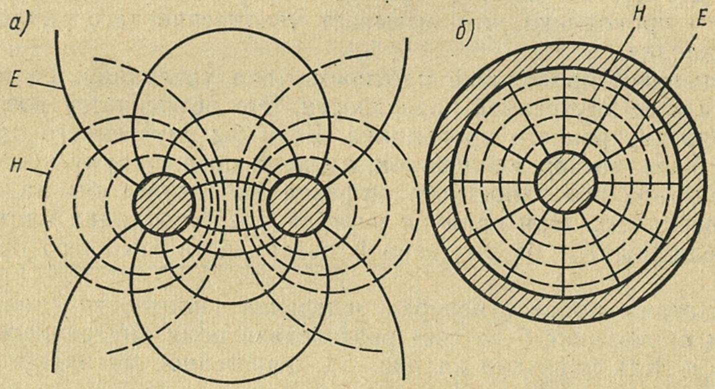


Рис. 4.2. Электромагнитное поле симметричной (*а*) и коаксиальной (*б*) цепей

Рассмотрим действие поверхностного эффекта и эффекта близости в коаксиальных парах и определим характер распределения плотности токов в проводниках при различных частотах.

Распределение плотности тока в проводнике определяется лишь действием поверхностного эффекта (рис. 4.3). Силовые ли-

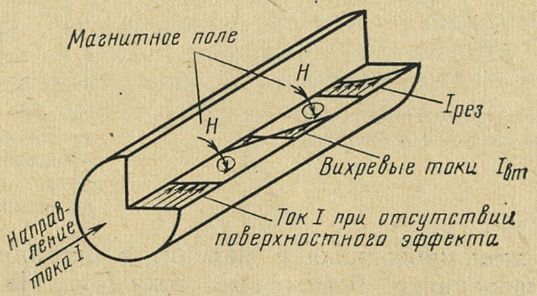


Рис. 4.3. Распределение плотности тока во внутреннем проводнике

нии внутреннего магнитного поля, пересекая толщину проводника, наводят в ней вихревые токи, направленные согласно закону Ленца против вращения рукоятки буравчика. Как показано на рис. 4.3, вихревые токи $I_{в.т}$ в центре проводника имеют направление, обратное движению основного тока, протекающего по проводнику, а на периферии их направления совпадают. В результате взаимодействия вихревых токов с основным происходит такое перераспределение тока по сечению проводника, при котором плотность тока возрастает к поверхности проводника. Это явление, называемое поверхностным эффектом, увеличивается с возрастанием частоты тока, магнитной проницаемости, проводимости и диаметра проводника.

При достаточно высокой частоте ток протекает лишь по поверхности проводника, что вызывает увеличение его активного сопротивления.

Во внешнем проводнике плотность тока увеличивается в направлении к ее внутренней поверхности. Это объясняется воздействием поля внутреннего проводника. Если бы внутреннего проводника не было, то переменный ток, проходя по внешнему проводнику, вследствие поверхностного эффекта вытеснялся бы на внешнюю поверхность. При наличии внутреннего проводника плотность тока увеличивается на внутренней поверхности внешнего проводника.

Рассмотрим процесс перераспределения плотности тока во внешнем проводнике *б* за счет воздействия поля внутреннего проводника *а*. Как показано на рис. 4.4, переменное магнитное поле,

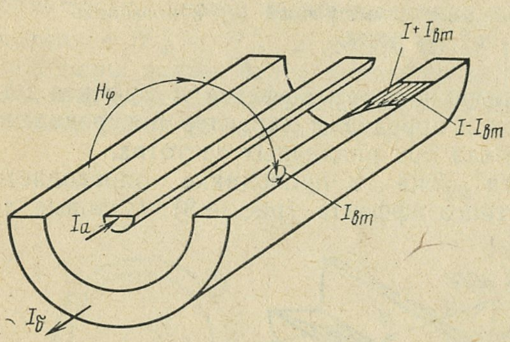


Рис. 4.4. Распределение плотности тока во внешнем проводнике

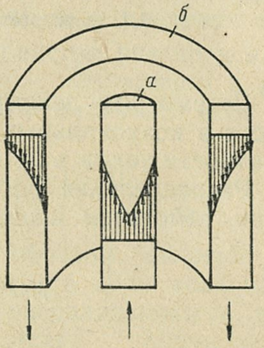


Рис. 4.5. Концентрация токов на взаимно-обращенных друг к другу поверхностях проводников *а* и *б*

создаваемое током проводника *а*, наводит в металлической толще полого проводника *б* вихревые токи $I_{в.т}$. На внутренней поверхности проводника *б* вихревые токи совпадают по направлению с основным током ($I+I_{в.т}$), а наружной поверхности они движутся против последнего ($I—I_{в.т}$). В результате ток в проводнике *б* перераспределяется таким образом, что его плотность возрастает в направлении к внутренней поверхности. Следовательно, токи в проводниках *а* и *б* как бы смещаются и концентрируются на взаимно обращенных поверхностях проводников (рис. 4.5). Чем выше частота тока, тем сильнее эффект смещения тока на внешнюю поверхность проводника *а* и внутреннюю поверхность проводника *б*.

По-другому поверхностный эффект можно объяснить как проникновение электромагнитного поля в толщу проводника. Причем чем выше частота, тем меньше глубина проникновения поля в металл.

Эквивалентной глубиной проникновения θ называется глубина проникновения в толщу проводника, при которой поле (ток) уменьшается (затухает) в $e=2{,}718$ раз.С увеличением частоты передаваемого тока глубина проникновения резко уменьшается. В табл. 4.1 приведены электрические характеристики для различных металлов. Сравнительно с другими применяемыми металлами наибольшей глубиной проникновения обладает свинец. На рис. 4.6 приведены частотные зависимости глубины проникновения

Таблица 4.1

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РАЗЛИЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Металл	ρ, Ом·мм²/м	σ, См·м/мм²	μ	k, 1/мм	θ, мм
Медь	0,0175	57,00	1	$21{,}2\cdot 10^{3}\sqrt{f}$	$66{,}68\frac{1}{\sqrt{f}}$
Алюминий	0,0291	34,36	1	$16{,}35\cdot 10^{3}\sqrt{f}$	$86{,}44\frac{1}{\sqrt{f}}$
Сталь	0,1390	7,23	100	$75{,}6\cdot 10^{-3}\sqrt{f}$	$18{,}7\frac{1}{\sqrt{f}}$
Свинец	0,2210	4,52	1	$5{,}97\cdot 10^{-3}\sqrt{f}$	$236{,}7\frac{1}{\sqrt{f}}$

Примечание. f — частота тока, Гц.

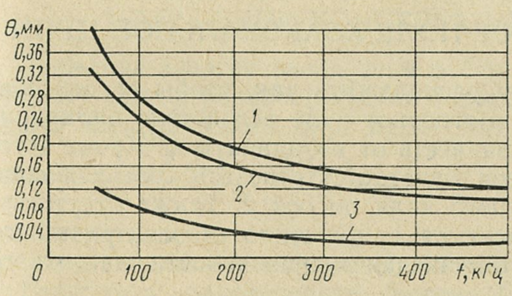


Рис. 4.6. Частотная зависимость глубины проникновения токов в различные металлы: *1* — алюминий; *2* — медь; *3* — сталь

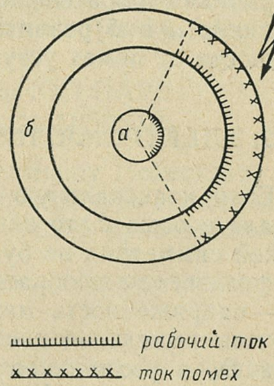


Рис. 4.7. Рабочий ток и ток помех в коаксиальной цепи

тока в различные металлы. В результате энергия сосредоточивается внутри коаксиального кабеля в диэлектрике, а проводники задают лишь направление распространению волн электромагнитной энергии.

Мешающее электромагнитное поле высокой частоты, создаваемое соседними цепями передачи или другими источниками помех, действуя на внешний проводник коаксиальной пары, также будет распространяться не по всему сечению кабеля, а лишь по его наружной поверхности. Таким образом, внешний проводник коаксиальной пары выполняет две функции: 1) является обратным проводником цепи передачи; 2) защищает (экранирует) передачу, ведущуюся по кабелю, от мешающих влияний.

Из рис. 4.7 видно, что основной ток передачи концентрируется на внутренней поверхности проводника *б* коаксиальной пары, а ток помех — на наружной стороне внешнего проводника. Как основной ток, так и ток помех проникают в толщу проводника лишь на глубину, определяемую коэффициентом вихревых токов. Причем чем выше частота, тем больше отдаляются друг от друга основной ток и ток помех, и следовательно, кабель лучше защищен от действия посторонних помех.

Таким образом, в отличие от всех других типов кабелей, для защиты которых от помех требуются специальные меры (симметрирование, экранирование и т. д.), защита коаксиальных кабелей на высоких частотах обеспечивается самой их конструкцией.

Из изложенного следует, что основные преимущества коаксиального кабеля (малое затухание и высокая помехозащищенность) особенно ярко проявляются в высокочастотной части передаваемого спектра частот.

При постоянном токе и на низких частотах, когда ток практически проходит по всему сечению проводников, достоинства этого кабеля пропадают. Больше того, коаксиальная цепь, как несимметричная относительно других цепей и земли (параметры ее проводников *а* и *б* различны), в низком диапазоне частот по защищенности от помех уступает симметричным кабелям.

4.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ КОАКСИАЛЬНОЙ ЦЕПИ

Если коаксиальную пару расположить так, чтобы ее ось совпадала с осью z, то электромагнитное поле вследствие цилиндрической симметрии не будет зависеть от координаты φ. Кроме того, по физическим соображениям будет отсутствовать составляющая H_z — напряженность магнитного поля по оси z. Также отсутствуют тангенциальная составляющая напряженности электрического поля E_φ и радиальная составляющая напряженности магнитного поля H_r.

Таким образом, применительно к коаксиальной паре идеальной конструкции действуют лишь три составляющие электромагнитного поля: E_r, E_z и H_φ (рис. 4.8). В результате электромагнитное поле коаксиальной пары определяется следующими уравнениями:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} + \frac{H_\varphi}{r} &= (\sigma + \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a)\,E_z, \\ -\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} &= (\sigma + \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a)\,E_r, \\ \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} &= -\,\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a H_\varphi\,. \end{aligned}\right\} \qquad (4.1)$$

В этих уравнениях составляющие напряженности электромагнитного поля зависят только от двух переменных: r и z. Напряженность магнитного поля коаксиальной пары содержит только одну составляющую H_φ. Это означает, что линии магнитной индукции располагаются концентрически вокруг оси z.

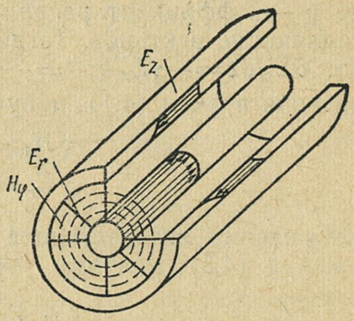


Рис. 4.8. Составляющие электромагнитного поля коаксиальной цепи

Электрическое поле характеризуется двумя составляющими: радиальной E_r и продольной E_z. Радиальная составляющая E_r обусловливает наличие тока смещения в диэлектрике $I_{\text{см}}$ и совпадает по направлению с вектором плотности последнего. Продольная составляющая E_z вызывает ток проводимости $I_{\text{пр}}$ в проводниках, направленных вдоль кабеля.

Для изучения явлений, происходящих в коаксиальной паре, необходимо рассмотреть два процесса: процесс распространения энергии вдоль нее и процесс поглощения энергии проводниками (внутренним и внешним). В первом случае рассматривается энергия вдоль оси z, а во втором — энергия имеет направление внутрь проводников по составляющей r. Оба эти процесса оцениваются и характеризуются с помощью теоремы Пойнтинга (см. § 2.4).

4.3. ПЕРЕДАЧА ПО КОАКСИАЛЬНОЙ ПАРЕ ИДЕАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ БЕЗ ПОТЕРЬ

Движение энергии вдоль цепи подчинено закону Пойнтинга, по которому вектор распространения энергии Π_z образует с составляющими электрического E_r и магнитного H_φ полей правовинтовую систему $\Pi_z = \int\limits_0^{2\pi} E_r H^*_\varphi\, r d\varphi$. Энергия на пути своего движения встречает сопротивление среды Z_z, которое математически выражается через отношение составляющих полей, образующих с векторами Пойнтинга правовинтовую систему $Z_z = E_r/H_\varphi$.

Таким образом, при определении процессов распространения электромагнитной энергии вдоль коаксиальной пары следует оперировать с составляющими полей E_r и H_φ, которые связаны между собой соотношениями (4.1) и $-\partial H_\varphi/\partial z=(\sigma+i\omega\varepsilon_a)E_r$, $\partial E_r/\partial z=-i\omega\mu_a H_\varphi$. Здесь принято, что $\partial E_z/\partial r=0$.

Для установления распределения напряжения и тока вдоль проводников необходимо найти величины E_r и H_φ, как функции переменной z. Причем для составляющих полей в направлении оси z действует экспоненциальный закон изменения, выражающийся равенством

$$\left.\begin{aligned} E_r &= E_{r0}\,e^{-\gamma z}, \\ H_\varphi &= H_{\varphi 0}\,e^{-\gamma z}, \end{aligned}\right\} \tag{4.2}$$

где γ—коэффициент распространения; E_{r0} и $H_{\varphi 0}$—начальные составляющие векторов. Тогда первая производная функции примет вид: $\partial E_r/\partial z=-\gamma E_{r0}e^{-\gamma z}=-\gamma E_r$; $\partial H_\varphi/\partial z=-\gamma H_\varphi$. Подставляя эти значения в ф-лы (4.1), получим:

$$\left.\begin{aligned} \gamma H_\varphi &= (\sigma+i\,\omega\,\varepsilon_a)\,E_r, \\ \gamma E_r &= i\,\omega\,\mu_a H_\varphi . \end{aligned}\right\} \tag{4.3}$$

Оределим интересующие нас значения γ и Z_z. Перемножив выражения (4.3), получим $\gamma^2=i\omega\mu_a(\sigma+i\omega\varepsilon_a)$. Соответственно

$$\gamma=\sqrt{i\,\omega\,\mu_a(\sigma+i\,\omega\,\varepsilon_a)}\,. \tag{4.4}$$

Поделив эти выражения, получим $(E_r/H_\varphi)^2=i\omega\mu_a/(\sigma+i\omega\varepsilon_a)$ или, имея в виду, что $Z_z=E_r/H_\varphi$,

$$Z_z=\sqrt{\frac{i\,\omega\,\mu_a}{\sigma+i\,\omega\,\varepsilon_a}}\,, \tag{4.5}$$

где Z_z—волновое сопротивление среды; γ — коэффициент распространения; μ, ε и σ—магнитная проницаемость, диэлектрическая проницаемость и проводимость среды соответственно.

Ранее было получено следующее выражение для волнового сопротивления окружающей среды $-Z_z=E_r/H_\varphi$. Для волнового сопротивления коаксиальной пары необходимо оперировать с величинами напряжения (U) между проводниками и тока (I) в проводниках:

$$Z_в=U/I. \tag{4.6}$$

Напряжение между проводниками может быть определено как линейный интеграл радиальной составляющей электрического поля между проводами:

$$U=\int_{r_a}^{r_b} E_r\,dr. \tag{4.7}$$

Из ур-ния (4.3) имеем $E_r=(i\omega\mu_a/\gamma)H_\varphi$. Подставив сюда значение γ и имея в виду, что закону полного тока $H_\varphi=I/2\pi r$, получим

$$E_r = \sqrt{\frac{i\omega\mu_a}{\sigma + i\omega\varepsilon_a}}\,\frac{I}{2\pi r} = Z_z \frac{I}{2\pi r}.$$ Тогда $$U = \int\limits_{r_a}^{r_в} \frac{I}{2\pi r} Z_z\, dr = \frac{I}{2\pi} Z_z \int\limits_{r_a}^{r_в} \frac{dr}{r} = \frac{I}{2\pi} Z_z \ln \frac{r_в}{r_a}.$$ Соответственно волновое сопротивление кабеля будет выражаться следующей формулой:

$$Z_в = \frac{U}{I} = \frac{1}{2\pi} Z_z \ln \frac{r_в}{r_a} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{i\omega\mu_a}{\sigma + i\omega\varepsilon_a}} \ln \frac{r_в}{r_a}. \qquad (4.8)$$

Первичные параметры (R, L, C, G) определим, используя приведенные в гл. 2 соотношения: сопротивление $Z = R + i\omega L = \gamma Z_в$ и проводимость $Y = G + i\omega C = \gamma / Z_в$. Подставив значения γ и $Z_в$ из ф-л (4.4) и (4.8), получим полное сопротивление цепи:

$$Z = R + i\omega L = \sqrt{i\omega\mu_a(\sigma + i\omega\varepsilon_a)}\ \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{i\omega\mu_a}{\sigma + i\omega\varepsilon_a}} \ln \frac{r_в}{r_a},$$

или

$$Z = R + i\omega L = i\omega\mu_a \frac{1}{2\pi} \ln \frac{r_b}{r_a}. \qquad (4.9)$$

Следовательно, сопротивление $R = 0$, так как не учитывались потери в проводниках кабеля и внешняя межпроводниковая индуктивность коаксиального кабеля:

$$L = \frac{\mu_a}{2\pi} \ln \frac{r_b}{r_a}. \qquad (4.10)$$

Полная проводимость определяется в виде

$$Y = G + i\omega C = \frac{\gamma}{Z_в} = \frac{\sqrt{i\omega\mu_a(\sigma + i\omega\varepsilon_a)}}{\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{i\omega\mu_a}{\sigma + i\omega\varepsilon_a}} \ln \frac{r_b}{r_a}} = \frac{(\sigma + i\omega\varepsilon_a)\,2\pi}{\ln \frac{r_в}{r_a}}. \qquad (4.11)$$

Соответственно проводимость $G = 2\pi\sigma / \ln \frac{r_b}{r_a}$ и емкость $C = 2\pi\varepsilon_a / \ln \frac{r_b}{r_a}$.

Таким образом, первичные параметры коаксиального кабеля идеальной конструкции (без потерь в проводниках) имеют следующие значения:

$$\left.\begin{aligned} R = 0;\quad L = \frac{\mu_a}{2\pi} \ln \frac{r_b}{r_a};\\ C = \frac{2\pi\varepsilon_a}{\ln \frac{r_b}{r_a}};\quad G = \frac{2\pi\sigma}{\ln \frac{r_b}{r_a}}. \end{aligned}\right\} \qquad (4.12)$$

4.4. ПЕРВИЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕДАЧИ КОАКСИАЛЬНОЙ ПАРЫ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ

Выше рассматривался процесс распространения энергии по коаксиальному кабелю идеальной конструкции без учета потерь в проводниках. В реальных условиях проводники имеют конечную проводимость и создают дополнительные потери энергии на джоулево тепло. Эти потери в проводниках могут быть учтены по закону Умова—Пойнтинга, характеризующему радиальный поток энергии, направленный внутрь коаксиального кабеля:

$$\mathbf{\Pi}_r = \int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r d\varphi.$$

Поток $\mathbf{\Pi}_r$ определяет энергию, поглощаемую проводниками из окружающего пространства. Этот поток на пути движения внутрь кабеля будет встречать сопротивление среды $Z_z = E_r / H_\varphi$, где E_z и H_φ—составляющие полей, образующие с вектором правовинтовую систему. В свою очередь, потери энергии в проводниках коаксиального кабеля могут быть выражены через ток I и полное сопротивление проводов Z формулой $\mathbf{\Pi}_r = I^2 Z$. Тогда, приравнивая правые части этих выражений для $\mathbf{\Pi}_r$, получим полное сопротивление:

$$Z = R + \mathrm{i}\,\omega L = \frac{1}{I^2} \int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r d\varphi, \tag{4.13}$$

где R—активное сопротивление проводника; L—внутренняя индуктивность; E_z — продольная составляющая электрического поля; H_φ — тангенциальная составляющая магнитного поля (сопряженное значение).

Таким образом, для нахождения параметров R и L коаксиальной пары необходимо определить значение E_z и H_φ на поверхности проводников. Это может быть сделано путем решения вышеприведенных уравнений Максвелла.

Полное сопротивление коаксиальной пары складывается из сопротивления внутреннего проводника $Z_а = R_а + \mathrm{i}\omega L_а$ и сопротивления внешнего проводника $Z_б = R_б + \mathrm{i}\omega L_б$. Кроме того, необходимо учесть внешнюю межпроводниковую индуктивность $L_{вн}$. Сопротивление внутреннего проводника может быть определено как сопротивление одиночного проводника, так как электрическое поле внешнего проводника никакого действия на внутренний проводник не оказывает. Расчет сопротивления $R_а$ и внутренней индуктивности $L_а$ внутреннего проводника может быть выполнен следующим образом. Поле одиночного проводника имеет осевую симметрию, поэтому $\partial E_z / \partial \varphi = 0$ и $\partial^2 E_z / \partial \varphi^2 = 0$, тогда исходное ур-ние (4.1) примет вид

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} = \mathrm{i}\, k^2 E_z. \tag{4.14}$$

Решение данного уравнения выражается через функции Бесселя:

$$E_z = A_0 I_0 (\sqrt{j}\, kr) + BK_0 (\sqrt{j}\, kr), \qquad (4.15)$$

где A и B — постоянные интегрирования; I_0 и K_0 — видоизмененные цилиндрические функции нулевого порядка соответственно первого и второго родов от комплексного аргумента. Характер изменения функций от аргумента z приведен на рис. 4.9.

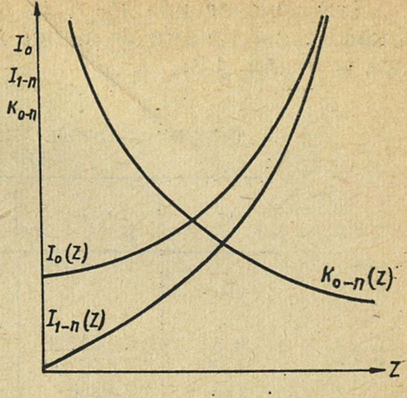


Рис. 4.9. Зависимость изменения цилиндрических функций первого (I) и второго (K) родов от аргумента z

При определении постоянных интегрирования A и B исходим из того, что напряженность поля E_z внутри проводника возрастает с увеличением радиуса r. Поэтому второй член ур-ния (4.15), уменьшающийся с увеличением аргумента, не соответствует физике явления. Постоянная интегрирования B принимается равной нулю и

$$E_z = A_0 I_0 (\sqrt{j}\, kr). \qquad (4.16)$$

Для определения постоянной интегрирования A воспользуемся магнитной составляющей поля H_φ и законом полного тока. На основании ур-ний (4.1) и (4.17) получим

$$H_\varphi = \frac{1}{i\omega\mu_a} \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\sqrt{j}\, k}{i\omega\mu_a} A I_1 (\sqrt{j}\, kr),$$

где I_1—функция Бесселя первого порядка первого рода,

Согласно закону полного тока тангенциальная составляющая магнитного поля $H_\varphi = I/2\pi r$, где I—ток; r—текущий радиус.

Приравнивая правые части этих выражения при $r = r_a$ (радиус проводника), получим

$$A = \frac{I}{2\pi r_a} \frac{i\omega\mu_a}{\sqrt{j}\, k I_1 (\sqrt{j}\, kr_a)}.$$

Подставив A в выражения E_z и H_φ, получим

$$E_z = \frac{I}{2\pi r_a} \frac{\sqrt{j}\,\omega\mu_a}{k} \frac{I_0(\sqrt{j}\, kr)}{I_1(\sqrt{j}\, kr)}; \quad H_\varphi = \frac{I}{2\pi r_a}. \qquad (4.17)$$

Полное сопротивление провода определится, если в ур-ние (4.13) подставить значения E_z и H_φ при $r = r_a$ и провести соответствующие преобразования:

$$Z_a = R_a + i\omega L_a = \frac{\sqrt{j}\, k}{\sigma} \frac{1}{2\pi r_a} \frac{I_0(\sqrt{j}\, kr_a)}{I_1(\sqrt{j}\, kr_a)}, \qquad (4.18)$$

где R_a и L_a—сопротивление и индуктивность одиночного внутреннего проводника соответственно.

Для определения $R_а$ и $L_а$ обычно пользуются заранее рассчитанными таблицами функций F, G, H и Q для различных значений kr (табл. 4.2).

Таблица 4.2

ТАБУЛИРОВАННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

kr	$F(kr)$	$G(kr)$	$H(kr)$	$Q(kr)$
0	0	$\frac{(kr)^4}{64}$	0,0417	1
0,5	0,000326	0,000975	0,042	0,9998
1,0	0,00519	0,01519	0,053	0,997
1,5	0,0258	0,0691	0,092	0,987
2,0	0,0782	0,1724	0,169	0,961
2,5	0,1756	0,295	0,263	0,913
3,0	0,318	0,405	0,348	0,945
3,5	0,492	0,499	0,416	0,766
4,0	0,678	0,584	0,466	0,686
4,5	0,862	0,669	0,503	0,616
5,0	1,042	0,755	0,530	0,556
7,0	1,743	1,109	0,596	0,400
10,0	2,799	1,641	0,643	0,286
$>10,0$	$\frac{\sqrt{2}\,kr-3}{4}$	$\frac{\sqrt{2}\,kr-1}{8}$	0,750	$\frac{2\sqrt{2}}{kr}$

Сопротивление (Ом/км)

$$R_a = R_0\,[1 + F(kr)], \tag{4.19}$$

внутренняя индуктивность (Г/км)

$$L_а = \frac{1}{2}\,\mu\,Q\,(kr)\cdot 10^{-4}\,, \tag{4.20}$$

где R_0—сопротивление постоянному току одного километра провода, Ом/км. Значения коэффициентов k и kr для различных проводников приведены в табл. 4.3.

Таблица 4.3

ЗНАЧЕНИЯ k И kr РАЗЛИЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Материал провода	$k=\sqrt{\omega\mu_a\sigma}$, 1/мм	kr
Медь	$0{,}021\sqrt{f}$	$0{,}0105\,d\sqrt{f}$
Алюминий	$0{,}0164\sqrt{f}$	$0{,}0082\,d\sqrt{f}$
Сталь	$0{,}075\sqrt{f}$	$0{,}0375\,d\sqrt{f}$

Примечание. $d=2r$ — диаметр провода, мм; f — частота, Гц.

Для высоких частот, представляющих наибольший интерес для коаксиального кабеля, формулы расчета $R_а$ и $L_а$ могут быть представлены в упрощенном виде. При большом значении аргумента, соответствующем ВЧ области передачи ($kr_a \geqslant 5$), функции Бесселя можно разложить в асимптотические ряды и тогда с учетом (4.18) получим

$$Z_a = R_a + i\omega L_a = \frac{\sqrt{j}\, k}{2\pi r_a \sigma} + \frac{1}{4\pi r_a^2 \sigma}.$$

Пренебрегая вторым членом правой части ввиду его малости и отделив действительную часть от мнимой при $\sqrt{j} = (1/\sqrt{2}) + j(1/\sqrt{2})$, получим

$$R_a = \frac{\sqrt{2}\, k}{4\pi r_a \sigma}, \quad L_a = \frac{\sqrt{2}\, \mu_a}{4\pi r_a k}. \tag{4.21}$$

В пересчете на километр длины с учетом, что для меди $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м и $\sigma = 57 \cdot 10_6$ 1/Ом·м, для внутреннего медного проводника коаксиального кабеля

$$R_в = \frac{4{,}18\sqrt{f}}{r_a} \cdot 10^{-2}, \text{ Ом/км}; \quad L_a = \frac{6{,}66}{r_a \sqrt{f}} \cdot 10^{-3} \text{ Г/км}, \tag{4.22}$$

где R_a и L_a — соответственно сопротивление и индуктивность внутреннего проводника; r_a—радиус внутреннего проводника, мм.

Для нахождения параметров внешнего проводника могут быть использованы ранее выведенные исходные уравнения:

$$\left.\begin{aligned} E_z &= A I_0(\sqrt{j}\, kr) + B K_0(\sqrt{j}\, kr), \\ H_\varphi &= \frac{1}{i\omega\mu_a} \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\sqrt{j}\, k}{i\omega\mu_a} [A I_1(\sqrt{j}\, kr) - B K_1(\sqrt{j}\, kr)]. \end{aligned}\right\} \tag{4.23}$$

Для определения постоянных интегрирования воспользуемся граничными условиями на внутренней и внешней поверхностях внешнего проводника. На внутренней поверхности внешнего проводника при $r = r_b$ магнитное поле по условию полного тока $H_\varphi = I/2\pi r_b$ будет

$$H_\varphi(r_b) = \frac{\sqrt{j}\, k}{i\omega\mu_a} [A I_1(\sqrt{j}\, kr_b) - B K_1(\sqrt{j}\, kr_b)] = \frac{I}{2\pi r_b}.$$

На внешней поверхности проводника при $r = r_c$ магнитное поле равно нулю, так как оно обусловлено равными, но противоположно направленными токами, текущими по внутреннему и внешнему проводникам:

$$H_\varphi(r_c) = \frac{\sqrt{j}\, k}{i\omega\mu_a} [A I_1(\sqrt{j}\, kr_c) - B K_1(\sqrt{j}\, kr_c)] = 0.$$

Решая вышеприведенные уравнения с двумя неизвестными, определим постоянные интегрирования A и B и соответственно электрическую составляющую поля $E_z(r_b)$. Магнитная составляющая поля $H_\varphi(r_b) = I/2\pi r_b$. Подставляя это соотношение в ур-ние (4.13), получим

$$Z_б = R_б + i\omega L_б = \frac{\sqrt{j}K}{2\pi r_b \sigma} \frac{I_0(\sqrt{j}kr_b)K_1(\sqrt{j}kr_c) + K_0(\sqrt{j}kr_b)I_1(\sqrt{j}kr_c)}{I_1(\sqrt{j}kr_c)K_1(\sqrt{j}kr_b) - K_1(\sqrt{j}kr_c)I_2(\sqrt{j}kr_b)}. \tag{4.24}$$

Для высоких частот ($kr \geqslant 5$) можно использовать асимптотические разложения цилиндрических функций и тогда получим

$$Z_б = R_б + i\omega L_б = \frac{\sqrt{j}k}{2\pi r_b \sigma}\left[\operatorname{cth}(\sqrt{j}kt) - \frac{1}{8\sqrt{j}k}\left(\frac{3}{r_c} + \frac{1}{r_b}\right)\right],$$

где $t = r_c - r_b$—толщина внешнего проводника, мм.

Отделим действительную часть от мнимой: для частот свыше 60 кГц получим

$$\left.\begin{aligned} R_б &= \frac{1}{2\pi r_b \sigma}\left[\frac{k}{\sqrt{2}} - \frac{4r_b + t}{8(r_b + t) r_b}\right], \\ L_б &= \frac{\sqrt{2}\mu_a}{4\pi r_b k}. \end{aligned}\right\} \tag{4.25}$$

Пренебрегая последним членом и приводя значения R и L к одному километру кабеля, для внешнего проводника из меди

$$\left.\begin{aligned} R_б &= \frac{4{,}18\sqrt{f}}{r_b} \cdot 10^{-2}, \\ L_б &= \frac{6{,}66}{r_b \sqrt{f}} \cdot 10^{-3}, \end{aligned}\right\} \tag{4.26}$$

где r_b—внутренний радиус внешнего проводника.

Для определения общей индуктивности коаксиального кабеля необходимо знать кроме внутренней индуктивности проводников $L_а$ и $L_б$ также внешнюю межпроводниковую индуктивность $L_{вн}$, обусловленную межпроводниковым магнитным потоком Ф. Ее можно определить из ф-лы (4.10) в виде $L_{вн} = \frac{\mu_a}{2\pi} \ln \frac{r_b}{r_a}$. Имея в виду, что $\mu_a = \mu_0 \mu$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ г/м, получим внешнюю индуктивность 1 км кабеля $L_{вн} = 2\mu \ln \frac{r_b}{r_a} \cdot 10^{-7} \cdot 10^3$ Г/км, или при $\mu = 1$ окончательно

$$L_{вн} = 2 \ln \frac{r_b}{r_a} \cdot 10^{-4}. \tag{4.27}$$

В результате общее сопротивление (Ом/км) и индуктивность (Г/км) коаксиального кабеля для высокочастотной области (от 60—100 кГц и выше) будет

$$\left.\begin{aligned} R &= R_а + R_б = \frac{\sqrt{2}k}{4\pi\sigma}\left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b}\right), \\ L &= L_а + L_б + L_{вн} = \left[\frac{\sqrt{2}\mu_a}{4\pi k}\left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b}\right) + 2\ln\frac{r_b}{r_a} \cdot 10^{-4}\right] \end{aligned}\right\} \tag{4.28}$$

или для коаксиального кабеля из медных проводников

$$\left.\begin{aligned} R &= R_а + R_б = 4{,}18\sqrt{f}\left(\frac{1}{r_a}+\frac{1}{r_b}\right)\cdot 10^{-2}, \\ L &= L_а + L_б + L_{вн} = \left[2\ln\frac{r_b}{r_a} + \frac{6{,}66}{\sqrt{f}}\left(\frac{1}{r_a}+\frac{1}{r_b}\right)\right]\cdot 10^{-4}. \end{aligned}\right\} \quad (4.29)$$

Первичные параметры коаксиального кабеля — *емкость C и проводимость изоляции G*—определяются из следующих предпосылок. Емкость кабеля аналогична емкости конденсатора, где роль обкладок выполняют проводники, а диэлектриком служит расположенный между ними изоляционный материал или воздух. При определении емкости учитывают, что коаксиальный кабель аналогичен цилиндрическому конденсатору и его электрическое поле создается между двумя цилиндрическими поверхностями с общей осью. Вследствие осевой симметрии напряженность электрического поля имеет равные потенциалы на определенном расстоянии от центра кабеля.

Поляризация диэлектрика в переменном электрическом поле связана с затратами энергии на переориентацию диполей. Эти потери характеризуются тангенсом угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$ и учитываются проводимостью изоляции G, которая может быть определена как составляющая потерь в диэлектрике конденсатора, емкость которого эквивалентна емкости кабеля. Проводимость изоляции и емкость коаксиального кабеля могут быть определены из ф-лы (4.11). Соответственно, выделив действительную и мнимую части (4.11), получим значения емкости $C = 2\pi\varepsilon_a/\ln\frac{r_b}{r_a}$, Ф/м, и проводимости изоляции $G = 2\pi\sigma/\ln\frac{r_b}{r_a}$, См/м. Обычно принято проводимость изоляции G выражать через тангенс угла диэлектрических потерь в изоляции кабеля $\operatorname{tg}\delta = G/\omega C = \sigma/\omega\varepsilon_a$. Тогда

$$G = \frac{2\pi}{\ln\frac{r_b}{r_a}}\,\omega\,\varepsilon_a \operatorname{tg}\delta = \omega C \operatorname{tg}\delta.$$

Заменяя в этом выражении $\varepsilon_a = \varepsilon_0\varepsilon$, получим для одного километра кабеля (где $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi}\cdot 10^{-9}$ Ф/м)

$$C = \frac{\varepsilon\cdot 10^{-6}}{18\ln\frac{r_b}{r_a}}, \quad (4.30)$$

$$G = \omega C \operatorname{tg}\delta, \quad (4.31)$$

где ε и $\operatorname{tg}\delta$—диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь изоляции.

Значения ε и $\operatorname{tg}\delta$ комбинированной изоляции, применяемой в коаксиальных кабелях, приведены в табл. 4.4.

Таблица 4.4

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ε И $\operatorname{tg}\delta$ КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ

Тип кабеля	Тип изоляции	ε	Отношение $\frac{V_д}{V_в}$	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^{-4}$ при частоте, кГц				
				10^3	$5 \cdot 10^3$	10^4	10^5	10^6
5/18	Керамическая (шайбы)	1,19	5	1,1	1,0	0,9	0,9	—
5/18	Стирофлексная (спираль)	1,19	12	0,75	0,8	1,0	1,2	1,5
2,6/9,4	Полиэтиленовая (шайбы)	1,1	8,8	0,5	0,5	0,7	—	—
2,6/9,4	Полиэтиленовая (геликоидальная)	1,09	6	0,4	0,4	0,5	—	—
1,83/6,7	Полиэтиленовая (шайбы)	1,1	5	0,4	0,4	0,5	0,7	1,8
1,2/4,6	Баллонно-полиэтиленовая	1,25	9	0,5	0,6	0,6	—	—
1,2/5,3	Пористо-полиэтиленовая	1,45	50	3	4	5	—	—

В общем виде, кроме проводимости изоляции, обусловленной диэлектрическими потерями G, необходимо учитывать также проводимость, обусловленную утечкой тока в силу несовершенства изоляции $G_0 = 1/R_{из}$. По величине эта проводимость изоляции обратнопропорциональна сопротивлению изоляции кабеля. В коаксиальных кабелях $R_{из}$ нормируется величиной 10 000 МОм·км). В результате проводимость изоляции коаксиального кабеля (См/км) определится формулой

$$G = \frac{1}{R_{из}} + \omega C \operatorname{tg}\delta.$$

По абсолютной величине в используемом диапазоне частот второй член существенно больше первого и можно $1/R_{из}$ не учитывать.

На рис. 4.10 приведена типовая частотная зависимость параметров коаксиального кабеля.

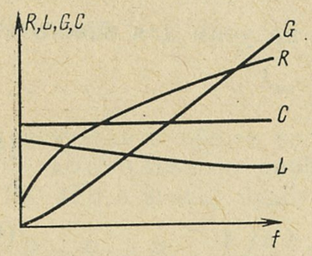


Рис. 4.10. Типовая частотная зависимость первичных параметров коаксиальной цепи

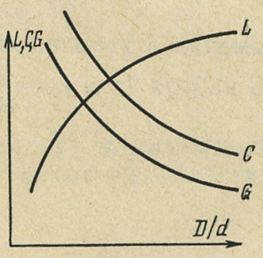


Рис. 4.11. Изменение первичных параметров от соотношения диаметров проводников коаксиальной цепи

На рис. 4.11 показано изменение первичных параметров с увеличением соотношения диаметров внешнего и внутреннего проводников коаксиального кабеля. Из рисунка видно, что с увеличением $Д/d$ возрастает индуктивность кабеля и снижается емкость и проводимость изоляции.

Активное сопротивление R зависит не от соотношения r_b/r_a, а от абсолютных значений радиусов внешнего и внутреннего проводников. Чем толще проводники, тем меньше активное сопротивление.

4.5. ВТОРИЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕДАЧИ КОАКСИАЛЬНОЙ ПАРЫ

Коаксиальные кабели практически используются в спектре от 60кГц и выше, где $R \ll \omega L$ и $G \ll \omega C$, поэтому вторичные параметры передачи рассчитываются по следующим формулам:

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \alpha_м + \alpha_д = \left(\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}\right) \cdot 8,69, \\ \beta &= \omega\sqrt{LC}, \quad Z_в = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad v = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \end{aligned}\right\} \qquad (4.32)$$

где $\alpha_м$—коэффициент затухания вследствие потерь в металле; $\alpha_д$—коэффициент затухания вследствие потерь в диэлектрике.

Однако вторичные параметры передачи коаксиальных кабелей целесообразно выражать непосредственно через габаритные размеры (d и D) и параметры изоляции (ε и $\operatorname{tg}\delta$).

Коэффициент затухания (дБ/км) находится при подстановке в формулу

$$\alpha = \alpha_м + \alpha_д = \frac{2,6\sqrt{f\varepsilon}}{\lg\frac{D}{d}}\left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D}\right)\cdot 10^{-3} + 9,08 f\sqrt{\varepsilon}\operatorname{tg}\delta\cdot 10^{-5}. \qquad (4.33)$$

Потери в металле $\alpha_м$ изменяются пропорционально $\sqrt{f}$, а потери в диэлектрике $\alpha_д$ связаны с частотой линейным законом и с увеличением f возрастают значительно быстрее (рис. 4.12).

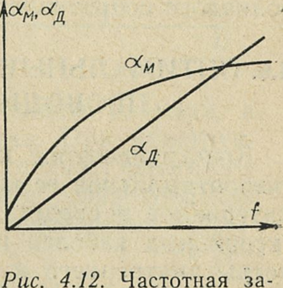


Рис. 4.12. Частотная зависимость составляющих коэффициента затухания: $\alpha_м$ — в металле; $\alpha_д$ — в диэлектрике

В практически используемом спектре частот для передачи по коаксиальным парам (до $8\cdot 10^6$ Гц) при современных кабельных диэлектриках величина $\alpha_д$ незначительна (не превышает 2—3% от $\alpha_м$), и увеличение затухания происходит примерно пропорционально $\sqrt{f}$.

Коэффициент фазы (рад/км) коаксиальной пары определяется из уравнения $\beta=\omega\sqrt{LC}$. Подставляя сюда значения L и C, получим $\beta=\omega\sqrt{\mu_a\varepsilon_a}$. Коэффициент фазы можно выразить также через $\beta=\omega\sqrt{\varepsilon}/c$, где c — скорость света, равная 300 000 км/с.

Скорость распространения электромагнитной энергии (км/с) по коаксиальным парам равна

$$v=\frac{1}{\sqrt{LC}}=\frac{\omega}{\beta}=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}. \tag{4.34}$$

Коэффициент сдвига фаз определяет длину волны в кабеле:

$$\lambda_к=\frac{2\pi}{\beta}=\frac{v}{f}=\frac{c}{f\sqrt{\varepsilon}}. \tag{4.35}$$

Из приведенных формул видно, что коэффициент фазы возрастает с увеличением частоты прямолинейно. Это обусловливает почти полное постоянство скорости передачи энергии по коаксиальному кабелю во всем рассматриваемом спектре частот.

Скорость передачи уменьшается с увеличением диэлектрической проницаемости. Так, при сплошной полиэтиленовой изоляции ($\varepsilon=2{,}3$) $v=200\,000$ км/с, а при воздушно-комбинированной изоляции коаксиальной пары ($\varepsilon=1{,}1$) $v=285\,000$ км/с. Скорость передачи энергии по коаксиальным парам выше, чем по симметричным и почти приближается к скорости распространения электромагнитных волн в воздухе, т. е. к $c=300\,000$ км/с.

Волновое сопротивление коаксиальной пары для высоких частот определяется выражением

$$Z_в=\sqrt{\frac{L}{C}}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}}\ln\frac{D}{d}. \tag{4.36}$$

Для среды с $\mu=1$ получим

$$Z_в=\frac{60}{\sqrt{\varepsilon}}\ln\frac{D}{d}. \tag{4.37}$$

В коаксиальных парах со сплошным диэлектриком ($\varepsilon=2{,}3$) $Z_в=50$ Ом, а при комбинированной изоляции ($\varepsilon=1{,}1$) величина волнового сопротивления составляет 75 Ом.

4.6. ОПТИМАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДИАМЕТРОВ ПРОВОДНИКОВ КОАКСИАЛЬНОЙ ПАРЫ

Конструирование коаксиальной пары подчинено задаче создания оптимальной ее конструкции, требующей минимальных затрат материалов и средств на изготовление. При конструировании коаксиальных кабелей необходимо в первую очередь выбрать диаметры внутреннего и внешнего проводников кабеля и установить их соотношение при заданном диаметре внешнего проводника.

Коэффициент затухания (дБ/км) коаксиального кабеля с современным высококачественным диэлектриком в практически используемом спектре частот (до 8—17 МГц) может быть определен по следующей формуле (без учета потерь в диэлектрике):

$$\alpha = \alpha_{\text{м}} = \frac{2{,}6\sqrt{f\varepsilon}}{\lg\frac{D}{d}}\left(\frac{1}{d}+\frac{1}{D}\right)10^{-3}. \tag{4.38}$$

Выразим соотношение D/d через X. Из выражения (4.38) следует, что с увеличением X его числитель растет линейно, а знаменатель пропорционален логарифму отношения диаметров. Исследовав данную формулу на минимум затухания при постоянном значении D в зависимости от X, т. е. взяв первую производную от правой части ур-ния (4.38) по X и приравняв ее нулю ($\partial\alpha/\partial x = 0$), получим, что α минимально при соотношении $\ln(D/d) = 1 + (d/D)$. Таким образом, оптимальная конструкция кабеля будет при $D/d = 3{,}6$. Это соотношение справедливо для кабелей с одинаковыми (медными) проводниками. Если же проводники изготовлены из различных металлов, то минимальное затухание определяется из выражения

$$\ln\frac{D}{d} = 1 + \frac{d}{D}\sqrt{\frac{\sigma_d}{\sigma_D}}, \tag{4.39}$$

где σ_D и σ_d—соответственно проводимости металлов внешнего и внутреннего проводников.

Оптимальные соотношения D/d для различных материалов внешнего проводника приведены на рис. 4.13, причем во всех слу-

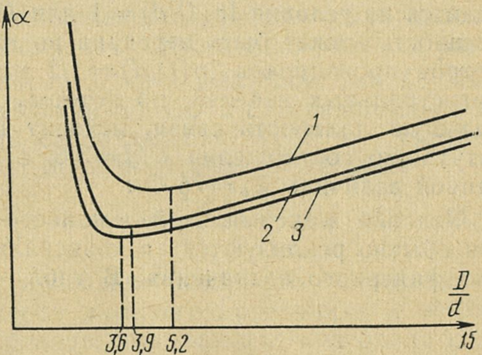


Рис. 4.13. Характер изменения затухания коаксиальных цепей с проводниками из различных металлов в зависимости от D/d:
1 — свинец; *2* — алюминий; *3* — медь

чаях принято, что внутренний проводник изготовлен из меди, а внешний — из материала, указанного на рисунке. При конструировании коаксиального кабеля приходится отступать от оптимального соотношения D/d, если величина волнового сопротивления кабеля строго нормирована. Например, для обеспечения $Z_{\text{в}} = 75$ Ом соотношение D/d определяется по формуле $D/d = e^{\frac{Z_{\text{в}}}{60}\sqrt{\varepsilon_{\text{э}}}}$.

В табл. 4.5 приведены значения $Z_{\text{в}}$ в зависимости от $\varepsilon_{\text{э}}$ при $D/d = 3{,}6$.

В табл. 4.6 показано соотношение между $\varepsilon_э$ и D/d при нормированной величине волнового сопротивления $Z_в = 75$ Ом.

Таблица 4.5

ЗАВИСИМОСТЬ $Z_в$ ОТ $\varepsilon_э$

$\varepsilon_э$	1,03	1,15	1,25	1,45	1,54
$Z_в$, Ом	75	67	61	53	50

Таблица 4.6

ЗАВИСИМОСТЬ $\varepsilon_э$ ОТ D/d

$\varepsilon_э$	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	2,3
D/d	3,5	3,7	3,9	4,2	4,36	4,5	6,8

Для коаксиального кабеля с медными проводами при оптимальном отношении D/d коэффициент затухания (дБ/км) определяется формулой

$$\alpha = \alpha_м = 21{,}6 \frac{\sqrt{f\varepsilon}}{D} \cdot 10^{-3}, \quad (4.40)$$

из которой следует, что коэффициент затухания увеличивается с ростом f и ε и резко уменьшается с увеличением диаметра внешнего проводника.

Если по кабелю необходимо обеспечить передачу большой мощности или создать кабель на максимальное напряжение, то оптимальная конструкция будет при другом соотношении D и d. Оптимальная конструкция кабеля по электрической прочности находится из условия $\ln(D/d) = 1$ или $D/d = e = 2{,}718$. Максимальная мощность может быть передана по кабелю при соотношении диаметров проводников $\ln(D/d) = 1/2$ или $D/d = 1{,}65$. Очевидно, для магистральных кабелей, по которым необходимо обеспечить наибольшую дальность связи, исходят из условия оптимального по затуханию соотношения $D/d = 3{,}6$, с учетом получения нормированной величины $Z_в = 75$ Ом.

Условия максимальной мощности или электрической прочности обычно реализуются в коаксиальных радиочастотных кабелях фидерного назначения. В табл. 4.7 приведены оптимальные

Таблица 4.7

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИМАЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ

$\frac{D}{d}$	$Z_в = \sqrt{\frac{L}{C}}$	Свойства конструкции
3,6	$\frac{76{,}6}{\sqrt{\varepsilon}}$	Минимум затухания
2,718	$\frac{59{,}9}{\sqrt{\varepsilon}}$	Максимум электрической прочности на пробой
1,65	$\frac{30}{\sqrt{\varepsilon}}$	Максимум передаваемой мощности

соотношения внешнего и внутреннего проводников коаксиальных пар, определяющие преимущества различных конструкций. Там же даны значения волновых сопротивлений.

4.7. КОНСТРУКТИВНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЯХ

При изготовлении кабеля может возникнуть деформация в виде эксцентриситета в расположении проводников, нарушается их форма, постоянство взаимного расположения и т. д. В результате изменяются параметры и кабель перестает быть однородным по длине.

Неоднородности делятся на внутренние — в пределах строительной длины кабеля — и стыковые, обусловленные различием характеристик сопрягаемых строительных длин. Стыковые неоднородности, как правило, превышают внутренние. Неоднородность кабеля сказывается главным образом на его волновом сопротивлении, величина которого на участках неоднородности отличается от номинальной. Неоднородности цепи учитываются через коэффициент отражения

$$p = \frac{Z'_{\text{в}} - Z_{\text{в}}}{Z'_{\text{в}} + Z_{\text{в}}} = \frac{\Delta Z}{2 Z_{\text{в}}}, \tag{4.41}$$

где $Z_{\text{в}}$ и $Z'_{\text{в}}$—волновые сопротивления соседних неоднородных участков кабеля.

Соответственно величина отклонения волнового сопротивления определится как $\Delta Z = 2pZ_{\text{в}}$. Волновое сопротивление кабеля равно $Z_{\text{в}} = 60 \ln (D/d) / \sqrt{\varepsilon}$ Ом и зависит от трех факторов: ε, d, D. Имея в виду, что неоднородность величин Δd, ΔD и $\Delta\varepsilon$ сравнительно невелика, отклонение волнового сопротивления (Ом) от среднего значения (волнистость) может быть выражено уравнением

$$\Delta Z = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{\Delta D}{D} - \frac{\Delta d}{d} - \frac{\Delta \varepsilon}{2\varepsilon} \ln \frac{D}{d} \right). \tag{4.42}$$

Наибольшее влияние на колебания волнового сопротивления оказывают отклонения размеров внешнего проводника и неоднородность изолирующих материалов, вызывающая колебания величины диэлектрической проницаемости. Внутренний проводник, представляющий собой сплошную проволоку, может быть изготовлен с большой точностью.

Реальный коаксиальный кабель можно рассматривать как неоднородную цепь, состоящую из отдельных однородных участков. Электромагнитная волна, распространяясь по такому кабелю, встречает на своем пути неоднородность, частично отражается от нее и возвращается к началу линии. При наличии нескольких неоднородных участков волна претерпевает серию частичных отражений и, циркулируя по линии, вызывает дополнительное затухание и искажение характеристик цепи.

Неоднородности в кабеле приводят к появлению в цепи двух дополнительных потоков энергии: обратного, состоящего из суммы элементарных отраженных волн в местах неоднородностей и движущегося к началу цепи, и попутного, возникающего из-за двойных отражений и движущегося к концу цепи вместе с основной энергией, передаваемой по кабелю. Попутный поток возникает вследствие того, что первоначально отраженные волны, движущиеся к началу цепи, встречают места неоднородностей и частично отражаются, направляясь к концу линии (рис. 4.14). Величина

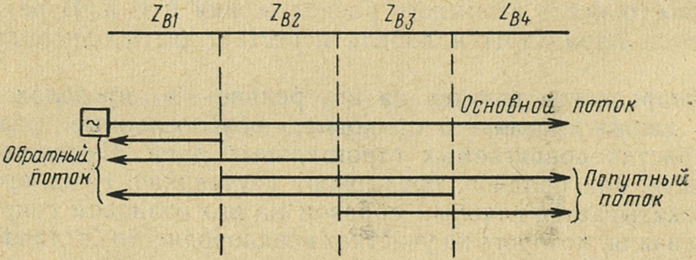


Рис. 4.14. Схема образования встречного и попутного потоков в неоднородной цепи

входного сопротивления кабеля $Z_{вх}$ колеблется за счет обратного потока, и характеристика $Z_{вх}$ имеет волнообразный характер. Это затрудняет согласование кабеля с аппаратурой на концах линий и приводит к искажениям в цепи передачи.

Попутный поток, распространяясь вместе с основным, искажает форму передаваемого сигнала и также создает помехи при передаче. Особенно страдает от попутного потока качество телевизионной передачи, для которой фазовое соотношение передаваемых и принимаемых сигналов является решающим фактором. Для осуществления нормальной передачи телевизионных сигналов величина попутного потока должна составлять не более 1% от основного. Для обеспечения высококачественной телефонной передачи необходимо отсутствие амплитудных искажений в цепи передачи и, в первую очередь, постоянство $Z_{вх}$.

Требуемое качество связи и телевизионной передачи по коаксиальному кабелю обеспечивается при отклонении волнового сопротивления (ΔZ), обусловленного отражениями, не более $\pm 0{,}45$ Ом, что соответствует коэффициенту отражения 3%. На

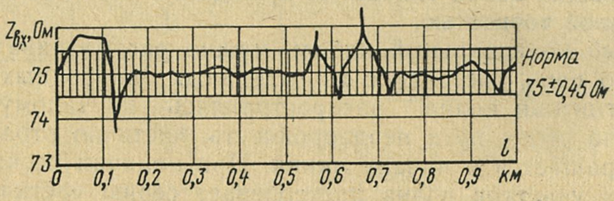


Рис. 4.15. Изменение входного сопротивления неоднородной коаксиальной цепи в зависимости от ее длины

рис. 4.15 приведена зависимость входного сопротивления $Z_{вх}$ неоднородного кабеля от его длины, измеренная импульсным методом. Здесь показана допустимая норма неоднородности $Z_в = \pm 0{,}45$ Ом. Из рисунка видно, что величина $Z_{вх}$ сложно меняется относительно $Z_в = 75$ Ом и в четырех точках значения $Z_{вх}$ выше нормы. Частотная зависимость входного сопротивления неоднородного коаксиального кабеля будет также иметь сложный колебательный характер вокруг величины $Z_в = 75$ Ом.

Попутный поток на длине усилительного участка коаксиального кабеля определяется следующим образом:

за счет внутренних неоднородностей

$$|q_в|^2 = \frac{p^4}{324\,(\Delta l)^2\,\alpha^2}\,\alpha L; \tag{4.43}$$

за счет стыковых неоднородностей

$$|q_c|^2 = \frac{p^4}{324\,(\Delta l)^2\,\alpha^2}\,2n\left(1 - e^{-4\alpha l}\right); \tag{4.44}$$

результирующий попутный поток

$$|q|^2 = \frac{p^4}{324\,(\Delta l)^2\,\alpha^2}\left[\alpha L + 2n\left(1 - e^{-4\alpha l}\right)\right], \tag{4.45}$$

где p—коэффициент отражения; Δl—расстояние между неоднородностями; $Z_в$—волновое сопротивление кабеля; α—коэффициент затухания; l—строительная длина кабеля; L—длина усилительного участка; n—число строительных длин кабеля на усилительном участке.

При этом учитывается, что коэффициент затухания в любой точке строительной длины по теории вероятности $p = 3\sigma$, где σ—среднеквадратическое значение отклонения ΔZ.

Из ур-ний (4.43) — (4.45) следует, что попутный поток обусловлен, в первую очередь, величиной отклонения волнового сопротивления кабеля, причем попутный поток за счет внутренних неоднородностей прямо пропорционален длине кабельной линии, а за счет стыковых неоднородностей — числу строительных длин кабеля.

С целью повышения однородности электрических характеристик коаксиальных магистралей производится специальное группирование строительных длин кабелей перед прокладкой с таким расчетом, чтобы отклонение волнового сопротивления двух смежных строительных длин не превышало 0,3 Ом. При этом строительные длины располагают так, чтобы величины волнового сопротивления постепенно нарастали от начала усилительного участка к его середине и спадали от середины к концу. На входе в усилительный пункт прокладывают строительные длины с номинальным волновым сопротивлением (75 Ом).

Неоднородности коаксиальных кабелей в настоящее время исследуются преимущественно импульсным методом при помощи импульсных приборов большой чувствительности, которые позволяют наблюдать на экране степень однородности волнового сопротивления кабеля по его длине и устанавливать место и характер повреждения.

4.8. ПЕРЕДАЧА ВОЛН ВЫСШЕГО ТИПА ПО КОАКСИАЛЬНОМУ КАБЕЛЮ

Ранее рассмотренные процессы передачи по коаксиальным кабелям относились к передаче основного типа волны ТЕМ. Однако при определенных условиях возможна передача по коаксиальному кабелю волн высшего порядка: электрической волны Е и магнитной волны Н (см. § 1.3). Это реализуется при передаче по кабелю очень высоких частот, таких, чтобы длина волны была соизмерима с поперечными размерами коаксиального кабеля ($\lambda < D$).

Рассмотрим продольные составляющие электрического поля E_z для волны Е и магнитного поля H_z для волны Н. Для этого воспользуемся дифференциальными уравнениями относительно составляющих E_z и H_z, полученными путем решения уравнения Максвелла в цилиндрической системе координат:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} = g^2 E_z, \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} = g^2 H_z, \end{aligned}\right\} \qquad (4.46)$$

где $g^2 = k^2 + \gamma^2$. Для волны типа ТЕМ продольные составляющие E_z и H_z равны нулю, и поэтому они не участвуют в процессе распространения энергии по коаксиальному кабелю. Определим продольную составляющую E_z для волны E. Решение дифференциального уравнения относительно E_z имеет вид

$$E_z = [A_n J_n(gr) + B_n N_n(gr)] \cos n\varphi\, e^{-\gamma z}, \qquad (4.47)$$

где $I_n(gr)$ и $N(gr)$ — функции Бесселя и Неймана n-го порядка; A и B—постоянные интегрирования; r, φ, z—текущие координаты.

Граничными условиями для рассматриваемого случая является равенство $E_z = 0$ на поверхности проводников для внутреннего проводника при $r = r_a$ и внешнего проводника при $r = r_b$. Используя эти условия, можно написать

$$\left.\begin{aligned} A_n J_n(g r_a) + B_n N_n(g r_a) = 0 \quad \text{при} \quad r = r_a, \\ A_n J_n(g r_b) + B_n N_n(g r_b) = 0 \quad \text{при} \quad r = r_b. \end{aligned}\right\} \qquad (4.48)$$

Из этих равенств получается следующее трансцендентное уравнение:

$$\frac{J_n(g r_a)}{N_n(g r_a)} = \frac{J_n(g r_b)}{N_n(g r_b)}.$$

Отсюда следует, что каждому заданному значению будет соответствовать бесконечное число значений $g_{n1}, g_{n2}, g_{n3}, \ldots g_{nm}$. Это характеризует наличие в кабеле бесчисленного числа продольно-электрических волн типа E_{nm}. Минимальное значение имеет корень при $n=0$, и $m=1$, соответствующий волне типа E_{01}. Значение g_{01} получается равным $g_{01}=\pi/(r_b-r_a)$. Критические частоты могут быть определены по формуле $\lambda_0=2\pi/g_{0n}$. Тогда получим формулу для максимальной критической волны g_{01} типа Е в коаксиальной паре: $\lambda=2(r_b-r_a)=D-d$ или с учетом качества изоляции ε: $\lambda_0=(D-d)\sqrt{\varepsilon}$. Соответственно критическая частота будет: $f_0=c/(D-d)\sqrt{\varepsilon}$, где c— скорость света, равная $3\cdot10^{11}$ мм/с.

Конфигурация волны Е в коаксиальном кабеле показана на рис. 4.16.

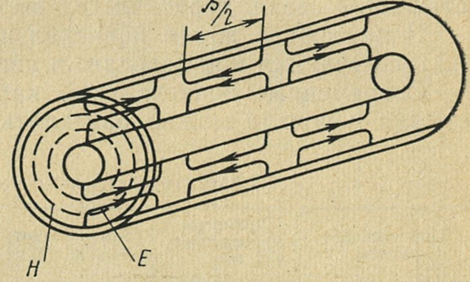


Рис. 4.16. Конфигурация волн E в коаксиальном кабеле

Рассмотрим волны Н в коаксиальной паре, для чего определим продольную составляющую магнитного поля. Для коаксиальной пары выражение для H_z имеет вид

$$H_z=[C_n J_n(gr)+D_n N_n(gr)]\cos n\varphi\, e^{-\gamma z}, \tag{4.49}$$

где C_n и D_n—постоянные интегрирования. Граничными условиями в этом случае является равенство нулю производной $\partial H_z/\partial r$ при $r=r_b$ и $r=r_a$. Тогда получим

$$\left.\begin{aligned} C_n J'_n(gr_a)+D_n N'_n(gr_a)=0,\\ C_n J'_n(gr_b)+D_n N'_n(gr_b)=0.\end{aligned}\right\} \tag{4.50}$$

Решение этих уравнений дает трансцендентное уравнение

$$\frac{J'_n(gr_a)}{N'_n(gr_a)}=\frac{J'_n(gr_b)}{N'_n(gr_b)},$$

которое имеет бесчисленное множество корней. Из уравнения следует, что в кабеле будет бесконечное число продольно-магнитных волн типа H_{nm}. Критическая длина волны может быть определена по формуле $\lambda_0=2\pi/k_{nm}$. Самая длинная критическая волна получается при $n=1$ и $m=1$ (H_{11}) и определяется по формуле $\lambda_0=\pi(r_b+r_a)=\pi(D+d)/2$ или с учетом диэлектрической проницаемости изоляции кабеля $\lambda_0=\pi(D+d)\sqrt{\varepsilon}/2$. Соответственно критическая частота для волны типа Н будет $f_0=2c/\pi(D+d)\sqrt{\varepsilon}$, где скорость света $c=3\cdot10^{11}$ мм/с.

Зная конструктивные характеристики коаксиального кабеля, можно определить предельную частоту, при которой будут возникать высшие типы волн. Для существующих конструкций коаксиальных пар магистральных кабелей критическая длина волны составляет 1—5 см, причем наиболее жесткие условия обусловливает волна Н, которая и лимитирует частотную область использования коаксиальной пары в режиме передачи основной волны ТЕМ.

4.9. КОНСТРУКЦИЯ КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ И ИХ СВОЙСТВА

Коаксиальные кабели являются основным средством магистральной связи, передачи телевидения и другой информации.

В настоящее время коаксиальные кабели наиболее эффективно применяются при передаче в диапазоне от 0 до 10^9 Гц.

Современные коаксиальные кабели связи по габаритам и системам передачи можно разделить на ряд групп (табл. 4.8). Наибольшее применение получили кабели с коаксиальными парами среднего (2,6/9,4) и малогабаритного (1,2/4,6) типов. Как правило, коаксиальные кабели магистральной связи имеют комбинированную конструкцию и состоят из четырех, шести, восьми коаксиальных пар среднего типа (2,6/4,9) и четырех, шести малогабаритных пар (1,2/4,6).

Таблица 4.8

КЛАССИФИКАЦИЯ КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ

Наименование группы	Диаметры проводников, мм	Спектр частот передачи, МГц	Число каналов ТЧ	Область применения
Микрокоаксиальные	0,7/2,9	1,3	300	Городская и пригородная связь
Малогабаритные	1,2/4,6	1,3 и 5,7	300 и 1020	Зоновая (областная) связь
Средние	2,6/9,4	8,5; 17 и 60	1920, 3600, 10 800	Магистральная связь
Большие	7/27 и 11/40	До 300	До 50 000	Магистральная связь
Подводные	5/18 и 8,4/25,4	3 и 6	360 и 720	Связь через водные преграды

Коаксиальные пары среднего типа предназначены для организации каналов тональной частоты и телевидения большой протяженности между оконечными пунктами и крупными узлами связи, а коаксиальные пары малогабаритного типа — распределительных каналов связи между промежуточными пунктами и городами, расположенными по трассе магистрали. В СССР применяются коаксиальные кабели среднего типа КМБ-4, малогабаритного типа МКСБ-4 и комбинированные типа КМБ-8/6 и КМБ-6/4 (в числителе указано число коаксиальных пар среднего типа, а в знаменателе — число малогабаритных пар). На рис. 4.17 приведена конструкция кабеля КМБ-8/6. В табл. 4.9 приведены электрические характеристики коаксиальных кабелей.

В США выпускаются коаксиальные кабели, содержащие 4; 6; 8; 12 и даже 20 коаксиальных пар среднего типа (2,6/9,5). Во многих странах (ФРГ, Италия, Япония, Англия) кроме коаксиальных пар среднего типа кабели содержат большое число низкочастотных и высокочастотных симметричных пар и четверок.

Таблица 4.9

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ КМБ-4 И КМБ-8/6 С ПРОВОДАМИ ДИАМЕТРОМ 2,6/9,4

f, МГц	α, дБ/км	$\lvert Z_в \rvert$, Ом	$-\varphi$	β, рад/км	v, тыс. км/с
0,01	0,326	80,5	6°20′	0,25	250
0,03	0,457	78,5	3°50′	0,71	266
0,06	0,596	77,5	3°00′	1,38	273
0,10	0,800	76,8	2°20′	2,31	274
0,30	1,353	75,7	1°20′	6,8	276
0,50	1,755	75,4	1°00′	11,4	277
1,0	2,477	75,0	0°40′	22,6	278
2,0	3,499	74,7	—	45,0	279
3,0	4,286	74,6	—	67,5	279
5,0	5,538	74,5	—	111,2	280
8,0	7,017	74,4	—	179,4	280
10,0	8,856	74,3	—	224,1	280
12,0	8,616	74,3	—	269,0	280
14,0	9,318	74,3	—	314,0	280
16,0	9,974	74,3	—	357,0	280
18,0	10,584	74,2	—	403,0	280
20,0	11,169	74,2	—	448,0	280
22,0	11,727	74,2	—	493,0	280
24,0	12,262	74,2	—	538,0	280
25,0	12,521	74,2	—	560,0	280

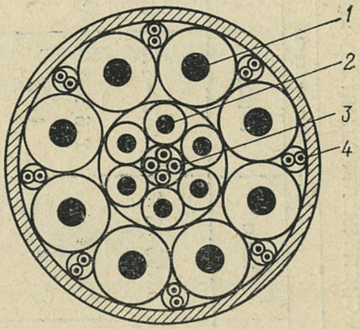


Рис. 4.17. Коаксиальный комбинированный кабель типа КМБ-8/6:
1 — коаксиальная пара 2,6/9,4; *2* — коаксиальная пара 1,2/4,6; *3* — симметричная четверка; *4* — симметричная пара

В табл. 4.10 приведены основные параметры существующих и перспективных аналоговых и цифровых систем передачи по коаксиальным кабелям. В СССР передача по средним коаксиальным парам среднего типа осуществляется с помощью систем К-1920 и К-3600, а по малогабаритным парам с помощью системы К-300. В Японии, Англии, Италии и других странах Европы применяются системы на 2700 каналов ТЧ; в ФРГ, Швеции и США—системы на 10 800 каналов. В последнее время во многих крупных странах мира активно ведутся работы по созданию цифровых систем с импульсно-кодовой модуляцией (ИКМ), предназначенных для работы по коаксиальным кабелям наряду с частотными системами; известны системы ИКМ на 30, 120, 480 и 1920 каналов.

Таблица 4.10

СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ПО КОАКСИАЛЬНЫМ КАБЕЛЯМ

Параметр систем	Аналоговые системы					Цифровые системы			
	К-60	К-300	К-1920	К-3600	К-10800	первичная ИКМ-30	вторичная ИКМ-120	третичная ИКМ-480	четвертичная ИКМ-1920
Диапазон частот, МГц	0,012—0,25	0,06—1,3	0,312—8,5	0,76—18,4	4,3—60	—	—	—	—
Скорость передачи, Мбит/с	—	—	—	—	—	2,05	8,45	34,0	140,0
Тип кабеля	СК	1,2/4,6	2,6/9,4	2,6/9,4	2,6/9,4	СК	0,7/2,9 СК	2,6/9,4	2,6/9,4
Количество пар	4×4	4	4—8	8—22	8—22	4×4	4—48 4×4	8—22	8—22
Число каналов ТЧ, тыс.	0,5	0,6	7,7	36	100	0,24	3 1	5,3	20
Длина усилительного участка, км	20	6	6	3	1,5	10	5	6	3

Микрокоаксиальные кабели (0,7/2,9) еще не получили широкого применения. Известные конструкции кабелей содержат 4; 7; 19 и больше тонких коаксиальных пар, предназначенных для городской и пригородной связи. Такие кабели используются для организации 300 каналов в диапазоне до 1,3 МГц или 30—120 цифровых каналов в диапазонах до 2—8,5 МГц.

Большие коаксиальные пары представляют собой одну пару большого диаметра (7/27 или 11/40). Они предназначены для организации мощного пучка каналов при работе по двухкабельной системе на главных магистралях связи. Для работы по таким кабелям предполагается использовать системы на 50 000 каналов в спектре до 300 МГц. Разработку систем ведут во Франции и Японии.

Подводные кабели предназначены для устройства связи через моря и океаны. Кабели имеют однокоаксиальную конструкцию; диаметр пар 5/18; 8,4/25,4; 8,5/38,1 и др.; передача ведется по двухполосной системе. Современные подводные кабели позволяют организовать 48; 120; 360 и 720 каналов. Ведутся разработки систем на 3600 и 5200 каналов. Успешный двадцатилетний опыт эксплуатации подводных коаксиальных магистралей послужил основой дальнейшего развития ВЧ связи по подводным кабелям. Заканчивается строительство межконтинентальной (глобальной) кабельной магистрали через Атлантический и Тихий океаны общей протяженностью 50 000 км.

Достоинствами коаксиальных кабелей являются:

возможность передачи весьма широкого спектра частот при сравнительно малых потерях;

высокая степень защищенности от взаимных влияний и внешних помех;

возможность осуществления связи по однокабельной системе;

экономичность системы передачи в целом.

Совершенствование коаксиальных кабелей и систем передачи по ним происходит в следующих направлениях:

расширение диапазона частот и увеличение пропускной способности коаксиальных магистралей;

разработка и применение цифровых систем передачи по коаксиальным кабелям;

применение биметаллических внешних проводников, а также гофрированных проводников;

замена свинцовой оболочки на алюминиевую;

повышение электрической прочности кабелей и увеличение расстояния между обслуживаемыми усилительными пунктами;

создание коаксиальных кабелей большого типа для систем передачи на 50 000 каналов ТЧ;

создание экранированных кабелей, надежно защищенных от воздействия высоковольтных линий и грозовых разрядов.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ТЕОРИЯ ПЕРЕДАЧИ ПО СИММЕТРИЧНЫМ КАБЕЛЯМ

5.1. ПЕРЕДАЧА ПО ИДЕАЛЬНОЙ СИММЕТРИЧНОЙ ЦЕПИ

Рассмотрим процесс передачи энергии по симметричной цепи идеальной конструкции, т. е. не имеющей потерь в проводниках, и без учета взаимодействия электромагнитных полей проводников. Тогда, располагая цепь вдоль оси z, можем воспользоваться ур-ниями (4.1). Движение энергии вдоль цепи определяется теорией Умова-Пойнтинга, по которой вектор распространения $\mathbf{П}_z$ образует с составляющими электрического E_r и магнитного H_φ полей правовинтовую систему:

$$\Pi_z = \int_0^{2\pi} E_r H_\varphi^* r d\varphi. \qquad (5.1)$$

Энергия на пути своего движения встречает сопротивление среды Z_z, которое математически выражается через отношение составляющих полей, образующих с векторами Пойнтинга правовинтовую систему $Z_r = E_r/H_\varphi$. Значения E_r и H_φ определяются из ур-ний (4.1) в виде

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} &= (\sigma + \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a)\,E_r, \\ \frac{\partial E_r}{\partial z} &= -\,\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a H_\varphi . \end{aligned}\right\} \tag{5.2}$$

Здесь принято, что $\partial E_z/\partial r = 0$, т. е. не учитываются потери в проводниках. Тогда, имея в виду экспоненциальный закон изменения составляющих E_r и H_φ вдоль цепи $E_r = E_{r0}e^{-\gamma z}$ и $H_\varphi = H_{\varphi 0}e^{-\gamma z}$, получим

$$\left.\begin{aligned} \gamma H_\varphi &= (\sigma + \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a)\,E_r, \\ \gamma E_r &= \mathrm{i}\,\omega\,\mu_a H_\varphi . \end{aligned}\right\} \tag{5.3}$$

В этом случае значения коэффициента распространения γ и волнового сопротивления среды Z_z определяются следующим образом. Перемножив выражения (5.3), получим $\gamma^2 = \mathrm{i}\omega\mu_a(\sigma + \mathrm{i}\omega\varepsilon_a)$, или

$$\gamma = \sqrt{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a\,(\sigma + \mathrm{i}\,\omega\varepsilon_a)}\ . \tag{5.4}$$

Поделив эти выражения, получим $(E_r/H_\varphi)^2 = \mathrm{i}\omega\mu_a/(\sigma + \mathrm{i}\omega\varepsilon_a)$ или волновое сопротивление среды будет

$$Z_z = \frac{E_r}{H_\varphi} = \sqrt{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a/(\sigma + \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a)}\,. \tag{5.5}$$

Для определения волнового сопротивления симметричной цепи необходимо оперировать со значениями напряжения между проводниками (U) и тока в проводниках (I) : $Z_в = U/I$. Напряжение между проводниками можно определить по формуле $U = \int\limits_r^{a-r} E_r dr$, где r — радиус проводника; a — расстояние между проводниками.

Из ур-ния (5.3) имеем $E_r = (\mathrm{i}\omega\mu_a/\gamma)H_\varphi$. Подставляя сюда значение γ и имея в виду, что по закону полного тока $H_\varphi = I/2\pi r$, получим

$$E_r = \sqrt{\frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a}{\sigma + \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a}}\ \frac{I}{2\pi r}.$$

Тогда напряжение между проводниками определится

$$U = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a}{\sigma + \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a}}\int\limits_r^{a-r}\frac{\partial r}{r} = \frac{I}{\pi}\sqrt{\frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a}{\sigma + \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_a}}\ln\frac{a-r}{r}.$$

Соответственно волновое сопротивление будет

$$Z_в = \frac{U}{I} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a}{\sigma + \mathrm{i}\,\omega\varepsilon_a}}\ln\frac{a-r}{r}. \tag{5.6}$$

Без учета потерь в изоляции $(\sigma = 0)$

$$Z_в = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} \ln \frac{a-r}{r}.$$

Имея в виду, что $\mu_a = 4\pi \cdot 10^{-7}\mu$ и $\varepsilon_a = \frac{1}{36\pi} \varepsilon \cdot 10^{-9}$, получим известную формулу расчета волнового сопротивления симметричной цепи:

$$Z_в = \frac{120}{\sqrt{\varepsilon}} \ln \frac{a-r}{r}. \quad (5.7)$$

Первичные параметры симметричной цепи (R, L, C, G) без потерь определим, используя приведенные в гл. 2 соотношения:

$$\gamma Z_в = R + i\omega L, \quad \frac{\gamma}{Z_в} = G + i\omega C.$$

Тогда получим $R + i\omega L = \frac{i\omega\mu_a}{\pi} \ln \frac{a-r}{r}$, откуда

$$R = 0 \quad \text{и} \quad L = \frac{\mu_a}{\pi} \ln \frac{a-r}{r}. \quad (5.8)$$

Из $G + i\omega C = \pi(\sigma + i\omega\varepsilon_a)/\ln \frac{a-r}{r}$ получим

$$G = \frac{\pi\sigma}{\ln \frac{a-r}{r}}, \quad C = \frac{\pi\varepsilon_a}{\ln \frac{a-r}{r}}. \quad (5.9)$$

В результате определены первичные (R, L, C, G) и вторичные $(\gamma, Z_в)$ параметры симметричной цепи без учета процессов внутри проводников и потерь в них.

5.2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РЕАЛЬНЫХ СИММЕТРИЧНЫХ ЦЕПЯХ С ПОТЕРЯМИ

В реальных условиях проводники в кабеле имеют конечные значения проводимости, а следовательно, и потери. Сказывается близость проводников и кабельной оболочки на искажение электромагнитного поля и появляются потери за счет эффекта близости. Меняется индуктивность за счет внутреннего магнитного поля в проводниках и емкость за счет наличия соседних проводников и оболочки. Скрутка кабельных цепей также изменяет их электрические параметры.

Под действием переменного поля происходит перераспределение электромагнитной энергии по сечению; при этом наблюдаются следующие явления: поверхностный эффект, эффект близости, воздействие на параметры цепи окружающих металлических масс (соседних проводников, экрана, брони). В симметричных кабелях связи действуют все три указанных фактора одновременно. В воздушных линиях, где проводники расположены сравнительно далеко друг от друга и отсутствуют наружные металлические оболочки, следует учитывать лишь поверхностный эффект. В коаксиальных кабелях, являющихся закрытой системой, не имеющей внешнего поля, действие окружающих металлических масс не учитывается. За счет этих явлений происходит перераспределение электромагнитного поля и изменяются параметры цепей. Активное сопротивление R и емкость C возрастают; индуктивность L уменьшается. Наиболее существенно возрастает сопротивление цепи:

$$R = R_0 + R_{\text{п.э}} + R_{\text{э.б}} + R_{\text{м}},$$

где R_0 — сопротивление постоянному току; $R_{\text{п.э}}$ — сопротивление за счет поверхности эффекта; $R_{\text{э.б}}$ — сопротивление за счет эффекта близости; $R_{\text{м}}$ — сопротивление, обусловленное потерями в окружающих металлических массах.

Поверхностный эффект рассмотрен в § 4.1. Эффект близости связан с взаимодействием внешних полей. Как видно из рис. 5.1, внешнее поле H проводника *а,* пересекая толщу проводника σ, наводит в нем вихревые токи. На поверхности проводника *б,* обращенной к проводнику *а,* вихревые токи совпадают по направлению с протекающим по нему основным током $(I+I_{\text{в.т}})$, а на противоположной поверхности проводника *б* они направлены навстречу основному току $(I—I_{\text{в.т}})$. Аналогичное перераспределение токов происходит в проводнике *а.*

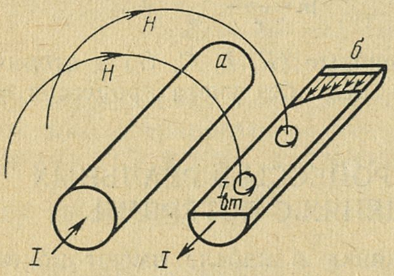


Рис. 5.1. Эффект близости

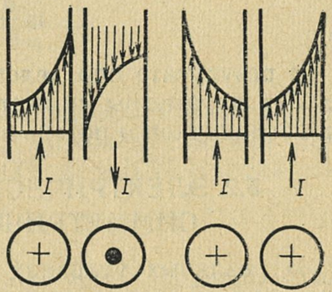


Рис. 5.2. Распределение плотности тока в проводниках

При взаимодействии вихревых токов с основным плотность результирующего тока на обращенных друг к другу поверхностях проводников *а* и *б* увеличивается, а на отдаленных уменьшается. Это явление («сближение» токов в проводниках *а* и *б)* носит название эффекта близости. Из-за неравномерного распределения плотности тока увеличивается активное сопротивление цепи переменному току. Эффект близости также прямо пропорционален частоте, магнитной проницаемости, проводимости и диаметру проводника и, кроме того, зависит от расстояния между проводниками. С приближением токопроводящих жил друг к другу действие эффекта близости возрастает в квадрате.

Если по двум соседним проводникам токи проходят в одном направлении, то перераспределение их плотности из-за взаимодействия внешних электромагнитных полей приводит к увеличению плотности токов на взаимно отдаленных поверхностях проводников *а* и *б*. На рис. 5.2 показано распределение плотности токов в проводниках симметричной цепи, когда токи в проводниках *а* и *б* направлены противоположно и когда они направлены в одну сторону.

Окружающие металлические массы за счет отражения от них электромагнитного поля воздействуют на параметры цепи. Магнитное поле Н, создаваемое током, протекающим по проводникам цепи, наводит вихревые токи $I_{\text{в.т}}$ в соседних жилах кабеля, в окружающем экране, металлической оболочке, броне и т. д. (рис. 5.3). Вихревые токи нагревают металлические части кабеля и создают дополнительные тепловые потери энергии, что выражается как бы в «отсасывании» некоторой доли передаваемой энергии, причем наиболее воздействуют близко расположенные к рассматриваемой цепи металлические части кабеля. Кроме того, вихревые токи создают поле обратного действия, которое воздействует на проводники цепи и изменяет их параметры.

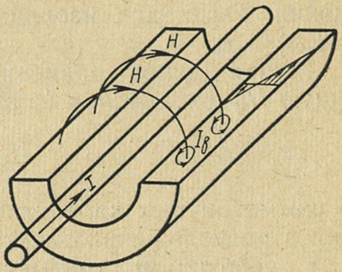


Рис. 5.3. Вихревые токи в окружающей металлической оболочке кабеля

5.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ИНДУКТИВНОСТИ КАБЕЛЬНЫХ ЦЕПЕЙ С ПОТЕРЯМИ

Для определения параметров симметричной цепи с потерями необходимо знать составляющие E_z и H_φ. Они определяют энергию, поглощаемую проводником из окружающего пространства. Мощность потока энергии поглощения для цилиндрического проводника выражается через вектор Пойнтинга в виде

$$\Pi_r = \int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r d\varphi,$$

а поскольку $\Pi = I^2 Z$, то полное внутреннее сопротивление определяется из выражения

$$Z = R + \mathrm{i}\,\omega L = \frac{1}{I^2}\int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r d\varphi, \tag{5.10}$$

где R — активное сопротивление проводника; L — внутренняя индуктивность; E_z — продольная составляющая электрического поля; H_φ — сопряженное значение тангенциальной составляющей магнитного поля; r — радиус проводника.

При определении E_z и H_φ симметричной цепи воспользуемся ранее приведенными уравнениями Максвелла в дифференциальной форме (ур-ние 2.12) для цилиндрической системы координат:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} = \begin{cases} k_{\text{м}}^2 E_z \text{ — для проводника} \\ k_{\text{д}}^2 E_z \text{ — для изоляции,} \end{cases} \quad (5.11)$$

где $k_{\text{м}}\sqrt{\text{i}\omega\mu_a\sigma}$ — коэффициент потерь для металла, $k_{\text{д}} = \text{i}\omega\sqrt{\mu_a\varepsilon_a}$ — коэффициент для диэлектрика.

Данное выражение характеризует процессы как в металле ($k_{\text{м}}$), так и в диэлектрике ($k_{\text{д}}$). Имея в виду частную область использования симметричных цепей (до 10^6 Гц), можно решать задачу в квазистационарном режиме, т. е. без учета токов смещения. Тогда для изоляции правая часть уравнения будет $k^2_{\text{д}} = (\text{i}\omega)^2\mu_a\varepsilon_a = 0$.

Решая данное уравнение, находим составляющую E_z. Составляющую H_φ определяем из выражения

$$H_\varphi = \frac{1}{\text{i}\,\omega\,\mu_a}\frac{d E_z}{\partial r}. \quad (5.12)$$

В симметричных кабелях в отличие от коаксиальных нет симметрии в расположении электромагнитного поля вокруг проводников, т. е. необходимо учитывать изменение поля по тангенциальной составляющей ($\partial^2 E_z/\partial\varphi^2 \neq 0$). Это выражение характеризует искажение поля и соответственно действие эффекта близости между проводниками.

Решение приведенного выше дифференциального уравнения для металла имеет следующий вид:

$$E_z = [A_n I_n(kr) + B_n K_n(kr)](C_n \cos n\varphi + D_n \sin n\varphi), \quad (5.13)$$

где I_n и K_n — цилиндрические функции первого и второго родов n-го порядка. A_n, B_n, C_n, D_n — постоянные интегрирования; $k_{\text{м}} = \sqrt{\text{i}\omega\mu_a\sigma}$ — коэффициент потерь для металла.

Поскольку поле внутри проводника возрастает от центра к периферии, а функция K имеет падающий характер с увеличением аргумента, то необходимо принять, что $B=0$. В силу симметричного расположения проводников относительно горизонтальной оси, от которой ведется отсчет угла φ, нечетная функция $\sin n\varphi$ отсутствует, поэтому $D_n=0$. Тогда, имея в виду наличие n составляющих поля, получим выражение E_z для проводников:

$$E_z = \sum_{n=0}^{\infty} A_n I_n(\sqrt{j}\,kr)\cos n\varphi.$$

Соответственно составляющая магнитного поля равна:

$$H_\varphi = \frac{1}{\text{i}\,\omega\,\mu_a}\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\sqrt{j}\,k}{\text{i}\,\omega\,\mu_a}\sum A_n I'_n(\sqrt{j}\,kr)\cos n\varphi.$$

Полученные уравнения аналогичны уравнениям для внутреннего проводника коаксиального кабеля. Отличие заключается в том, что в силу осевой симметрии для внутреннего проводника не учитывалось изменение поля по φ и $n=0$. При учете эффекта близости $n \neq 0$, так как кроме основных составляющих поля первого проводника возникает n составляющих поля за счет взаимодействия полей рядом расположенных проводников.

Для определения постоянных интегрирования A_n запишем выражения напряженностей электрического и магнитного полей в диэлектрике, окружающем проводники. Для диэлектрика ур-ние (5.11) имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} = 0.$$

Решением данного уравнения является

$$E_z = B_0 \ln r + C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n r^n + C_n r^{-n}) \cos n\varphi. \tag{5.14}$$

Составляющая магнитного поля H_φ равна:

$$H_\varphi = \frac{1}{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a}\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{B_0}{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a r} + \frac{1}{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_a}\sum_{n=1}^{\infty} n\,(B_n^{n-1} - C_n r^{-n-1}) \cos n\varphi,$$

где A_n, B_n, C_n — постоянные интегрирования, для нахождения которых используются следующие условия:

непрерывность продольных составляющих электрического поля на границе проводник—диэлектрик: $E^{\text{м}}{}_z = E^{\text{д}}{}_z$ при $r=r_a$;

непрерывность тангенциальных составляющих магнитного поля: $H_\varphi^{\text{м}} = H_\varphi^{\text{д}}$ при $r=r_a$;

соответствие законов убывания и возрастания магнитных полей для проводников a и $б$.

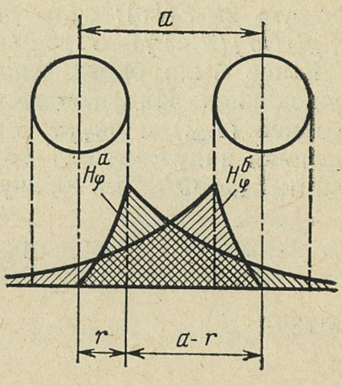


Рис. 5.4. Магнитное поле H_φ симметричной цепи

Как видно из рис. 5.4, магнитные поля для одинаковых проводников на прямой, соединяющей центры проводников, равны между собой: H_φ^a (при r) $= H_\varphi^б$ (при $a-r$). Из условия непрерывности магнитного и электрического полей на границе проводник—диэлектрик можно получить следующие уравнения:

$$\left.\begin{aligned} A_0 I_0(\sqrt{j}\,kr_a) &= B_0 \ln r_a + C_0 \\ A_0 \sqrt{j}\,k\,r_a I_0'(\sqrt{j}\,kr_a) &= B_0 \end{aligned}\right\} \quad \text{при} \quad n=0,$$

$$\left.\begin{aligned} A_n I_n(\sqrt{j}\,kr_a) &= B_n r_a^n + C_n r_a^{-n} \\ A_n \sqrt{j}\,k\,r_a I_n'(\sqrt{j}\,kr_a) &= n\,(B_n r_a^n - C_n r_a^{-n}) \end{aligned}\right\} \quad \text{при} \quad n \neq 0.$$

Решая полученные уравнения, находим постоянные интегрирования A_n, C_n и A_0, C_0 и затем B_0 и B_n. После чего, используя закон убывания и возрастания магнитных полей проводников *а* и *б*, определим составляющие полей E_z и H_φ на поверхности проводников для $r = r_a$.

Для нахождения сопротивления (Ом/км) и внутренней индуктивности (Г/км) в ур-ние (5.10) подставим значения E_z и H_φ и после соответствующих преобразований получим

$$\left.\begin{aligned} R &= R_a + R_б = 2R_0\varkappa\left[1 + F(kr) + \frac{pG(kr)\left(\frac{d}{a}\right)^2}{1 - H(kr)\left(\frac{d}{a}\right)^2}\right], \\ L &= L_а + L_б = Q(kr)\cdot 10^{-4}, \end{aligned}\right\} \tag{5.15}$$

где $d=2r$ — диаметр проводника, мм; a — расстояние между проводниками, мм; $\varkappa$ — коэффициент укрутки (1,02—1,07). При парной скрутке $p=1$; при звездной $p=5$; при двойной парной $p=2$. Значения $F(kr)$, $H(kr)$, $G(kr)$, $Q(kr)$ приведены выше.

Уравнение для расчета сопротивления состоит из сопротивления постоянному току $2R_0$; сопротивления за счет поверхностного эффекта $2R_0F(kr)$; сопротивления за счет эффекта близости $2R_0pG(kr)(d/a)^2/1-H(kr)(d/a)^2$.

Выше было определено значение внутренней индуктивности проводников. Индуктивность цепи в целом определяется суммой внешней ($L_{вн}$) и внутренней ($L_а$) индуктивностей: $L = L_{вн} + 2L_а$. Внешняя индуктивность обусловливается внешним магнитным потоком: $L_{вн} = \Phi/I$. Поскольку для двухпроводной цепи

$$\Phi = \int_r^{a-r} 2\mu_a \frac{I}{2\pi r} l dr,$$

получим

$$L_{вн} = \frac{\mu_a}{\pi}\ln\frac{a-r}{r}.$$

Так как $\mu_a = \mu_0\mu = 4\pi\cdot 10^{-7}\mu$, то получим внешнюю индуктивность на 1 км:

$$L_{вн} = 4\ln\frac{a-r}{r}\cdot 10^{-4}.$$

Тогда общая индуктивность (Г/км) симметричной кабельной цепи будет

$$L = L_{вн} + 2L_в = \left[4\ln\frac{a-r}{r} + \mu Q(kr)\right]\cdot 10^{-4}.$$

Для низкочастотных симметричных кабелей, у которых можно не учитывать эффект близости, сопротивления и индуктивность определяется по упрощенным формулам:

$$\left.\begin{aligned} R &= 2R_0\varkappa[1+F(kr)], \\ L &= \left[4\ln\frac{a-r}{r}+\mu Q(kr)\right]\cdot 10^{-4}. \end{aligned}\right\} \tag{5.16}$$

5.4. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЕМКОСТЬ СИММЕТРИЧНЫХ КАБЕЛЕЙ

Емкость C и проводимость изоляции G связаны с процессами в диэлектрике. В отличие от проводников, где имеются свободные электроны и действует ток проводимости $I_{пр}$, в диэлектрике нет свободных электронов, а имеются ионы и связанные диполи. Под действием переменного электромагнитного поля в диэлектрике происходит смещение диполей, их переориентация и поляризация.

Поляризацией называется смещение положительных и отрицательных зарядов в диэлектрике под действием электрического поля. Переменная поляризация обусловливает возникновение и действие токов смещения (емкостных токов $I_{см}$) и вызывает затраты энергии на переориентацию диполей (потери в диэлектрике). Чем выше частота колебаний, тем сильнее токи смещения и больше потери. При постоянном токе эти явления отсутствуют.

Явления в диэлектрике полностью характеризуются двумя параметрами: емкостью C, определяющей способность поляризации и величину токов смещения, и проводимостью изоляции G, определяющей величину потерь в диэлектрике. Емкость линии аналогична емкости конденсатора; функции обкладок на линии выполняют поверхности проводников, а диэлектриком служит расположенный между ними изоляционный материал или воздух. Различают рабочую емкость, т. е. емкость между проводниками рассматриваемой цепи, и частичную емкость, т. е. емкость между отдельными проводниками или между проводниками и землей. Основной величиной, характеризующей качество передачи, является рабочая емкость.

Емкость определяется отношением количества электричества к напряжению между проводниками:

$$C = Q/U. \tag{5.17}$$

Напряженность поля на единицу длины кабеля в точке A на расстоянии r от проводника a равна $E^{а} = Q/2\pi r\varepsilon_a$. Для проводника $б$ при учете, что точка A находится от него на расстоянии $a-r$, напряженность равна $E^{б} = Q/2\pi(a-r)\varepsilon_a$, где Q — количество электричества; ε_a — абсолютная диэлектрическая проницаемость; a — расстояние между проводниками.

Результирующая напряженность в точке A

$$E = E^{а} + E^{б} = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_a}\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{a-r}\right).$$

Напряжение между проводниками

$$U=\int\limits_{r}^{a-r} E\,dr=\frac{Q}{2\pi\varepsilon_a}\left[\int\limits_{r}^{a-r}\frac{1}{r}\,dr+\int\limits_{r}^{a-r}\frac{1}{a-r}\,dr\right],$$

или

$$U=\frac{Q}{2}\ln\frac{a-r}{r}.$$

Тогда емкость двухпроводной кабельной цепи определяется выражением

$$C=\frac{Q}{U}=\frac{\pi\varepsilon_a}{\ln\dfrac{a-r}{r}}.$$

Так как $\varepsilon_a=\varepsilon_0\varepsilon$, где электрическая постоянная $\varepsilon_0=1/36\pi\cdot10^9$, Ф/м, то емкость 1 км кабеля равна

$$C=\frac{\varepsilon\cdot10^{-6}}{36\ln\dfrac{a-r}{r}}. \tag{5.18}$$

Реальные конструкции симметричных кабелей, как правило, содержат много пар и имеют общую металлическую оболочку. С учетом близости соседних пар и влияния наружной металлической оболочки емкость симметричных кабелей для различных типов скрутки рассчитывают по следующей формуле:

$$C=\frac{\varkappa\cdot\varepsilon\cdot10^{-6}}{36\ln\left(\dfrac{a}{r}\psi\right)}, \tag{5.19}$$

где $\varkappa$ — коэффициент укрутки кабельных цепей (1,02—1,07); ε — эффективная диэлектрическая проницаемость изоляции; ψ — поправочный коэффициент, характеризующий близость металлической оболочки и соседних проводников, равный 0,6—0,7.

5.5. ПРОВОДИМОСТЬ ИЗОЛЯЦИИ СИММЕТРИЧНЫХ КАБЕЛЕЙ

Поляризация диэлектрика в переменном электрическом поле связана с затратами энергии на переориентацию диполей. Эти потери энергии характеризуются углом диэлектрических потерь δ и учитываются проводимостью изоляции G. Проводимость изоляции может быть определена как составляющая потерь в диэлектрике конденсатора, емкость которого эквивалентна емкости кабеля (линии). Явление диэлектрических потерь в конденсаторе характеризуется тем, что ток опережает напряжение не на 90°, а на угол (90—δ).

Ток в несовершенном конденсаторе можно представить в виде двух составляющих: I_a, совпадающей с напряжением, и I_c, опережающей напряжение на 90° (рис. 5.5). В случае идеального конденсатора без потерь $\delta=0$, тогда $I_a=0$. Очевидно, что $I_a=UG$ и $I_c=i\omega CU$. Тогда коэффициент диэлектрических потерь равен

$$\operatorname{tg}\delta=\frac{I_a}{I_c}=\frac{GU}{\omega CU}=\frac{G}{\omega C}.$$

Следовательно, проводимость обусловливаемая диэлектрическими потерями, составляет $G_f=\omega C\operatorname{tg}\delta$, а проводимость, обусловливаемая утечкой тока в силу несовершенства диэлектрика, $G_0=1/R_{\text{из}}$. По величине эта проводимость изоляции обратно пропорциональна сопротивлению изоляции кабеля (линии). В результате проводимость изоляции кабельной цепи равна

$$G=G_0+G_f=\frac{1}{R_{\text{из}}}+\omega C\operatorname{tg}\delta. \tag{5.20}$$

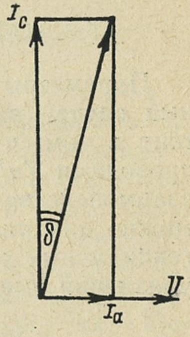


Рис. 5.5. **К расчету проводимости изоляции**

Проводимость изоляции измеряется в сименсах на километр (См/км).

При расчете проводимости изоляции кабельных линий учитывают, что по абсолютной величине потери в диэлектрике при переменном токе (G_f) существенно больше, чем при постоянном токе (G_0), поэтому проводимость изоляции в кабельных линиях рассчитывают по формуле

$$G=G_f=\omega C\operatorname{tg}\delta. \tag{5.21}$$

Проводимость изоляции кабеля прямо пропорциональна частоте, емкости и коэффициенту диэлектрических потерь. Последний является важнейшим параметром, обусловливающим возможность применения того или иного диэлектрика в кабеле связи.

При расчете проводимости изоляции постоянному току (G_0) принимается для городских телефонных кабелей $R_{\text{из}}=$ $=2000$ МОм·км, а для магистральных кабелей связи 10 000 МОм·км. Кабели связи, как правило, имеют сложную комбинированную изоляцию, состоящую из твердого диэлектрика (бумаги, стирофлекса, полиэтилена и др.) и воздуха. Результирующие эквивалентные значения диэлектрической проницаемости $\varepsilon_э$ и угла диэлектрических потерь ($\operatorname{tg}\delta_э$), сложной изоляции определяются электрическими свойствами и соотношением объемов составных ее частей. Причем эквивалентные значения $\varepsilon_э$ и $\operatorname{tg}\delta_э$ сложной изоляции близки к величинам ε и $\operatorname{tg}\delta$ той части изоляции, которая занимает большой объем. Данные $\varepsilon_э$ и $\operatorname{tg}\delta_э$ симметричных кабелей приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ $\varepsilon_э$ И $\mathrm{tg}\,\delta_э$ СИММЕТРИЧНЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КАБЕЛЕЙ

Тип изоляции	$\varepsilon_э$	$\mathrm{tg}\,\delta_э \cdot 10^{-4}$ при частоте, кГц			
		10	100	250	550
Кордельно-бумажная	1,3—1,4	55	113	160	280
Кордельно-стирофлексная	1,2—1,3	3	7	12	20
Полиэтиленовая (сплошная)	1,9—2,1	2	6	8	14
Пористо-полиэтиленовая	1,4—1,5	3	8	12	20
Баллонно-полиэтиленовая	1,2—1,3	2	6	8	12

5.6. ПАРАМЕТРЫ ЦЕПЕЙ ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ

Параметры воздушных линий могут быть получены как частный случай вывода параметров кабельных линий. Отличие состоит в том, что у воздушных линий больше расстояние между проводами ($a/r \approx 50$) и нет заметного искажения поля за счет взаимодействия проводов, не проявляется эффект близости и можно для расчетов считать, что имеется осевая симметрия тангенциальных составляющих полей ($\partial^2 E_z/\partial\varphi^2 = 0$). Тогда исходные уравнения имеют вид

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} = k^2 E_z, \quad H_\varphi = \frac{1}{i\,\omega\,\mu_a}\frac{\partial E_z}{\partial r}.$$

Решая поставленную задачу так же, как и для кабельных линий, получим параметры R и L в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned} R &= 2R_0\,[1 + F(kr)], \\ L &= \left[4\ln\frac{a}{r} + \mu\, Q(kr)\right]10^{-4}. \end{aligned}\right\} \qquad (5.22)$$

Сравнивая данные формулы с формулами расчета низкочастотных симметричных кабелей, видим их полную идентичность. Аналогичный результат может быть получен как удвоенная сумма параметров внутреннего проводника коаксиального кабеля (4.19). Это соответствует физическому существу явлений. Действительно, так как отсутствует эффект близости и нет искажений поля, то параметры двухпроводной воздушной линии могут быть получены как удвоенная сумма однопроводных параметров кабельной линии.

Параметры G и C воздушных линий рассчитываются по формулам, также аналогичным формулам для расчета параметров симметричных кабелей

$$\left.\begin{aligned} C &= \frac{10^{-6}}{36 \ln \dfrac{a}{r}}, \\ G &= G_0 + nf, \end{aligned}\right\} \tag{5.23}$$

где $G_0 = 1/R_{из}$ — проводимость изоляции при постоянном токе; n — коэффициент, учитывающий потери в диэлектрике при переменном токе.

Для сухой погоды $G_0 = 0{,}01 \cdot 10^{-6}$ См/км; $n = 0{,}05 \cdot 10^{-9}$;

для сырой погоды $G_0 = 0{,}05 \cdot 10^{-6}$ См/км; $n = 0{,}25 \cdot 10^{-9}$.

Гололед и изморозь существенно увеличивают проводимость изоляции воздушной линии, особенно в области высоких частот. Все обозначения указаны в разделе расчета симметричных кабельных цепей.

5.7. ОСНОВНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЕРВИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЦЕПЕЙ

Рассмотрим графики зависимости первичных параметров линий связи *(R, L, C, G)* от частоты, от диаметра проводника и расстояния между проводниками. Параметры *R* и *G* с увеличением частоты (рис. 5.6*а*) возрастают за счет потерь в проводниках на вихревые токи и в изоляции на диэлектрическую поляризацию. Индуктивность *L* с увеличением частоты уменьшается, так как внутренняя индуктивность проводников уменьшается за счет поверхностного эффекта. Емкость *C* не зависит от частоты. При увеличении расстояния между проводниками (рис. 5.6*б*) параметры *R, C, G* закономерно уменьшаются, а индуктивность растет. Снижение *R* обусловлено уменьшением потерь на эффект близости. Рост *L* связан с увеличением контура, пронизываемого магнитным потоком. Емкость *C* уменьшается, поскольку проводники удаляются друг от друга и уменьшается их взаимодействие.

С увеличением диаметра проводников (рис. 5.6*в*) параметры *C* и *G* растут, а *L* уменьшается. Изменение активного сопротивления *R* имеет сложный характер. Это обусловлено тем, что с увеличением диаметра проводника сопротивление постоянному току резко уменьшается, а сопротивление за счет поверхностного эффекта и эффекта близости растет. Поэтому вначале *R* резко снижается, а затем это снижение замедляется.

Первичные параметры существующих типов линий имеют следующие величины: $R = 5$—200 Ом/км; $L = 0{,}6$,—2 мГ/км; $C = 6$—50 нФ/км; $G = 1$—200 мкСм/км.

В кабельных линиях за счет тонких проводников и близкого их расположения превалируют параметры *R* и *C*. Емкость кабеля в 3—5 раз больше емкости воздушной линии, а активное сопротивление — в 5—10 раз. Индуктивность кабеля, наоборот, меньше в 2—3 раза.

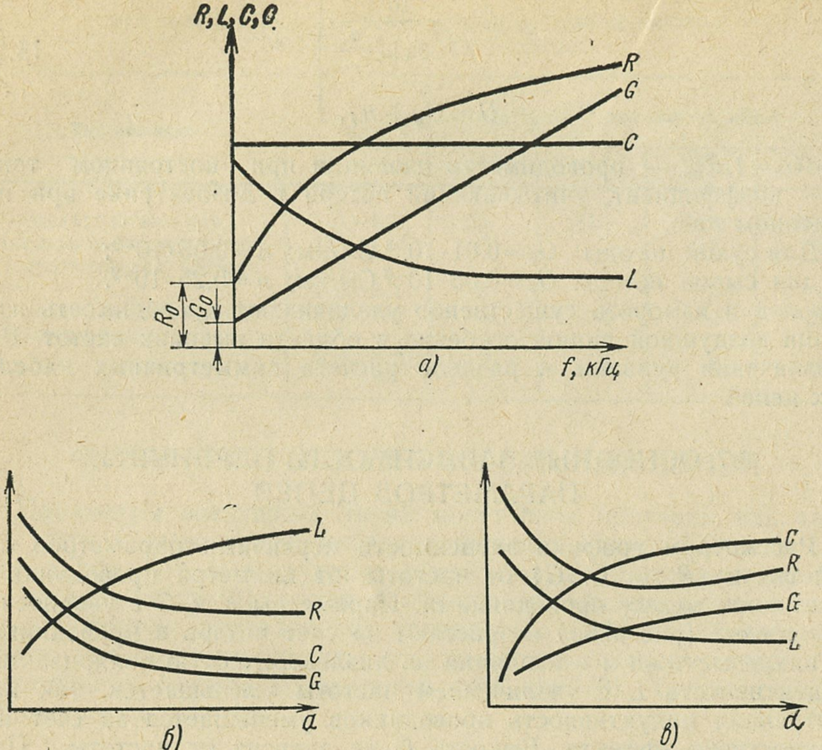


Рис. 5.6. Зависимость первичных параметров линии:
а) от частоты; *б*) от расстояния между проводниками; *в*) от диаметра проводников

5.8. ВТОРИЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИММЕТРИЧНЫХ ЦЕПЕЙ

Вторичные параметры симметричных цепей ($Z_в$, α, β, v) следует рассчитывать по формулам, приведенным в табл. 3.1. В ряде случаев вторичные параметры выражают непосредственно через габаритные размеры цепей (a, d) и качество исходных материалов (ε, $\mathrm{tg}\delta$). Подставив в формулу $Z_в = L/C$ значения L и C, получим значение волнового сопротивления симметричной цепи в омах: $Z_в = \frac{120}{\sqrt{\varepsilon}} \ln\left(\frac{a-r}{r}\right)$.

Коэффициент затухания (дБ/км) симметричной цепи с медными проводниками определится путем подстановки в формулу $\alpha = \frac{R}{2}\sqrt{C/L} + \frac{G}{2}\sqrt{L/C}$ значений первичных параметров:

$$\alpha = \frac{2{,}6\sqrt{f\varepsilon}\,10^{-3}}{\lg\frac{a-r}{r}}\left(\frac{1}{2r} + \frac{r}{a^2}\right) + 9{,}08 f\sqrt{\varepsilon}\,\mathrm{tg}\,\delta \cdot 10^{-5}.$$

Коэффициент фазы (рад/с) определяется формулой $\beta=\omega\sqrt{LC}$, или $\beta=\omega\sqrt{\varepsilon}/c$, где c — скорость света, равная 300 000 км/с. Скорость распространения энергии (км/с) $v=1/\sqrt{LC}=c/\sqrt{\varepsilon}$. Типовые частотные зависимости вторичных параметров, приведенные в § 3.5, распространяются и на симметричные цепи.

5.9. КОНСТРУКЦИЯ СИММЕТРИЧНЫХ КАБЕЛЕЙ И ИХ СВОЙСТВА

Симметричные кабели широко используются на линиях зоновой, магистральной, городской и сельской связи. В СССР изготовляются симметричные кабели трех типов: 1×4; 4×4 и 7×4. Проводники — медные диаметром 1,2 мм, изоляция — стирофлексная (тип МКС), бумажная (тип МК) и полиэтиленовая (тип МКП). Наибольшее применение получили кабели типа МКС и МКП. Симметричные кабели выпускаются в свинцовой, алюминиевой и стальной (гофрированной) оболочках.

Основным типом симметричного кабеля является четырехчетверочный кабель со стирофлексной изоляцией МКС-4×4. В зависимости от типа оболочки кабель маркируется: МКС — в свинцовой оболочке, МКСА — в алюминиевой и МКСС — в стальной оболочке. Строительная длина кабелей 825 м. Кабель в алюминиевой оболочке дешевле и легче, чем в свинцовой и обладает лучшими экранирующими свойствами. Типовая конструкция кабеля МКС-4×4 приведена на рис. 5.7, а его электрические характеристики приведены в табл. 5.2. Основные системы передачи по симметричным кабелям приведены в табл. 5.3.

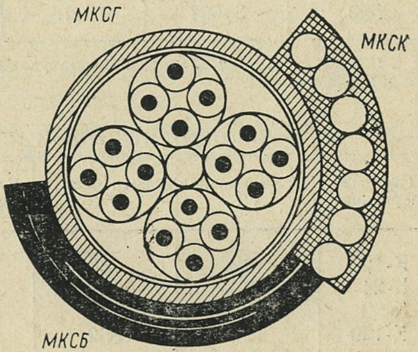


Рис. 5.7. Типовая конструкция симметричного кабеля МКС-4×4

Длины усилительных участков соответствуют расстоянию между необслуживаемыми усилительными пунктами (НУП). В эти НУП подается дистанционное электропитание из обслуживаемых усилительных пунктов (ОУП).

В СССР основной системой передачи по симметричному кабелю является система К-60П, позволяющая получить по четырехчетверочному кабелю 480 каналов. При потребности в большем числе каналов рекомендуется ориентироваться на применение коаксиальных кабелей. Аппаратура К-60П работает при напряжении дистанционного питания 1000 В постоянного тока. Расстояние между НУП — 20 км, ОУП — 240 км. Максимальная дальность связи — 12 500 км. Наряду с частотными системами сим-

Таблица 5.2

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ КАБЕЛЯ МКСА-4×4×1,2

f, кГц	α, дБ/км	β, рад/км	$\|Z_в\|$, Ом	$-\varphi°$	$\alpha_\alpha \cdot 10^{-3}$, 1/град
10	0,739	0,283	190,0	16,45	3,58
20	0,853	0,540	178,8	10,70	3,24
30	0,956	0,800	175,6	7,83	2,94
40	1,057	1,06	173,6	6,50	2,71
50	1,153	1,31	172,4	5,78	2,56
60	1,245	1,57	171,6	5,20	2,42
70	1,335	1,83	170,8	4,80	2,34
80	1,424	2,09	170,2	4,50	2,28
90	1,508	2,34	169,7	4,23	2,24
100	1,587	2,60	169,2	4,00	2,22
110	1,663	2,85	168,8	3,80	2,20
150	1,935	3,88	167,6	3,25	2,17
200	2,225	5,18	166,7	2,90	2,15
250	2,479	6,45	166,5	2,70	2,14
260	2,527	6,70	166,4	2,68	2,14
300	2,707	7,75	166,2	2,56	2,13
350	2,915	9,05	166,2	2,40	2,10
400	3,108	10,32	166,1	2,23	2,07
450	3,288	11,60	166,05	2,10	2,06
500	3,459	12,85	166,0	1,95	2,05
550	3,621	14,15	165,9	1,80	2,05

Примечание. Отклонение затухания не более ±0,043 дБ/км, отклонение волнового сопротивления ±5%.

Таблица 5.3

СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ПО СИММЕТРИЧНЫМ КАБЕЛЯМ

Система передачи	Число каналов ТЧ	Спектр частот, кГц	Длина усилительного участка, км	Расстояние между ОУП, км	Максимальная дальность связи, км
К-12	12	60	50	120	5000
К-24	24	108	40	240	5000
К-60	60	252	20	240	12500
К-120	120	552	15	240	—

метричные кабели можно уплотнять цифровыми системами с импульсно-кодовой модуляцией (ИКМ). Известны системы ИКМ-30 и ИКМ-120 в диапазонах соответственно 2 и 8 МГц. Длины усилительных участков — 10 и 5 км. Возможна одновременная работа по симметричным кабелям частотных и цифровых систем. Это существенно расширяет возможности увеличения пропускной способности, в первую очередь, симметричных кабелей, находящихся в эксплуатации. В ряде стран для цифровых систем специально разрабатываются симметричные кабели с экранированными группами, которые позволяют вести передачу по однокабельной системе.

Достоинством симметричного кабеля является технологичность конструкции и надежность связи. Однако эти кабели за счет открытого поля имеют сравнительно низкую помехозащищенность, требуют выполнения сложных работ по симметрированию и пригодны для уплотнения в ограниченном диапазоне частот (до 552 кГц).

Развитие городских телефонных кабелей проходит в направлении применения пластмассовой изоляции (ПЭТ), жил тонкого диаметра (0,32 мм) и алюмомедных жил стальной гофрированной оболочки. Кабели разрабатываются емкостью до 2400 и больше пар.

В СССР изготовляются кабели двух типов: ТП — с полиэтиленовой изоляцией и *Т* — с бумагомассной изоляцией (рис. 5.8). Кабели с пластмассовой изоляцией ТП имеют емкость до 600×2. Разрабатываются кабели емкостью 700—1200 пар. В перспективе будут кабели до 2400×2. Отличительная особенность этих кабелей — звездная скрутка групп и пучковое построение сердечника. Емкость первичных элементарных пучков — 50×2 и 100×2.

Сердечник кабеля комплектуется из соответствующего числа таких пучков. Кабели ТП имеют поверх сердечника алюминиевый экран толщиной 0,1—0,2 мм и полиэтиленовую оболочку. Известны также весьма прогрессивные конструкции кабелей типа ТП в стальной гофрированной оболочке. Кабели с бумагомассной изоляцией типа Т имеют жилы диаметром 0,5; 0,6; 0,7 мм и свинцовую оболочку. Емкость кабелей — до 1200×2.

В последнее время появились кабели в пластмассовой оболочке с гидрофобным заполнением. В качестве заполнения применяется озокеритовый компаунд. Такие кабели хорошо защищены от влаги и пригодны для длительной эксплуатации.

Для сельской связи в основном применяются кабели с пластмассовой изоляцией и оболочкой. Для соединительных межстан-

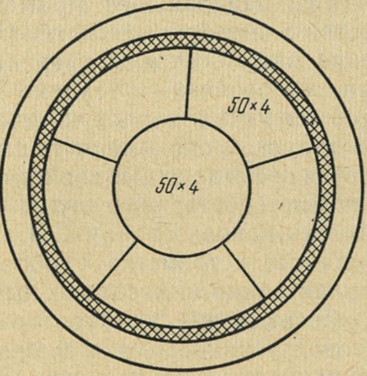


Рис. 5.8. Городской телефонный кабель

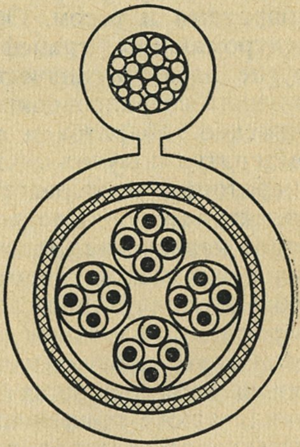


Рис. 5.9. Кабель сельской связи — подвесная конструкция

ционных линий применяются кабели типа КСПП-1×4 и 4×4 с жилами диаметром 0,9 мм в пластмассовой оболочке. Такие кабели уплотняются 6—12-канальной аппаратурой КНК, работающей по двухполосной схеме в диапазонах частот 60 и 108 кГц соответственно. Дальность связи — 80 км. Для уплотнения таких кабелей в диапазоне до 800 кГц применяется импульсно-кодовая система ИКМ-12 с максимальной дальностью до 100 км. Кабели изготовляются как в подземном, так и в подвесном вариантах. Подвесной кабель (рис. 5.9) имеет стальной трос для подвески по опорам воздушных линий. Для абонентских линий сельской связи применяются кабели типа ТПП емкостью, как правило, до 50×2 и однопарные кабели типа ПРПВМ.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ТЕОРИЯ ПЕРЕДАЧИ ПО СВЕРХПРОВОДЯЩИМ КАБЕЛЯМ

6.1. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Успехи физики сверхпроводимости и криогенной техники привели в последние годы к созданию сверхпроводящих устройств. Явление сверхпроводимости характеризуется появлением у сверхпроводников ряда новых фундаментальных замечательных свойств по сравнению с обычными. Исходя из этих свойств сверхпроводники (СП) делятся на два рода (класса). Сверхпроводники первого рода обладают огромными мощностными характеристиками. Они пропускают большой ток и создают сильные магнитные поля. Это позволяет конструировать различные электротехнические устройства с меньшими в 3—10 раз, чем обычные, габаритами и весом. Область применения СП первого рода — электромашины, трансформаторы, соленоиды, силовые кабели и другие электротехнические устройства. Наибольшее применение получили сверхпроводящие устройства в подвижных системах, где снижение габаритов и веса особенно важно. Режим сверхнизких температур получил также эффективное развитие в технике МГД-генераторов, непосредственно преобразующих тепловую энергию в электрическую. Сверхпроводники второго рода имеют радиочастотное назначение. Здесь используются весьма ценные свойства СП, такие как: малое сопротивление, низкие собственные шумы и высокие экранирующие свойства. Область использования СП второго рода — различные радиоэлектронные устройства (объемные резонаторы, контура и др.); узлы электронно-вычислительных машин и запоминающих устройств. Сверхнизкие температуры получили также применение в квантовой технике для создания оптических генераторов, при конструировании электронных микроскопов, а также в электроизмерительной технике. На базе СП 2-го рода ведутся успешные работы по созданию связных и радиочастотных кабелей.

Имеющиеся в настоящее время и еще в большей степени прогнозируемое развитие криогенной техники дает основания считать, что в перспективе будут созданы первые сверхпроводящие кабельные магистрали как связного, так и силового назначения.

Основные характеристики СП первого и второго родов и обычных проводников приведены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ И ОБЫЧНЫХ ПРОВОДНИКОВ

Род	Характеристика	Единица измерения	Сверхпроводник	Обычный проводник
Первый	Плотность тока Магнитное поле	А/мм² А/см	2000 50000	3 150
Второй	Сопротивление Экранирование Уровень шумов	Ом/км дБ/км дБ	$\to 0$ $\to \infty$ $\to \infty$	30—100 30—50 —(100—120)

6.2. СВЕРХПРОВОДНИКИ И ДИЭЛЕКТРИКИ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Ряд металлов и сплавов обладает особым свойством — сверхпроводимостью при температурах, близких к абсолютному нулю (—273°С). Это явление открывает широкие возможности по созданию линий передачи электромагнитных сигналов с весьма малыми потерями. Достаточно сказать, что сопротивление проводников при сверхнизких температурах может быть порядка 10^{-23} Ом·см, что в 10^{14} раз меньше, чем сопротивление медных проводников при температуре 20°С. Наряду с малым сопротивлением сверхпроводники обладают еще такими замечательными свойствами, как полное экранирование электромагнитного поля и низкий уровень собственных тепловых шумов.

Эффект сверхпроводимости упрощенно может быть объяснен следующим образом. Электрический ток в металле — это поток электронов через кристаллическую решетку атомов проводника. С увеличением температуры возрастает хаотическое движение атомов решетки. Происходит столкновение электронов с ними и увеличивается сопротивление проводника. При уменьшении температуры, наоборот, колебание атомов решетки уменьшается и создаются более благоприятные условия прохождения потока электронов. И наконец при температурах, близких к абсолютному нулю, колебания практически прекращаются и проявляется эффект сверхпроводимости.

Для каждого сверхпроводника существует своя критическая температура $T_к$, при которой возникает явление сверхпроводимости, причем сверхпроводимость появляется и исчезает довольно резко, скачком при достижении критической температуры. Однако свойством сверхпроводимости обладают далеко не все металлы. Например, такие лучшие электрические проводники, как медь, серебро, золото не становятся сверхпроводниками и во всем диапазоне температур не наблюдается резкого изменения сопротивления. На рис. 6.1 показаны характерные зависимости изменения электрического сопротивления от температуры для проводников, не обладающих свойствами сверхпроводимости (1), и для сверхпроводников (2).

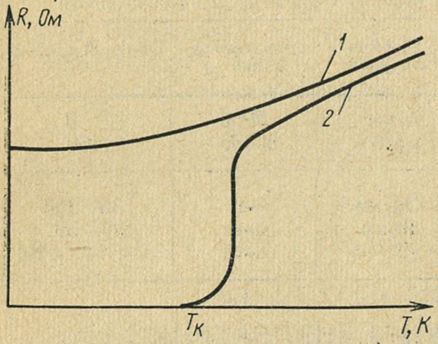


Рис. 6.1. Электрическое сопротивление в зависимости от температуры: *1* — для обычных проводников; *2* — для сверхпроводников

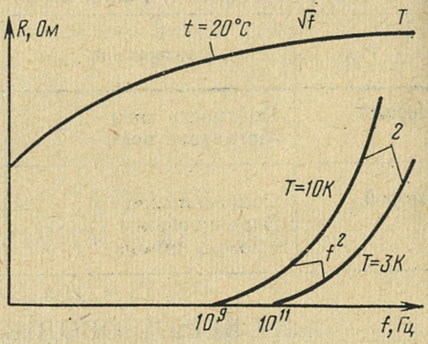


Рис. 6.2. Частотная зависимость электрического сопротивления обычного проводника — меди (*1*) и сверхпроводника — ниобия (*2*)

Значение критических температур перехода $T_к$ для некоторых сверхпроводящих металлов приведены в табл. 6.2. Данные приведены по шкале Кельвина (К), которая обычно и используется для оценки сверхпроводящих металлов. По Кельвину отсчет ведется от абсолютного нуля (—273°С). Между показаниями по Кельвину и Цельсию существуют следующие соотношения: $t_С = T_к - 273°$; $T_к = t_С + 273°$, т. е. нулевая температура по Цельсию соответствует 273° по Кельвину, а нуль по Кельвину означает —273° по Цельсию.

Таблица 6.2

КРИТИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕХОДА $T_к$ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МЕТАЛЛОВ

Элемент	Ниобий	Свинец	Тантал	Ртуть	Олово	Алюминий	Молибден	Цинк	Уран
$T_к$, К	9,28	7,19	4,46	4,15	3,73	1,19	0,95	0,92	0,80

Из табл. 6.2 видно, что температура перехода $T_к$ у различных металлов различна и составляет примерно (1—9) К, что составляет (272—264) °С. Из таблицы также следует, что наибольшую критическую температуру перехода имеет ниобий, затем идет свинец. Близки к абсолютному нулю температуры алюминия и цинка.

Приведенные данные характерны для постоянного тока. При очень высоких частотах сопротивление сверхпроводника возрастает и имеет конечное значение. Так, в области частот инфракрасного и оптического диапазонов 10^{12}—10^{14} Гц сопротивление сверхпроводника становится равным сопротивлению проводника в нормальном состоянии. Таким образом, если при постоянном токе сопротивление сверхпроводника равно нулю, то при высоких частотах сопротивление достигает значительной величины.

Частотные зависимости сопротивления обычного проводника (например, медь) и проводника, обладающего сверхпроводимостью (например, ниобий), показаны на рис. 6.2. Сопротивление медного проводника плавно возрастает с увеличением частоты по закону $\sqrt{f}$. Сопротивление сверхпроводника (ниобия, свинца) в области температур меньше критических $(T<T_к)$, имея нулевые значения при постоянном токе и весьма низкие значения до 1 ГГц, затем резко возрастает по квадратичному закону (f^2) и достигает значительной величины. При этом чем ниже температура и чем выше $T_к$, тем меньше сопротивление сверхпроводника переменному току. Аномальный характер частотной зависимости сопротивления сверхпроводников (f^2) обусловлен тем, что проникновение электромагнитного поля в металл не подчиняется закону классической электродинамики, и поверхностный эффект проявляется по-другому.

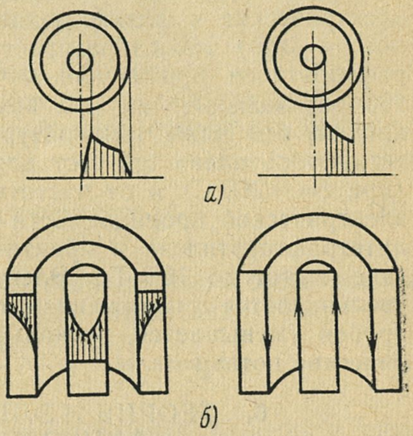


Рис. 6.3. Распределение полей и токов: в обычном (*а*) и сверхпроводящем (*б*) кабелях

Распределение полей и токов в обычном (*а*) и сверхпроводящем (*б*) коаксиальных кабелях показано на рис. 6.3. Видно, что поле практически не проникает в толщину сверхпроводника и ток распространяется лишь в тонком поверхностном слое. Причем закон проникновения поля в металл различен. Если в обычных проводниках глубина проникновения с ростом частоты уменьшается по закону $\sqrt{f}$, то в сверхпроводниках проникновение поля в металле ничтожно и имеет тенденцию несколько расти с увеличением частоты. Глубина проникновения (θ) в сверхпроводник в 50 раз меньше, чем в обычный металл. Так, для меди, не обладающей сверхпроводимостью $\theta=2{,}1\cdot10^{-3}$ мм при частоте 1 ГГц, а для ниобия в режиме сверхпроводимости $\theta=(3\div5)\cdot10^{-5}$ мм. Глубина проникновения поля в сверхпроводник зависит от температуры и может быть определена из формулы

$$\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^2=\frac{1}{\left(1-\frac{T}{T_к}\right)^4}, \qquad (6.1)$$

где θ_0 — глубина проникновения при $T=0$, θ — глубина проникновения при $0<T<T_к$, $T_к$ — температура перехода (см. табл. 6.2), T — температура, при которой определяется глубина проникновения.

Сверхпроводники обладают также свойством полного экранирования электромагнитного поля. Это объясняется следующим образом. В обычном проводнике, находящемся в переменном электромагнитном поле, в наружном слое металла на относительно большой глубине возбуждаются вихревые токи, которые затухают в толще металла, выделяя тепло на сопротивление проводника. В сверхпроводнике вихревые токи ограничены очень тонким слоем поверхности и не затухают, так как сопротивление сверхпроводника близко к нулю. Вихревые токи создают отраженное поле, направленное навстречу влияющему полю и компенсирующее его.

Процесс охлаждения влияет также на диэлектрики, меняя их электрические и физико-механические свойства. Диэлектрические потери ($\mathrm{tg}\delta$) такого распространенного материала, как политетрафторэтилен при глубоком охлаждении ($T=4$К) примерно в 100 раз меньше, чем при комнатных температурах ($t=20$°C), причем, чем ниже температура, тем меньше $\mathrm{tg}\delta$. Так, для политетрафторэтилена $\mathrm{tg}\delta$ составляет $2\cdot10^{-4}$ (при $t=20$°C) и $3\cdot10^{-6}$ (при $t=-269$°C) и от частоты зависит не сильно. Величина диэлектрической проницаемости ε мало зависит от охлаждения политетрафторэтилена и практически постоянна в широком диапазоне частот до 10^{10} Гц. Электрическая прочность диэлектриков увеличивается с понижением температуры. Вероятность теплового пробоя уменьшается, поскольку при низких температурах электрические потери малы.

6.3. ТЕОРИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАБЕЛЕЙ

Основной отличительной особенностью сверхпроводящих кабелей являются их чрезвычайно низкие значения сопротивлений. Определение сопротивления кабеля в режиме криогенных температур и составляет важнейшую задачу расчетов и анализа этих кабелей. Остальные параметры кабелей могут рассчитываться по обычным формулам.

Для определения сопротивления кабеля воспользуемся уравнениями Максвелла и вектором Пойнтинга. Применительно к проводникам в цилиндрической системе координат поток электромагнитной энергии определяется продольной составляющей электрического поля E_z и тангенциальной — магнитного поля H_φ как

$$\Pi_r = \int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r\, d\varphi.$$

В свою очередь, этот поток связан с током I и полным внутренним сопротивлением Z: $\Pi_r = I^2 Z$, откуда

$$Z = R + i\omega L = \frac{1}{I^2}\int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r\, d\varphi, \tag{6.2}$$

где r и φ — соответственно текущие радиус и угол.

Полное сопротивление коаксиального кабеля складывается из сопротивления внутреннего $Z_а = R_а + i\omega L_а$ и внешнего $Z_б = R_б + i\omega L_б$ проводников.

Согласно двухжидкостной теории сверхпроводимости ток в сверхпроводнике можно представить как сумму токов нормальных и сверхпроводящих электронов. Эта теория является простейшей, но только ее использование позволяет произвести электродинамический анализ в законченном виде. Плотности нормального и сверхпроводящего токов можно записать в виде

$$i_н = \sigma_н E_z; \quad i_с = \frac{1}{i\omega\mu_0\theta_с^2} E_z,$$

где $\sigma_н$ — проводимость нормальных электронов; ω — круговая частота; μ_0 — магнитная постоянная; $\theta_с$ — глубина проникновения поля в сверхпроводник. Таким образом, суммарная плотность тока

$$i = i_н + i_с = \left(\sigma_н + \frac{1}{i\omega\mu_0\theta_с^2}\right) E_z. \tag{6.3}$$

Решение уравнений Максвелла относительно составляющих E_z и H_φ для сверхпроводящего цилиндра имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = k_с^2 E_z, \tag{6.4}$$

где $k_с = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_н + 1/\theta^2_с}$ — коэффициент распространения в сверхпроводнике;

$$H_\varphi = \frac{1}{i\omega\mu}\frac{\partial E_z}{\partial r}. \tag{6.5}$$

Применительно к коаксиальному кабелю, имеющему осевую симметрию, можно записать

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} = k_с^2 E_z.$$

Решение данного выражения находится через цилиндрические функции:

$$E_z = A I_0(k_с r) + B K_0(k_с r), \tag{6.6}$$

где A и B — постоянные интегрирования; I_0 и K_0 — цилиндрические видоизмененные функции первого и второго родов нулевого порядка.

Определим раздельно параметры внутреннего $Z_а$ и внешнего $Z_б$ проводников.

Параметры внутреннего проводника. При определении постоянных интегрирования A и B исходим из того, что напряженность поля внутри проводника возрастает с увеличением радиуса. Поэтому второй член уравнения E_z, содержащий функцию $K(k_c r)$, которая уменьшается с увеличением аргумента, не соответствует физике явлений. Тогда постоянную интегрирования B принимаем равной нулю ($B=0$) и в результате получим $E_z = AI_0(k_c r)$.

Для определения постоянной интегрирования A воспользуемся магнитной составляющей поля H_φ и законом полного тока. На основании уравнения (6.5) имеем

$$H_\varphi = \frac{1}{\mathrm{i}\,\omega\,\mu}\,\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{k_c}{\mathrm{i}\,\omega\,\mu}\,AI_1(k_c r), \tag{6.7}$$

где I_1 — цилиндрическая функция первого рода первого порядка.

Согласно закону полного тока тангенциальная составляющая магнитного поля $H_\varphi = I/2\pi r$.

Приравнивая правые части этих выражений при $r = r_a$ (радиус проводника), определим постоянную интегрирования

$$A = \frac{I}{2\pi r_a}\,\frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu}{k_c I_1(k_c r)}.$$

Подставив A в выражение E_z и H_φ, получим

$$E_z = \frac{1}{2\pi r_a}\,\frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu}{k_c}\,\frac{I_0(k_c r)}{I_1(k_c r)}, \quad H_\varphi = \frac{I}{2\pi r_a}.$$

Подставив полученные значения в уравнение Пойнтинга

$$Z = R + \mathrm{i}\,\omega L = \frac{1}{I^2}\int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* \, r\, d\varphi$$

при $r = r_a$, после преобразований получим

$$Z_a = R_a + \mathrm{i}\,\omega L_a = \frac{1}{2\pi r_a}\,\frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu}{k_c}\,\frac{I_0(k_c r)}{I_1(k_c r)}, \tag{6.8}$$

где R_a и L_a — соответственно сопротивление и внутренняя индуктивность внутреннего проводника.

Параметры внешнего проводника. Для нахождения сопротивления $R_б$ и индуктивности $L_б$ внешнего проводника воспользуемся ранее приведенными исходными уравнениями:

$$E_z = AI_0(k_c r) + BK_0(k_c r),$$

$$H_\varphi = \frac{1}{\mathrm{i}\,\omega\,\mu}\,\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{k_c}{\mathrm{i}\,\omega\,\mu}\,[AI_1(k_c r) - BK_1(k_c r)].$$

При определении постоянных интегрирования воспользуемся граничными условиями на внутренней и внешней поверхностях внешнего проводника. На внутренней поверхности внешнего проводника при $r = r_b$ магнитное поле по закону полного тока $H_\varphi = I/2\pi r$ будет

$$H_\varphi(r_b) = \frac{k_c}{i\omega\mu}\left[A I_1(k_c r_b) - B K_1(k_c r_b)\right] = \frac{I}{2\pi r_b}.$$

На внешней поверхности внешнего проводника при $r=r_c$ магнитное поле равно нулю, так как оно обусловлено равными, но противоположно направленными токами, текущими по внутреннему и внешнему проводникам.

$$H_\varphi(r_c) = \frac{k_c}{i\omega\mu}\left[A I_1(k_c r_c) - B K_1(k_c r_c)\right] = 0.$$

Решая данные уравнения, определим постоянные интегрирования A и B. Подставив эти значения A и B в уравнения E_z и H_φ, получим выражения электрической и магнитной составляющих на внутренней поверхности внешнего проводника $(r=r_b)$:

$$E_z(r_b) = \frac{i\omega\mu I}{2\pi r_b k_c} \frac{\left[I_0(k_c r_b) K_1(k_c r_c) + K_0(k_c r_b) I(k_c r_c)\right]}{\left[I_1(k_c r_c) K_1(k_c r_b) - K_1(k_c r_c) I_1(k_c r_b)\right]}.$$

$$H_\varphi(r_b) = \frac{I}{2\pi r_b}.$$

Подставляя эти соотношения в уравнение Пойнтинга и используя асимптотические разложения цилиндрических функций, получим формулу для определения полного сопротивления внешнего проводника коаксиального кабеля:

$$Z_б = R_б + i\omega L_б = \frac{1}{2\pi r_b} \frac{i\omega\mu}{k_c} \operatorname{cth} k_c t. \qquad (6.9)$$

Таким образом, получим значения сопротивления внутреннего и внешнего проводника в следующем виде:

$$Z_a = R_a + i\omega L_a = \frac{1}{2\pi r_a} \frac{i\omega\mu_0}{k_{c\,a}} \frac{I_0(k_{c\,a} r_a)}{I_1(k_{c\,a} r_a)},$$

$$Z_б = R_б + i\omega L_б = \frac{1}{2\pi r_b} \frac{i\omega\mu_0}{k_{c\,b}} \operatorname{cth} k_{c\,b} t,$$

где r_a — радиус внутреннего проводника; r_b — внутренний радиус внешнего проводника; t — толщина внешнего проводника.

Произведем анализ полученных выражений. Для этого определим порядок величины коэффициента распространения в сверхпроводнике k_c. Если учесть, что $\theta_c = (3—5) \cdot 10^{-8}$ м, а величина $\sigma_н$ не превышает обычно 10^8 См/м, то получаем, что в диапазоне частот от 0 до $\sim 10^{11}$ Гц $\omega\mu_0\sigma_н < 1/\theta^2_c$; $k_c \approx 1/\theta_c > 10^7$ 1/м. Как известно, при $kr > 5$ отношение $I_0(kr)/I_1(kr) \approx 1$ и, следовательно, во всем указанном диапазоне частот в случае $r_a \geqslant 10^{-6}$ м отношение $I_0(k_c r)/I_1(k_c r) \approx 1$, а полное сопротивление внутреннего проводника

$$Z_a = R_a + i\omega L_a = \frac{1}{2\pi r_a} \frac{i\omega\mu_0}{\sqrt{i\omega\mu_0\sigma_{нa} + \dfrac{1}{\theta^2_{ca}}}}.$$

Аналогично для внешнего проводника (при ВЧ $\mathrm{cth}\, k_c t \to 1$)

$$Z_б = R_б + \mathrm{i}\,\omega L_б = \frac{1}{2\pi r_b} \frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_0}{\sqrt{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_0\,\sigma_{\text{н}b} + \dfrac{1}{\theta_{cb}^2}}}.$$

Можно сделать вывод, что выражения (6.8), (6.9) для полного сопротивления следует использовать в том случае, когда сверхпроводящий коаксиальный кабель имеет поперечные размеры порядка 1 мкм и более. Такие кабели, возможно, найдут применение в криогенной радиоэлектронике. Полное сопротивление сверхпроводящего коаксиального кабеля во всей области частот, где $\omega\mu_0\sigma_{\text{н}} \ll 1/\theta^2_c$ (от 0 до $\sim 10^{11}$ Гц), при размерах $r_b > 10^{-6}$ м определится выражением

$$Z = Z_а + Z_б = \frac{1}{2\pi r_a} \frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_0}{\sqrt{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_0\,\sigma_{\text{н}a} + \dfrac{1}{\theta_{ca}^2}}} + $$

$$+ \frac{1}{2\pi r_b} \frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_0}{\sqrt{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_0\,\sigma_{\text{н}b} + \dfrac{1}{\theta_{cb}^2}}} \qquad (6.10)$$

или при проводниках из одинакового сверхпроводникового материала

$$Z = N \frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_0}{\sqrt{\mathrm{i}\,\omega\,\mu_0\,\sigma_{\text{н}} + \dfrac{1}{\theta_{c}^2}}} = N Z_{\text{с}},$$

где $N = \dfrac{1}{2\pi}\left(\dfrac{1}{r_a} + \dfrac{1}{r_b}\right)$; $Z_{\text{с}}$ — поверхностное сопротивление сверхпроводника.

Для сравнения приведем формулу полного сопротивления коаксиального кабеля на высоких частотах в нормальном состоянии:

$$Z = Z_а + Z_б = N\sqrt{\frac{\mathrm{i}\,\omega\,\mu}{\sigma}} = N Z_{\text{н}}, \qquad (6.11)$$

где $Z_{\text{н}}$ — поверхностное сопротивление металла в нормальных условиях.

Можно отметить, что приведенные выше выражения аналогичны. Различаются выражения для поверхностного импеданса сверхпроводника и нормального металла. Проанализируем выражение для сопротивления сверхпроводника. При $T \to 0$, как показано выше, $\omega\mu_0\sigma_{\text{н}}\theta^2_{\text{с}} \ll 1$, (для соответствующего диапазона частот) и $Z_{\text{с}} \to \mathrm{i}\omega\mu\theta_{\text{с}}$ (0), т. е. доля активного сопротивления в полном сопротивлении кабеля ничтожно мала ($R \ll \mathrm{i}\omega L$) и с понижением температуры резко падает. При $T \to T_{\text{к}}$ $\theta_{\text{с}} \to \infty$ и $Z_{\text{с}} \to Z_{\text{н}} = \sqrt{\mathrm{i}\omega\mu/\sigma_{\text{н}}}$, где $\sigma_{\text{н}}$ — проводимость сверхпроводников в нормальном состоянии при температурах несколько выше $T_{\text{к}}$. Очевидно, кабель при $T \gg T_к$ будет находиться в обычном состоянии. Разделяя действительную и мнимую части поверхностного импеданса сверхпроводника, получим для полного сопротивления $Z=R+i\omega L$ следующие выражения:

$$\left.\begin{aligned} R &= N\left[\frac{\omega^2\mu_0^2\theta_c^2}{1+\omega^2\mu_0^2\sigma_н^2\theta_c^4}\left(\sqrt{1+\omega^2\mu_0^2\sigma_н^2\theta_c^4}-1\right)\right]^{1/2} \\ \omega L &= N\left[\frac{\omega^2\mu_0^2\theta_c^2}{1+\omega^2\mu_0^2\sigma_н^2\theta_c^4}\left(\sqrt{1+\omega^2\mu_0^2\sigma_н^2\theta_c^4}+1\right)\right]^{1/2}. \end{aligned}\right\} \quad (6.12)$$

Если учесть, что $\sqrt{1+x^2} \approx 1+(x^2/2)$ при $x \ll 1$ для рассматриваемой области частот и температур, когда $\omega^2\mu^2_0\sigma^2_н\theta^4_c \ll 1$, выражение (6.12) получит вид

$$R = \frac{1}{\sqrt{2}} N\omega^2\mu_0^2\sigma_н\theta_c^3. \quad (6.13)$$

Так как μ_0, $\sigma_н$, θ_c в указанной области от частоты не зависят, можно записать $R=A\omega^2$, где $A=\sqrt{1/2}\mu_0{}^2\sigma_н\theta^3{}_c N$, т. е. сопротивление от частоты меняется по квадратичному закону. Остальные параметры можно рассчитывать по обычным формулам для коаксиального кабеля на высоких частотах:

$$\left.\begin{aligned} L &= 2\ln\frac{D}{d}10^{-4}, \\ C &= \frac{\varepsilon}{18\ln\frac{D}{d}}10^{-6}, \\ G &= \omega C\,\mathrm{tg}\,\delta, \\ Z_в &= \sqrt{\frac{L}{C}}, \\ \alpha &= \alpha_м+\alpha_д = \left(\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}+\frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}\right), \\ \beta &= \omega\sqrt{LC}, \\ v &= \frac{1}{\sqrt{LC}}. \end{aligned}\right\} \quad (6.14)$$

Для расчета затухания сверхпроводящих коаксиальных кабелей может быть также использована эмпирическая формула, дающая весьма хорошее совпадение с экспериментом. Коэффициент затухания (дБ/км) $\alpha=\alpha_м+\alpha_д=0{,}05f^2+0{,}5f$, где f — частота, ГГц.

6.4. КОНСТРУКТИВНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАБЕЛЕЙ

Наиболее предпочтительной для сверхпроводящего кабеля является коаксиальная конструкция. В основу создания сверхпроводящего коаксиального кабеля положено, в первую очередь, такое свойство, как весьма малое сопротивление, а следовательно, затухание в широком диапазоне частот. Сверхпроводящий коаксиальный кабель имеет весьма малые размеры и относится к группе микрокоаксиальных (диаметр внутреннего проводника 0,25—0,50 мм; внешнего — 1,5—2,5 мм). Проводники в основном изготовляются из ниобия и свинца; изоляция — из фторополимеров. Известны конструкции с изоляцией из пористых пластиков.

Представляет интерес сравнить электрические характеристики кабелей связи, находящихся в обычном и криогенном режимах.

В табл. 6.3. и 6.4 приведены расчетные данные параметров коаксиальных кабелей с внутренним проводником из ниобия $d=0{,}275$ мм, внешним проводником из свинца $D=0{,}850$ мм и изоляцией из фторопласта при криогенной температуре 4,2 К (—268,8°С) и обычной температуре 293 К (20°С). Для расчетов принимались:

$$\text{поверхностное сопротивление } R_s \begin{cases} \text{ниобия} — 4{,}6\cdot 10^{-5}\ \text{Ом}, \\ \text{свинца} — 7{,}0\cdot 10^{-4}\ \text{Ом}, \end{cases}$$

диэлектрическая проницаемость $\varepsilon=2$,

$$\text{тангенс угла потерь } \operatorname{tg}\delta \begin{cases} 3\cdot 10^{-6} — \text{криогенный режим}, \\ 2\cdot 10^{-4} — \text{обычный режим}. \end{cases}$$

Частотные зависимости первичных и вторичных параметров сверхпроводящего и обычного коаксиальных кабелей показаны соответственно на рис. 6.4*а* и *б*. Анализируя приведенные данные, можно установить следующее: активное сопротивление кабеля в режиме сверхнизких температур существенно меньше, чем при обычных температурах. Так при частоте 1 МГц соотношение составляет 10^8 раз. С ростом частоты это соотношение уменьшается, составляет при 1 ГГц 10^4 раз. Дальнейшее увеличение частоты приводит к резкому увеличению сопротивления сверхпроводников по закону f^2, в связи с чем использование их при частотах свыше 10 ГГц проблематично. В обычных проводниках сопротивление растет по закону $\sqrt{f}$.

Основным достоинством сверхпроводящего кабеля является его малое затухание. Так, затухание кабеля в криогенном режиме меньше, чем при обычном в 10^6 раз при 1 МГц и 10^4 раз при 1 ГГц. Причем по-различному проявляется частотная зависимость потерь в металле и диэлектрике. У сверхпроводящего кабеля в диапазоне до 10^9 Гц затухание в диэлектрике превышает затухание в металле ($\alpha_д > \alpha_м$), а у обычного — наоборот ($\alpha_д < \alpha_м$). В области более высоких частот картина меняется на обратную.

Указанный выше эффект снижения затухания рассчитан для теоретически однородной конструкции кабеля и при идеальных исходных материалах. В реальных условиях кабель неоднороден по длине. Кроме того, параметры исходных материалов (ниобий, свинец, фторопласт) имеют, как правило, худшие значения, чем принято по расчету. Поэтому, как установлено экспериментально, реальный эффект по затуханию будет меньше примерно в 1000 раз.

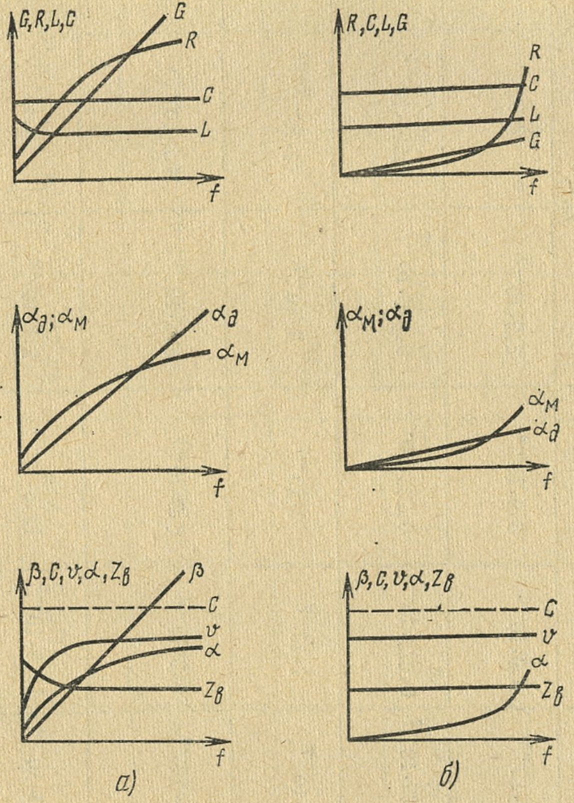


Рис. 6.4. Частотная зависимость первичных и вторичных параметров обычного (*а*) и сверхпроводящего (*б*) кабелей

Наряду с указанными достоинствами чрезвычайно важным для организации магистральной связи является также то, что сверхпроводящий кабель обеспечивает полное экранирование от внешних и взаимных источников помех и имеет очень низкий уровень собственных шумов.

6.5. КРИОГЕННЫЕ УСТРОЙСТВА КАБЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ СВЯЗИ

Сверхпроводящая кабельная линия связи должна состоять, во-первых, из непосредственно сверхпроводящего кабеля (электрическая часть) и, во-вторых, из криогенных устройств, обеспечи-

Таблица 6.3

ПАРАМЕТРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КОАКСИАЛЬНОГО КАБЕЛЯ ПРИ $T=4{,}2°C$ (ИЛИ $t=-268{,}8°C$)

f, Гц	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	10^8	10^9	10^{10}
$R, \frac{Ом}{км}$	$3{,}9\cdot10^{-12}$	$3{,}9\cdot10^{-10}$	$3{,}9\cdot10^{-8}$	$3{,}9\cdot10^{-6}$	$3{,}9\cdot10^{-4}$	$3{,}9\cdot10^{-2}$	3,9	390
$L, \frac{Г}{км}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$
$C, \frac{Ф}{км}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$
$G, \frac{См}{км}$	$6{,}3\cdot10^{-10}$	$6{,}3\cdot10^{-9}$	$6{,}3\cdot10^{-8}$	$6{,}3\cdot10^{-7}$	$6{,}3\cdot10^{-6}$	$6{,}3\cdot10^{-5}$	$6{,}3\cdot10^{-4}$	$6{,}3\cdot10^{-3}$
$\alpha, \frac{дБ}{км}$	$12{,}8\cdot10^{-8}$	$12{,}8\cdot10^{-7}$	$12{,}8\cdot10^{-6}$	$12{,}8\cdot10^{-5}$	$12{,}8\cdot10^{-4}$	$2{,}2\cdot10^{-2}$	0,45	33,6
$Z_в$, Ом	47,5	47,5	47,5	47,5	47,5	47,5	47,5	47,5

Таблица 6.4

ПАРАМЕТРЫ ОБЫЧНОГО КОАКСИАЛЬНОГО КАБЕЛЯ ПРИ $T=293°K$ (ИЛИ $t=+20°C$)

f, Гц	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}
$R, \frac{\text{Ом}}{\text{км}}$	40	127	400	1270	4000	12 700	40 000	127 000	400 000
$L, \frac{\text{Г}}{\text{км}}$	$6{,}56\cdot10^{-3}$	$2{,}225\cdot10^{-3}$	$0{,}76\cdot10^{-3}$	$0{,}425\cdot10^{-3}$	$0{,}285\cdot10^{-3}$	$0{,}245\cdot10^{-3}$	$0{,}223\cdot10^{-3}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$	$0{,}225\cdot10^{-3}$
$C, \frac{\text{Ф}}{\text{км}}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$
$G, \frac{\text{См}}{\text{км}}$	$12{,}56\cdot10^{-8}$	$12{,}56\cdot10^{-7}$	$12{,}56\cdot10^{-6}$	$12{,}56\cdot10^{-5}$	$12{,}56\cdot10^{-4}$	$12{,}56\cdot10^{-3}$	$12{,}56\cdot10^{-2}$	$12{,}56\cdot10^{-1}$	$12{,}56\cdot10$
$\alpha, \frac{\text{дБ}}{\text{км}}$	3,6	11,4	36	114	360	1140	3600	11 650	38 560
$\lvert Z_в \rvert$, Ом	312	178	106	69,6	53,8	47,5	47,5	47,5	47,5

вающих создание и поддержание требуемых низких температур (криогенная часть).

Поскольку активное сопротивление сверхпроводников в широком диапазоне частот ничтожно мало́ и потери в диэлектрике также во много раз меньше, чем при обычных температурах, то затухание сверхпроводящего кабеля будет в сотни и тысячи раз меньше затухания обычного кабеля. Такой кабель позволяет осуществлять связь без дополнительных усилительных устройств на очень большие расстояния. Это дает основание выбирать размеры сверхпроводящих кабелей не из соображений снижения затухания, а только из конструктивных требований и условий производства. Необходимо лишь обеспечить определенную механическую прочность кабеля. Поэтому габариты сверхпроводящих кабелей могут быть значительно меньше существующих.

Из конструктивных соображений и для обеспечения экранирования от внешних электромагнитных полей сверхпроводящие кабели делают коаксиальными. В известных конструкциях сверхпроводящих коаксиальных кабелей внутренний проводник имеет обычно диаметр до 0,5 мм, а внешний — до 2,5 мм. Внутренний провод чаще всего делают из ниобия, освинцованной меди, внешний — из свинца. В качестве изоляции применяются в основном различные фторополимеры.

Обеспечение криогенных температур для сверхпроводящих кабельных линий большой протяженности является довольно сложным и дорогостоящим. Основная задача состоит в том, чтобы изолировать сверхпроводящий кабель от притока тепла из окружающей среды и обеспечить постоянство температуры глубокого охлаждения кабеля. Для получения низких температур могут применяться такие хладоагенты, как азот, водород, гелий в жидком или газообразном состоянии. Азот дает 77 К, водород 20 К и гелий 4,2 К.

Сверхпроводящий кабель предусматривается помещать в трубопроводе из нержавеющей стали, меди или алюминия и теплоизолирующих материалов. С помощью жидкого или газообразного азота или водорода и гелия, прокачиваемых по трубе, в ней создается и поддерживается требуемая низкая температура. Обязательным условием обеспечения низкой температуры является надежная теплоизоляция трубопровода от окружающей среды. В качестве криоизоляции могут применяться пористые материалы (пенополистирол, пенополиуретан и др.) или вакуумно-многослойная изоляция. Для обеспечения прокачки хладоагентов по трубопроводу на большие расстояния и поддержания стабильной температуры вдоль трассы кабеля через каждые 10—20 км необходимо устанавливать криогенные (рефрижераторные) станции.

Известны две системы подачи хладоагента в криогенном трубопроводе: открытый цикл и замкнутый цикл. При открытом цикле отработанный хладоагент выпускается наружу на другом конце трубы. При замкнутом цикле отработанный хладоагент возвращается по обратному каналу, расположенному под общей криогенной оболочкой. В этом случае происходит непрерывная циркуляция хладоагента соответственно по прямому и обратному каналу с охлаждением хладоагента до нужной температуры на криогенных станциях.

Рассмотрим несколько подробней одну из характерных конструкций сверхпроводящего кабеля в криогенной оболочке (рис. 6.5). В центре располагается некоторое количество эле-

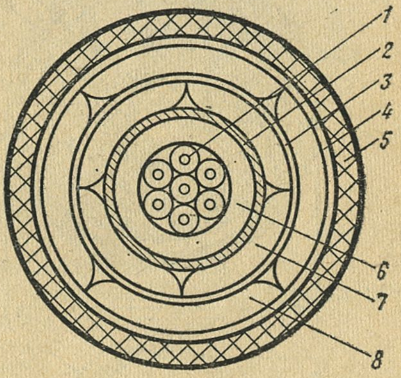


Рис. 6.5. Конструкция сверхпроводящего кабеля в криогенной оболочке:

1 — коаксиальные сверхпроводящие кабели; *2* — изоляционная труба из пористого полиуритана; *3* и *4* — трубы из нержавеющей стали; *5* — оболочка из пенопласта; *6* — канал прямого пути охладителя; *7* — канал обратного пути охладителя; *8* — глубокий вакуум

ментарных коаксиальных кабелей *1* с проводниками из ниобия (внутренний) и свинца (внешний); изоляция из фторопласта. Криогенная система состоит из гибкой теплоизоляционной трубы *2,* двух стальных вакуумплотных гофрированных труб *3* и *4.* Снаружи для теплоизоляции располагается изоляционная оболочка *5* из пенистого материала. В качестве хладоагента используется жидкий гелий. Этот гелий циркулирует в канале *6* между кабелем и изоляционной трубой. Отработанный гелий возвращается обратно по каналу *7,* расположенному между изоляционной и стальной трубами. Основная теплоизоляция осуществляется глубоким вакуумом *8,* создаваемым между стальными трубами.

Вся трубопроводная криогенная система выполнена из гибких гофрированных труб, что позволяет намотку на барабаны. Предполагается изготовление трубопроводов в заводских условиях секциями по 30—300 м с выводами по концам для подачи гелия и с герметичными концевыми заделками. На магистрали такие секции будут собираться в линию; гелий будет подаваться от криогенных станций.

Представляет интерес японская конструкция сверхпроводящего кабеля, содержащего 14—18 тонких коаксиальных пар габаритами 0,48/1,57 мм (рис. 6.6). Провода биметаллической конструкции: внутренний — медь — свинец, внешний свинец — медь. Токонесущей поверхностью является свинец. Изоляция из этиленпропилена. Коаксиальные пары располагаются вокруг медной спиральной трубки, внутри которой циркулирует жидкий гелий с температурой 4 К. Снаружи имеется механический герметичный каркас в виде стальной гофрированной оболочки. Хладоизоляция осуществляется с помощью вакуума и наружной полиэтиленовой оболочки. Общий диаметр кабеля — 70 мм.

Немецкий криогенный кабель (рис. 6.7) содержит 18 коаксиальных пар стандартной малогабаритной конструкции (1,2/4,4),

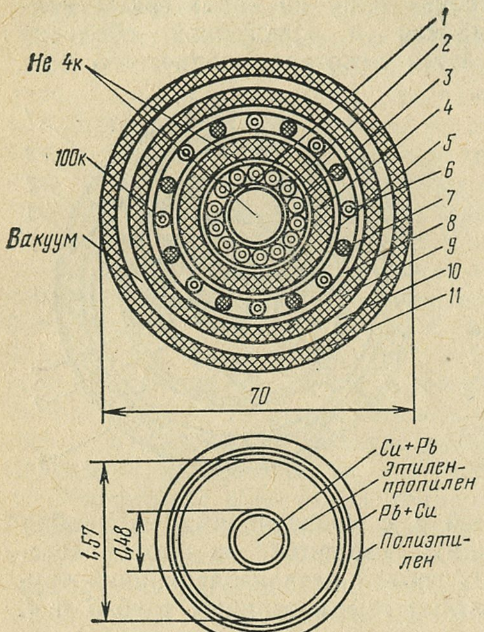


Рис. 6.6. Японский сверхпроводящий кабель:

1 — медный цилиндр; *2* — коаксиальные сверхпроходящие кабели; *3* — медная гофрированная трубка; *4* — изоляция; *5* — медная лента; *6* — медная трубка; *7* — полиэтиленовый стержень; *8* — медная лента; *9* — изоляция; *10* — стальная гофрированная оболочка; *11* — полиэтиленовая оболочка

выполненных из алюминия чистотой 99,7%. Весь этот сердечник помещается в две стальные трубы с большим зазором между ними для хладоагента. Зазор между трубами обеспечивается за счет размещенных по длине изоляционных держателей. Снаружи — пластмассовая изоляционная оболочка.

Технико-экономические исследования показывают, что в сверхпроводящей кабельной линии основные расходы связаны с созданием криогенной оболочки и криогенных станций для поддержания глубокого охлаждения кабеля. Сам кабель сто́ит сравнительно дешево. Сравнивая обычную кабельную магистраль и сверхпроводящую систему, можно отметить: в первом случае для компенсации затухания необходимо устанавливать усилители через каждые 1,5—6 км, а во втором случае затухание ничтожно мало́ и можно дать связь без усилителей на большие расстояния (больше 1000 км). Однако в этом случае для поддержания низких температур и прокачки хладоагента по трубопроводу необходимо устанавливать через каждые 10—20 км трассы криогенные станции, стоимость которых довольно высока. Поэтому затраты на сооружения сверхпроводящей магистрали значительно превышают затраты на обычную кабельную магистраль.

Одним из целесообразных путей осуществления сверхпроводящей магистрали связи является размещение кабеля связи в общем криогенном трубопроводе, создаваемом для передачи энер-

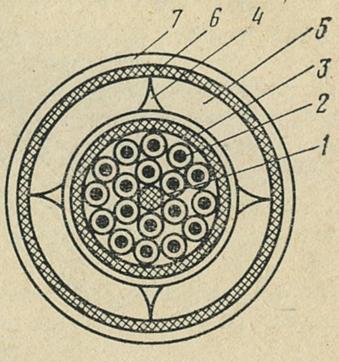


Рис. 6.7. Немецкий сверхпроводящий кабель:

1 — центрирующий кордель; *2* — коаксиальные сверхпроводящие кабели; *3* — внутренняя металлическая оболочка; *4* — держатели; *5* — вакуум; *6* — внешняя металлическая оболочка; *7* — изолирующая оболочка

гии. Такое совмещение сверхпроводящих кабелей связи в общем криогенном трубопроводе, под общей оболочкой, весьма перспективно и выгодно в технико-экономическом отношении.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ТЕОРИЯ ПЕРЕДАЧИ ПО ВОЛНОВОДАМ

7.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ВОЛНОВОДАХ

В последнее время все большее развитие получает передача ультракоротких волн метрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов как в атмосфере, так и по направляющим системам и, в первую очередь, по волноводам. При этом, если раньше волноводам отводилась лишь роль фидеров от антенн приемо-передающих радиоустройств, то в настоящее время на реальную основу поставлена задача создания волноводных магистралей большой протяженности.

Волновод — это средство сосредоточения электромагнитной энергии в определенном пространстве и передачи ее в заданном направлении. Конструктивно волновод представляет собой полую металлическую трубу круглого или прямоугольного сечения, изготовленную из хорошо проводящего материала (рис. 7.1). Цилиндрические волноводы по сравнению с прямоугольными имеют меньшее затухание и наиболее приемлемы для связи на большие расстояния.

По волноводам электромагнитная энергия передается принципиально по тем же законам, что и в атмосфере, но только в волноводах эта передача имеет строго заданное направление и, кроме того, ограничена по частоте. По волноводу можно передавать лишь высокочастотные колебания, длина волны которых соизмерима с его поперечными размерами, например, диаметром D в круглом волноводе, т. е. $f > f_0$, где $f_0 = c/\lambda_0 = c/D$. Так, если волновод имеет диаметр $D = 6$ см, то по нему могут эффективно передаваться все волны короче 6 см.

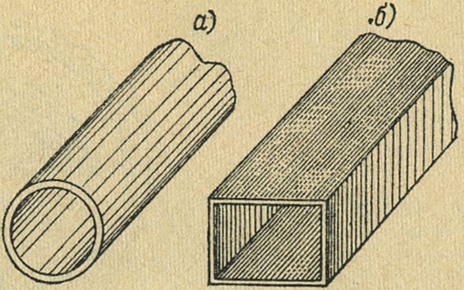


Рис. 7.1. Волноводы:
а) цилиндрический; *б*) прямоугольный

В конструктивном отношении волновод отличается от коаксиального кабеля лишь отсутствием внутреннего проводника. При возбуждении в коаксиальном кабеле сильных токов смещения $I_{см}$, т. е. при $\lambda < D$ внутренний проводник в кабеле не нужен и энергия распространяется по законам волноводной передачи. Для наглядности представим реальную и, как правило, весьма сложную волну в волноводе в виде серии плоских волн и рассмотрим геометрию электромагнитного поля одной из составляющих волн. Путь движения электромагнитных волн в волноводе показан на рис. 7.2. Волны распространяются зигзагообразно, об-

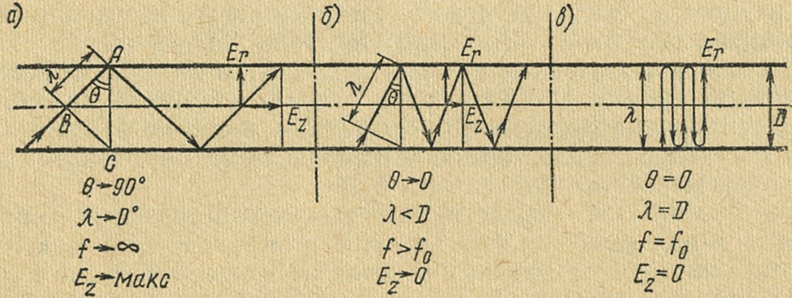


Рис. 7.2. Распространение электромагнитной волны в волноводе:
а) очень высокие частоты; *б*) высокие частоты; *в*) критическая частота

разуя с поперечным сечением волновода угол θ и многократно отражаясь под углом 2θ от стенок волновода. Рисунок 7.2*а* соответствует случаю малых длин волн ($\lambda \to 0$) и весьма высоких частот ($f \to \infty$). Здесь $\theta \to 90°$, отражений мало и волна стремится к прямолинейному движению вдоль волновода. В этом случае продольная составляющая поля E_z (или H_z) имеет максимальное значение и передача по волноводу происходит в выгодных условиях. При передаче более низких частот и больших длин волн $\theta \to 0$ волна испытывает большое число отражений и поступательное движение ее весьма мало́ (рис. 7.2*б*). В этом случае продольная составляющая поля E_z (или H_z) стремится к нулю и вдоль волновода передается незначительная доля энергии.

При определенной, сравнительно низкой частоте наступает такой режим, когда $\theta = 0$ и волна падает на стенку и отражается перпендикулярно (рис. 7.2*в*). В волноводе устанавливается режим стоячей волны, и энергия вдоль волновода не перемещается. Частота, при которой наступает режим стоячей волны, называется *критической частотой* f_0 и выражает собой нижний предел частот, которые могут распространяться по данному волноводу. Таким образом, волновод действует как фильтр верхних частот, срезая частоты ниже критической f_0 и пропуская частоты, лежащие выше данного предела.

Критическая частота f_0 и соответствующая ей *критическая длина волны* $\lambda_0 = c/f_0$ связаны с конструкцией волновода и, в первую очередь, с его поперечными размерами. Из треугольника ABC (рис. 7.2) может быть получено соотношение $\cos\theta = \lambda/D$. С увеличением угла θ длина волны уменьшается, изменяясь от $\lambda = D$ (при $\theta = 0°$) до $\lambda = 0$ (при $\theta = 90°$); причем при $\theta = 0$ и $\cos\theta = \lambda/D = 1$, т. е. длина волны равна диаметру волновода: $\lambda_0 = D$ и $f_0 = c/D$. Более точно для широкого класса волн это соотношение можно записать:

$$\left.\begin{aligned} &\cos\theta = \lambda\, p_{nm}/\pi D \text{ — для цилиндрических волноводов,} \\ &\cos\theta = \lambda_n/2a \text{ — для прямоугольных волноводов,} \end{aligned}\right\} \quad (7.1)$$

где D — диаметр волновода; a — ширина волновода; p_{nm} — корни цилиндрических функций, имеющие значения 1,8—3,8 для распространения типовых волн; n — порядок волны (целые числа).

Таким образом, критическая длина волны (при $\theta = 0$) соизмерима с диаметром цилиндрического волновода ($\lambda_0 \approx D$) и двойной шириной стенки прямоугольного волновода.

Рассмотрим затухание волновода и проанализируем частотную характеристику этого затухания. На рис. 7.3 приведен принципиальный график частотной зависимости затухания волновода. Тут же для сравнения показаны кривые затухания симметричной и коаксиальной кабельных цепей. Из рисунка видно, что частотная зависимость симметричного и коаксиального кабелей имеет закономерно растущий характер. Частотная зависимость затухания волновода выражается сложной кривой. Это объясняется следующим образом.

Затухание в волноводе обусловлено, во-первых, потерями в стенках волновода и, во-вторых, отражением волн от стенок волновода. Естественно, что чем больше отражений испытывает волна, тем больше потери энергии на отражение. В зоне I при частотах ниже критической волновод, являясь фильтром высоких частот, не пропускает энергию. В этом случае имеет место бесконечно большое число отражений от стенок волновода, энергия вдоль не перемещается и затухание стремится к бесконечности. По мере увеличения частоты уменьшается число отражений от стенок, укорачивается общая длина зигзагообразной линии и

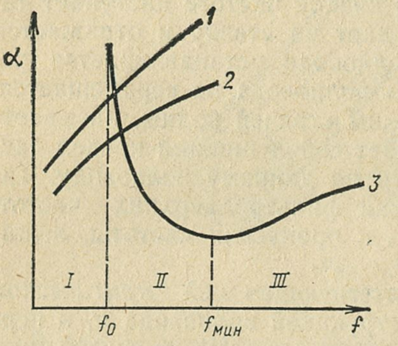


Рис. 7.3. Частотная зависимость затухания волновода (*1*), коаксиальной (*2*) и симметричной (*3*) цепей

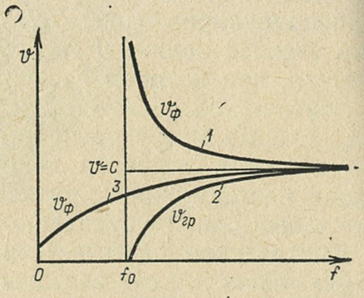


Рис. 7.4. Частотная зависимость скорости распространения энергии в волноводе (*1*, *2*) и в кабеле (*3*)

вследствие этого затухание уменьшается. Этот закон действует в зоне *II,* когда угол падения волны сравнительно невелик.

При переходе к частоте, значительно большей критической (зона *III*), где угол стремится к 90°, число отражений становится весьма малым, зигзагообразная линия приближается к прямой и потери на отражение не имеют существенного значения. В этой зоне начинают доминировать потери в металлических стенках волновода, обусловленные распространением энергии вдоль волновода и растущие с частотой пропорционально корню из частоты. Следовательно, в зоне *III* с ростом частоты затухание будет сравнительно медленно возрастать по закону $\sqrt{f}$. Поэтому на частотном графике затухания волновода (см. рис. 7.3) наблюдается вначале область непропускания (зона *I),* затем снижение кривой (зона *II),* а затем подъем кривой (зона *III*). Между зонами *II* и *III* существует область минимального затухания.

Проанализируем скорость распространения энергии в волноводах. Различают скорости двух видов: фазовую $v_ф$ и групповую $v_{гр}$. Фазовая скорость — это скорость изменения фазы поля. Она характеризует распределение фазы поля определенной волны. Групповая скорость — это скорость движения целого спектра волн. В конечном итоге $v_{гр}$ характеризует скорость распространения энергии вдоль волновода. Поскольку электромагнитная волна в волноводе имеет зигзагообразное движение, то фазовая скорость определяется движением волны по этой зигзагообразной линии, а групповая скорость — эффективной скоростью движения волны вдоль оси волновода. Естественно, что $v_ф > v_{гр}$. Учитывая зигзагообразное распространение энергии в волноводе (см. рис. 7.2), можно получить следующие соотношения:

$$v_ф = \frac{c}{\sin\theta} \text{ и } v_{гр} = c\sin\theta. \qquad (7.2)$$

На рис. 7.4 приведен график частотной зависимости скоростей $v_ф$ и $v_{гр}$ в волноводе. Из рисунка видно, что при частоте, равной критической (f_0), фазовая скорость за счет большого числа отражений устремляется в бесконечность, а групповая скорость, в силу отсутствия движения вдоль волновода, приближается к нулю. В этом случае энергия колеблется между противоположными стенками волновода и вдоль его оси не распространяется. При удалении от критической частоты в область более высоких частот ($f>f_0$) фазовая скорость уменьшается, групповая увеличивается, а при очень высоких частотах обе они приближаются к скорости света. Это объясняется тем, что с ростом частоты уменьшается зигзагообразность распространения волн и в области весьма высоких частот энергия движется почти прямолинейной вдоль оси волновода.

В кабельных линиях скорость передачи энергии изменяется от 10 000—20 000 км/с при постоянном токе до 250 000—290 000 км/с в области высоких частот.

7.2. КЛАССИФИКАЦИЯ И СТРУКТУРА ВОЛН В ВОЛНОВОДАХ

В волноводах могут распространяться лишь волны высшего порядка: электрические E и магнитные H волны, имеющие продольные составляющие соответственно E_z и H_z. Волны основного типа (ТЕМ) существовать в волноводах не могут, поскольку для их распространения требуются двухпроводные системы.

Для удобства классификации волн и учета их конфигурации к буквам E и H добавляются еще двухзначные индексы nm, помещаемые внизу. Для круглых волноводов первая буква индекса (n) означает число полных изменений поля по окружности волновода, а вторая (m) — число изменений поля по диаметру. В прямоугольных волноводах первая характеризует число изменений поля вдоль малого размера, а вторая — вдоль большого размера. В порядке иллюстрации этой системы в табл. 7.1 приведены конфигурации электромагнитных полей волн типа E и H. Анализируя конфигурацию электромагнитных полей в волноводах, следует отметить, что:

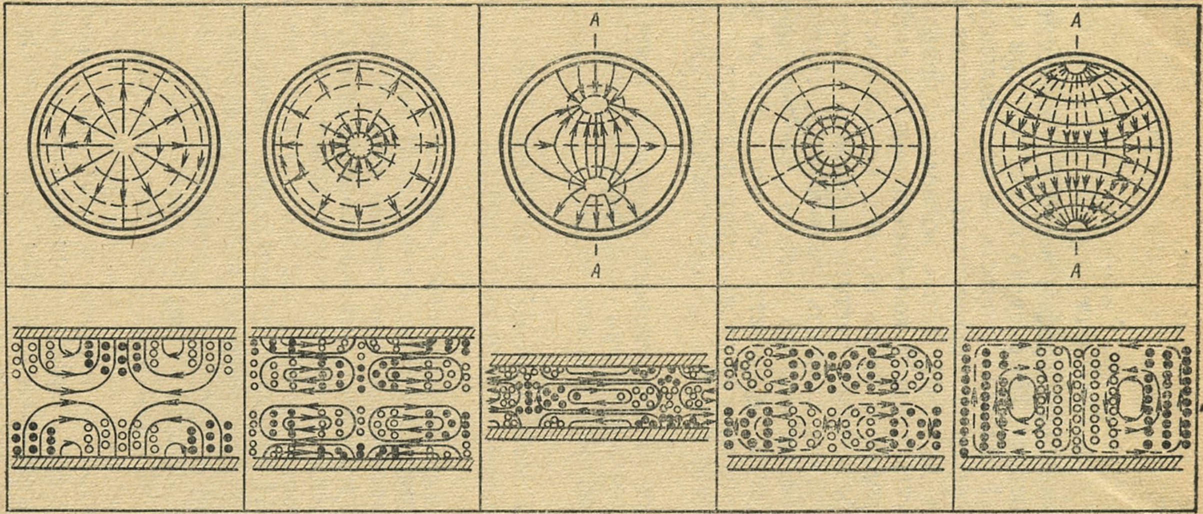
линии электрического и магнитного полей внутри волноводов расположены взаимно перпендикулярно;

электрические линии в большинстве случаев замыкаются на стенках волновода и имеют перпендикулярное направление у стенок;

магнитные линии имеют замкнутые пути вокруг электрических линий и не касаются стенок волновода.

Таблица 7.1

ВОЛНЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Тип волны	E_{01}	E_{02}	E_{11}	H_{01}	H_{11}
Поле в плоскости поперечного сечения (в плоскости максимума поперечных полей) Поле в плоскости продольного сечения	 				
Компоненты полей, отличные от нуля	E_z, E_r, H_φ	E_z, E_r, H_φ	E_z, E_r, E_φ, H_r, H_φ	H_z, H_r, E_φ	H_z, H_r, H_φ, E_r, E_φ

Тип волны	E_{01}	E_{02}	E_{11}	H_{01}	H_{11}
k_c	$\frac{2,405}{a}$	$\frac{5,52}{a}$	$\frac{3,83}{a}$	$\frac{3,83}{a}$	$\frac{1,84}{a}$
λ_0	$2,61\ a$	$1,14\ a$	$1,64\ a$	$1,64\ a$	$3,41\ a$
f_0	$\frac{0,383}{a\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}$	$\frac{0,877}{a\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}$	$\frac{0,609}{a\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}$	$\frac{0,609}{a\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}$	$\frac{0,293}{a\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}$
Затухание за счет потерь в проводнике $\alpha_м$	$\frac{Z_{м\,a}}{Z_д\,a}\frac{1}{\sqrt{1-(f_0/f)^2}}$	$\frac{Z_{м\,a}}{Z_д\,a}\frac{1}{\sqrt{1-(f_0/f)^2}}$	$\frac{Z_{м\,a}}{Z_д\,a}\frac{1}{\sqrt{1-(f_0/f)^2}}$	$\frac{Z_{м\,a}}{Z_д\,a}\frac{(f_0/f)^2}{\sqrt{1-(f_0/f)^2}}$	$\frac{Z_{м\,a}}{Z_д\,a}\frac{1}{\sqrt{1-(f_0/f)^2}}\times$ $\times[(f_0/f)^2+0,42]$

Примечание. a — радиус волновода; $Z_{м\,a}=\sqrt{\omega\mu/2\sigma}$; $Z_д=\sqrt{\mu/\varepsilon}$.

7.3. ОСОБЕННОСТИ ВОЛНЫ H_{01} В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Сравнительно с другими разновидностями и типами волн в особых условиях находится магнитная волна H_{01} в цилиндрических волноводах (рис. 7.5). Затухание этой волны в отличие от других волн на частотном графике (рис. 7.6) имеет падающий характер, и чем короче передаваемая волна, тем меньше потери и соответственно затухание энергии в волноводе.

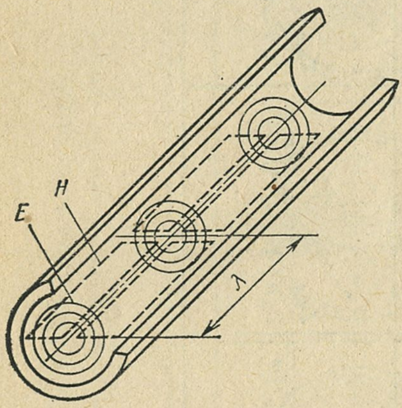


Рис. 7.5. Электромагнитное поле волны H_{01} в цилиндрическом волноводе

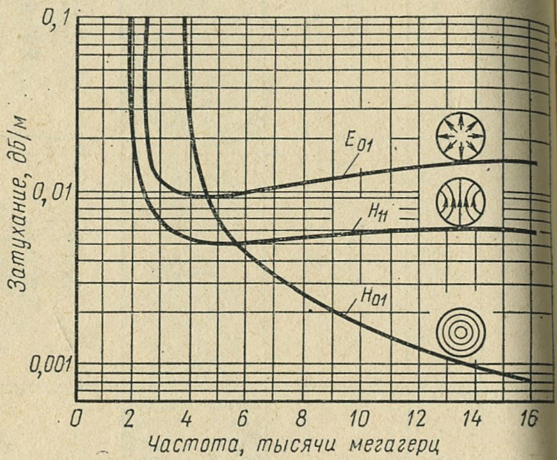


Рис. 7.6. Частотная зависимость затухания цилиндрического волновода радиусом 5 см для трех основных типов волн

Падающая частотная характеристика является специфической особенностью волны H_{01} лишь в круглом волноводе и не может быть воспроизведена в линиях передачи другого типа (симметричная и коаксиальная цепи, прямоугольный волновод). Это достоинство волны H_{01} объясняется следующим образом. Волны всех типов, кроме H_{01}, имеют электрическое поле, линии которого замыкаются в стенках волновода, и поэтому создается циркуляция равных и противоположно направленных токов — токов смещения ($I_{см}$) в диэлектрике внутри волновода и токов проводимости ($I_{пр}$) в стенках волновода. Эта циркуляция имеет аксиальное (продольное) направление для полей E и тангенциальное для полей H. Прохождение токов ($I_{пр}$) в металлических стенках волновода связано с потерями на джоулево тепло и затуханием передаваемой энергии. Причем с ростом частоты потери возрастают и увеличиваются затухание. Этим объясняется частотное возрастание затухания волн всех типов, кроме H_{01}.

Как видно из конфигурации поля (рис. 7.5), силовые электрические линии волны H_{01} циркулируют по поперечным замкнутым окружностям внутри волновода и не соприкасаются со стенками волновода. Это — токи смещения в диэлектрике ($I_{см}$). В металлических стенках нет токов проводимости ($I_{пр}$) ни тангенциального, ни аксиального направлений и в идеальном случае, следовательно, нет возрастающих с частотой потерь, свойственных волнам других типов. Больше того, с ростом частоты круговое поле H_{01} все больше отрывается от стенок волновода и потери уменьшаются. Можно объяснить особенности волны H_{01} иначе — исходя из теории зигзагообразного распространения волн в волноводах. С ростом частоты уменьшается число отражений от стенок волновода, укорачивается общая длина зигзагообразной линии и соответственно уменьшаются потери передачи.

Из рис. 7.6 следует, что волна H_{01} находится в существенно привилегированном положении по сравнению с волнами других типов; затухание волны H_{01} на частоте 15 000 МГц в 7 раз меньше затухания волны H_{11}. Эти особенности волны H_{01} делают ее весьма перспективной для целей передачи высокочастотной энергии на большие расстояния и открывают новые возможности в применении волноводов для организации магистральной связи.

Однако волне H_{01} свойственны некоторые недостатки, обусловленные природой и конфигурацией электромагнитного поля H_{01}. Силовые линии электрических и магнитных полей волны H_{01} образуют замкнутые петли внутри волновода (в диэлектрике) и не проникают в стенки волновода. В силу этого волна H_{01} не имеет жесткой связи с самим волноводом и поэтому она сравнительно неустойчива и весьма чувствительна к малейшим деформациям и неоднородностям волновода. Неоднородности волновода и обусловленные ими многократно отраженные волны приводят к двум нежелательным явлениям:

1) волна H_{01} перерождается в другие паразитные типы волн (в первую очередь, в E_{11}), в силу чего появляются дополнительные потери (20—30%) и утрачиваются аномальные свойства падающей частотной характеристики затухания волны H_{01};

2) за счет многократных отражений появляется попутный поток, который движется вместе с основным потоком, приводит к искажениям сигнала и вносит помехи.

Борются с этими недостатками тремя путями:

стремятся к максимальной однородности волноводного тракта передачи;

применяют спиральные волноводы периодической структуры, обладающие фильтрующими свойствами пропускать волну H_{01} и задерживать волны всех остальных типов;

внутренняя поверхность волновода покрывается материалом с большой диэлектрической проницаемостью, создающим фильтрацию волн.

7.4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ВОЛНЫ В ВОЛНОВОДАХ

Электрические параметры волноводов (критическая частота, волновое число, затухание, скорость передачи, характеристическое сопротивление и др.) определяются путем решения основных уравнений электродинамики — уравнений Максвелла.

В первую очередь рассмотрим волны основных типов, которые могут существовать в волноводах, и структуру полей этих волн. В волноводе могут распространяться волны высшего порядка: электрические Е и магнитные Н.

Выше было показано, что для продольных составляющих векторов E_z и H_z действуют следующие ур-ния (2.16) и (2.17):

$$\nabla^2 E_z + gE_z = 0,$$
$$\nabla^2 H_z + gH_z = 0,$$

где $g^2 = k^2 + \gamma^2$ — поперечное волновое число передающей системы; $k = \omega\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}$ — волновое число среды; $\gamma = \alpha + i\beta$ — коэффициент распространения системы.

Остальные составляющие полей в цилиндрической системе координат могут быть найдены через E_z и H_z из уравнений:

$$\left.\begin{aligned}
E_r &= -\frac{1}{g^2}\left(\gamma\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{i\,\omega\mu_a}{r}\frac{\partial H_z}{\partial\varphi}\right),\\
E_\varphi &= \frac{1}{g^2}\left(-\frac{\gamma}{r}\frac{\partial E_z}{\partial\varphi} + i\,\omega\mu_a\frac{\partial H_z}{\partial r}\right),\\
H_r &= \frac{1}{g^2}\left(\frac{i\,\omega\varepsilon_a}{r}\frac{\partial E_z}{\partial\varphi} + i\,\omega\mu_a\frac{\partial H_z}{\partial r}\right),\\
H_\varphi &= -\frac{1}{g^2}\left(i\,\omega\varepsilon_a\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\gamma}{r}\frac{\partial H_z}{\partial\varphi}\right).
\end{aligned}\right\} \qquad (7.3)$$

Электрические волны. Электрические волны имеют одну продольную E_z и две поперечные $E_\perp$ и $H_\perp$ составляющие. Магнитная продольная составляющая отсутствует $(H_z = 0)$. Уравнение относительно E_z в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial\varphi^2} + g^2 E_z = 0, \qquad (7.4)$$

где $g^2 = k^2 + \gamma^2$.

Решением ур-ния (7.4) является функция

$$E_z = [A_n J_n(gr) + B_n N_n(gr)]\cos n\varphi,$$

где A_n и B_n — постоянные интегрирования; J_n и N_n — цилиндрические функции 1-го (Бесселя) и 2-го (Неймана) родов.

Функция Бесселя при изменении r от 0 до a остается конечной, тогда как функция Неймана при $r=0$ обращается в бесконечность, что противоречит физическому содержанию задачи. Поэтому для поля в цилиндрическом волноводе функция Неймана неприемлема и необходимость принять $B_n=0$. Тогда уравнение E_z перепишется в виде

$$E_z = A_n J_n(gr)\cos n\varphi.$$

Для определения собственных значений g воспользуемся граничным условием, заключающимся в том, что на идеально-проводящих стенках волновода (при $r=a$) продольная составляющая напряженности электрического поля $E_z=0$. Тогда получим $A_n J_n(gr)=0$ при $r=a$.
Так как постоянная интегрированная $A_n \neq 0$, то получим

$$J_n(ga) = 0. \tag{7.5}$$

Данное равенство дает бесконечное число корней. В табл. 7.2 приведены корни p_{nm}, при которых функции Бесселя имеют нулевые значения. Обозначая $ga=p_{nm}$, получим $g=p_{nm}/a$, где индекс n показывает порядок бесселевой функции, а индекс m — номер корня.

Таблица 7.2

КОРНИ p_{nm} ФУНКЦИЙ БЕССЕЛЯ

n	m				
	1	2	3	4	5
0	2,405	5,52	8,654	11,792	14,931
1	3,832	7,016	10,173	13,324	16,471
2	5,136	8,417	11,620	14,796	17,960

Таким образом, в цилиндрическом волноводе может существовать множество электрических E_{nm} (тоже магнитных H_{nm}) волн, характеризуемых значениями индексов n и m. Индекс n определяет число полуволн, укладывающихся вдоль полуокружности, а m — число полуволн, укладывающихся вдоль радиуса волновода. Волне каждого типа соответствуют определенная структура и свои характеристические параметры (критические волны и частоты, скорости, волновые сопротивления и др.). Структура некоторых полей и параметры приведены в табл. 7.1.

Для определения электрических параметров цилиндрического волновода при передаче электрической волны Е необходимо знать поперечные составляющие поля. Такие составляющие описываются выражениями (7.3).

Тогда составляющие E_r и H_φ примут вид:

$$\left.\begin{aligned} E_r &= -\frac{\gamma}{g} A_n J'_n(gr)\cos n\varphi, \\ H_\varphi &= -\frac{i\,\omega\varepsilon_a}{g} A_n J'_n(gr)\cos n\varphi. \end{aligned}\right\} \tag{7.6}$$

Магнитные волны. Магнитные волны имеют продольную H_z и поперечные $E_\perp$ и $H_\perp$ составляющие. Электрическая продольная составляющая $E_z=0$. Уравнения H_z в цилиндрической системе координат имеют вид

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + g^2 H_z = 0, \tag{7.7}$$

где $g^2 = k^2 + \gamma^2$.

Решением данного уравнения является функция

$$H_z = [C_n J_n(gr) + D_n N_n(gr)] \cos n\varphi,$$

где C_n и D_n — постоянные интегрирования; J_n и N_n — цилиндрические функции 1-го (Бесселя) и 2-го (Неймана) родов.

Функция Неймана дает бесконечное значение при $r=0$ в центре волновода, что не соответствует физическому существу явлений и поэтому принимаем $D_n=0$. Тогда получим

$$H_z = C_n J_n(gr) \cos n\varphi.$$

В качестве граничного используем условие о том, что нормальная производная функция H_z на границе волновода при $r = a$ должна обращаться в нуль. Для этого достаточно, чтобы $\partial J_n/\partial r=0$ при $r=a$ или $J'_n(ga)=0$, где $n=0$, 1, 2, ... Для каждого значения n имеется множество корней уравнения $J'_n(q_{nm})$. Граничные условия будут удовлетворены, если $g=q_{nm}/a$, где q_{nm} корни бесселевых функций, при которых $J'_n(q_{nm})=0$. Корни бесселевых функций q_{nm} приведены в табл. 7.3.

Таблица 7.3

КОРНИ q_{nm} ПРОИЗВОДНОЙ ФУНКЦИИ БЕССЕЛЯ

n	m			
	1	2	3	4
0	3,832	7,016	10,174	13,324
1	1,841	5,332	8,536	11,706
2	3,054	6,705	9,965	13,170
3	4,201	8,015	11,344	—

Каждому значению n и m соответствует определенная структура поля в волноводе (см. табл. 7.1). Для основной волны H_{01}, принятой для многоканальной связи, значение q_{01} составляет 3,832. Поперечные составляющие поля могут быть выражены через H_z ур-нием (7.3).

Зная H_z, получим значения E_φ и H_r:

$$\left.\begin{aligned} E_\varphi &= \frac{i\,\omega\mu_a}{g} C_n J'_n(gr)\cos n\varphi, \\ H_r &= \frac{\gamma}{g} C_n J'_n(gr)\cos n\varphi. \end{aligned}\right\} \tag{7.8}$$

7.5. КРИТИЧЕСКИЕ ДЛИНА ВОЛН И ЧАСТОТА ВОЛНОВОДА

Критические частота (f_0) и длина волны (λ_0) могут быть определены из соотношения $g^2=k^2+\gamma^2$. Тогда

$$\gamma=\alpha+i\beta=k\sqrt{\left(\frac{g}{k}\right)^2-1}=\sqrt{j}\,k\sqrt{1-\left(\frac{g}{k}\right)^2}. \qquad (7.9)$$

Критические условия наступают при $g=k$, при которых $\gamma=0$. Это соответствует критической частоте (f_0) и критической длине волны (λ_0).

Имея в виду, что $k=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}=2\pi/\lambda=2\pi f/c$, получим из равенства $g=k$

$$g=\frac{2\pi}{\lambda_0}=\frac{2\pi}{c}f_0.$$

Тогда критическая длина волны $\lambda_0=2\pi/g$, а критическая частота $f_0=cg/2\pi$. Подставив в эти выражения выведенные ранее значения для волн E и H, получим критические величины λ_0 и f_0.

Имея в виду, что для электрической волны $g=p_{nm}/a$ и для магнитной волны $g=q_{nm}/a$, получим

$$\text{для волны E} \quad \lambda_0\,\frac{2\pi a}{p_{nm}} \quad \text{и} \quad f_0=\frac{p_{nm}c}{2\pi a}, \qquad (7.10)$$

$$\text{для волны H} \quad \lambda_0=\frac{2\pi a}{q_{nm}} \quad \text{и} \quad f_0=\frac{q_{nm}c}{2\pi a}. \qquad (7.11)$$

Используя ранее приведенные значения корней бесселевых функций (p_{nm} и q_{nm}), получим значения критических длин волн цилиндрических волноводов для волн типов E и H (табл. 7.4).

Таблица 7.4

КРИТИЧЕСКИЕ ДЛИНЫ ВОЛН ТИПОВ Е И Н

m	E_{nm}			H_{nm}		
	$n=0$	$n=1$	$n=2$	$n=0$	$n=1$	$n=2$
1	2,61	1,64	1,22	1,64	3,42	2,06
2	1,14	0,895	0,745	0,895	1,18	0,935
3	0,72	0,62	0,54	0,62	0,736	0,63
4	0,533	0,47	0,425	0,47	0,536	0,477

Из табл. 7.4. видно, что распространение электромагнитной энергии в цилиндрическом волноводе возможно, если его радиус не менее чем $a_{\text{мин}}=\lambda/3{,}42=0{,}293\lambda$. Критическая длина основной волны связи H_{01} при передаче по волноводу с радиусом 3 см составляет $\lambda_0=1{,}64\cdot 3=4{,}92$ см.

7.6. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ВОЛНОВОДОВ

Рассмотрим следующие параметры волноводов: коэффициент распространения γ, волновое сопротивление Z и скорость передачи энергии v.

Коэффициент распространения γ для волн типов Е и Н имеет одинаковое значение и определяется в соответствии с ур-нием (2.24) следующим выражением:

$$\gamma = \mathrm{i}\,k\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2} = \mathrm{i}\,k\sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}, \qquad (7.12)$$

где $k=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ — волновое число среды; f и λ — текущие частоты и волны, при которых проводится расчет; f_0 и λ_0 — критические частота и длина волны.

Волновое сопротивление для электрической волны Е определяется из выражения $Z_{\mathrm{E}}=E_r/H_\varphi=\gamma/\mathrm{i}\omega\varepsilon_a$. Подставляя сюда значение γ, получим через критические значения

$$Z_{\mathrm{E}} = Z_{\mathrm{TEM}}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2} = Z_{\mathrm{TEM}}\sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}, \qquad (7.13)$$

где $Z_{\mathrm{TEM}}=\sqrt{\mu_a/\varepsilon_a}$ — волновое сопротивление основной волны ТЕМ.

Волновое сопротивление для магнитной волны Н определяется из формулы $Z=E_\varphi/H_r=\mathrm{i}\omega\mu_a/\gamma$ или по-другому: через значения λ_0 и f_0 получим

$$Z_{\mathrm{H}} = \frac{Z_{\mathrm{TEM}}}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2}} = \frac{Z_{\mathrm{TEM}}}{\sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}}. \qquad (7.14)$$

где $Z_{\mathrm{TEM}}=\sqrt{\mu_a/\varepsilon_a}$.

Из приведенных формул следует, что в диапазоне частот выше критической волновое сопротивление электрической волны уменьшается, а магнитной — возрастает. При $f=f_0$ $Z_{\mathrm{E}}=\infty$; а $Z_{\mathrm{H}}=0$.

Фазовая скорость для волн Е и Н в соответствии с ур-нием (2.29) определяется выражением

$$v_{\text{ф}} = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}}, \qquad (7.15)$$

где c — скорость света.

Групповая скорость распространения волн Е и Н определяется формулой

$$v_{\text{гр}} = c\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2} = c\sqrt{1-\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}. \qquad (7.16)$$

Из (7.16) видно, что в полосе передачи $v_{гр}$ всегда меньше $v_ф$. С увеличением частоты групповая скорость растет, стремясь к скорости света при частоте, стремящейся к бесконечности. При критической частоте групповая скорость равна нулю и передачи энергии не превосходит. Между $v_ф$ и $v_{гр}$ для пространства с $\mu = \varepsilon = 1$ имеется следующее соотношение: $v_ф v_{гр} = c^2$.

7.7. ЗАТУХАНИЕ ЭНЕРГИИ В ВОЛНОВОДАХ

При рассмотрении идеальных волноводов без потерь имелось в виду, что их металлические стенки обладают бесконечной проводимостью. Реальные волноводы имеют определенное сопротивление, поле проникает в толщу стенок и соответственно возникают потери на нагревание волноводов. Коэффициент распространения имеет в этом случае комплексное значение $\gamma = \alpha + i\beta$, где α — коэффициент затухания; β — коэффициент фазы.

Энергия, поглощаемая стенками волновода, может быть определена следующим образом. Изменение потока энергии вдоль волновода по оси происходит по экспоненциальному закону: $P = P_0 e^{-2z\alpha}$, где α — коэффициент затухания; P_0 — начальное значение энергии. Изменение энергии, приходящееся на единицу длины, будет равно производной потока энергии P по z, т. е.

$$Q = -\frac{\partial P}{\partial z} = 2\alpha P_0 e^{-2\alpha z} = 2\alpha P. \qquad (7.17)$$

Знак минус в формуле характеризует уменьшение энергии при распространении ее вдоль волновода. Соответственно коэффициент затухания α будет равен отношению энергии, поглощаемой стенками волновода (Q), к удвоенному значению энергии, передаваемой по волноводу (P):

$$\alpha = \frac{Q}{2P}. \qquad (7.18)$$

Определив эти выражения, получим формулы расчета коэффициента затухания (дБ) цилиндрических волноводов:

для электрических волн E_{nm}

$$\alpha_E = \frac{Z_{ма}}{Z_д a} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_0}{f}\right)^2}} 8{,}69; \qquad (7.19)$$

для магнитных волн H_{nm}

$$\alpha_H = \frac{Z_{ма}}{Z_д a} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_0}{f}\right)^2}} \left[\left(\frac{f_0}{f}\right)^2 + \frac{n^2}{q_{nm}^2 - n^2}\right] 8{,}69, \qquad (7.20)$$

где $Z_{ма} = \sqrt{\mu\omega/2\sigma}$ — активная часть волнового сопротивления металла стенок волновода; $Z_д = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ — волновое сопротивление диэлектрика волновода (для воздуха $Z_д = 376{,}7$ Ом); q_{nm} — порядок бесселевой функции; n — корни производных бесселевых функций.

Для волны H_{01}, имеющей нулевой порядок бесселевой функции ($n=0$), коэффициент затухания определяется выражением

$$\alpha_{H_{01}} = \frac{Z_{ма}}{Z_д a} \frac{(f_0/f)^2}{\sqrt{1-(f_0/f)^2}} 8{,}69. \qquad (7.21)$$

Анализируя приведенные формулы, можно отметить: затухание волны H_{01} в полосе пропускания ($f > f_0$) с увеличением частоты существенно снижается и стремится к нулю. Это делает волну H_{01} весьма эффективной для организации многоканальной связи на большие расстояния. Все остальные волны E и H имеют в полосе пропускания сложный характер изменения затухания с увеличением частоты. Вначале затухание заметно снижается, а затем возрастает по закону $\sqrt{f}$. Это связано с тем, что в области очень высоких частот начинают сказываться потери в стенках волновода (см. рис. 7.3).

7.8. РАСЧЕТ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

При конструировании спирального волновода исходят из необходимости достижения минимального затухания волны H_{01} и обеспечения расфильтровки ее от других паразитных волн. Это достигается правильным выбором диаметра проволоки и шага спирали и регулированием расстояния от спирали до экрана.

В цельнометаллических волноводах стенки полностью экранируют передаваемую волну и направляют ее вдоль волновода. В волноводах со спиральной токонесущей поверхностью имеются периодические повторяющиеся по длине разрывы — щели, являющиеся причиной излучения энергии и увеличения затухания. Кроме того, затухание увеличивается на тепловые потери за счет спиралеобразности поверхности волновода. Поэтому затухание в спиральных волноводах будет больше, чем в цельнометаллических на величину дополнительных потерь в металле, связанных со спиральностью конструкции и потерями в диэлектрике на излучение.

Тепловые потери за счет спиральности волновода характеризуются степенью заполнения поверхности волновода витками. Наименьшие потери будут при плотной намотке спирали. Эти потери учитываются через коэффициент спиральности η и определяются формулой

$$\alpha_1 = \alpha\eta, \qquad (7.22)$$

где α — коэффициент затухания волны H_{01} цельнометаллического волновода:

$$\alpha_{H_{01}} = \frac{Z_{ма}}{Z_д a} \frac{(f_0/f)^2}{\sqrt{1-(f_0/f)^2}} \cdot 8{,}69.$$

Величина η зависит от коэффициента заполнения $q=2b/h$, где b — радиус проводника спирали; h — шаг намотки спирали. Коэффициент заполнения q характеризует степень близости проводников спирали и заполнения ими поверхности волновода. Для проводников диаметром 0,1—0,6 мм, обычно используемых для спирали, коэффициент заполнения составляет 0,85—0,94.

На рис. 7.7 приведен график зависимости η от q. Из рисунка видно, что при плотном заполнении (0,8—1) потери возрастают незначительно.

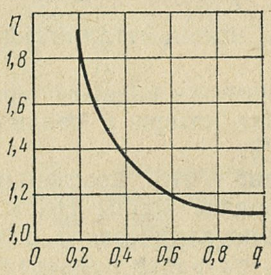


Рис. 7.7. Зависимость параметра спиральности η от коэффициента заполнения q

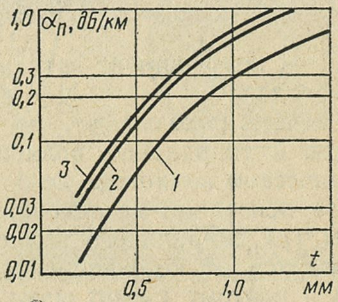


Рис. 7.8. Зависимость затухания за счет потерь на излучение в спиральном волноводе от шага спирали:

1 — прямоугольный проводник; *2* и *3* — круглые провода

Излучение энергии при спиральной конструкции стенки волновода зависит от шага намотки, ширины щелей и выражается через параметр

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{h}{2\pi a}, \tag{7.23}$$

где h — шаг спирали; a — внутренний радиус волновода.

Чем реже намотана спираль, тем больше ширина щелей и, естественно, больше сказывается эффект излучения в окружающее пространство. Коэффициент затухания за счет потерь на излучение приближенно может быть оценен по следующей формуле:

$$\alpha_2 = \alpha \frac{Z_{\text{д.ш}}}{Z_{\text{м}a}} \operatorname{tg}^2 \varphi, \tag{7.24}$$

где α — коэффициент затухания волны H_{01} при цельнометаллическом волноводе; $Z_{\text{д.ш}} = \sqrt{\mu_{\text{ш}}/\varepsilon_{\text{ш}}}$ — волновое сопротивление шланга, расположенного поверх спирали; $Z_{\text{м}a} = \sqrt{\mu_a \omega / 2\sigma}$ — волновое сопротивление металла волновода; $\operatorname{tg}\varphi = h/2\pi a$ — параметр спиральности.

На рис. 7.8 показан график зависимости затухания α_2 за счет потерь на излучение в спиральном волноводе от шага h спиральности при различных сочетаниях проводников. Кривые построены для спирального волновода, имеющего радиус волновода $a=$

$=25$ мм, $q=0{,}5$ при длине волны 8 мм. Эти данные показывают, что при шагах спирали не более 0,5 мм затухание на излучение незначительно.

В результате общее затухание волны H_{01} спиральных волноводов может быть оценено как сумма потерь в металлической спирали волновода (α_1) и потерь в диэлектрике за счет излучения их зазоров спирали (α_2):

$$\alpha_c = \alpha_1 + \alpha_2 = \alpha\left(\eta + \frac{Z_{д.ш}}{Z_{ма}} \operatorname{tg}^2 \varphi\right) 8{,}69, \qquad (7.25)$$

где α — коэффициент затухания волны H_{01} цельнометаллического волновода.

Расчеты показывают, что при плотной намотке витков спирали потери в спиральном волноводе превышают потери в цельнометаллическом волноводе не более чем на 20%.

На основании исследований установлено, что коэффициент фазы (β) спирального волновода при передаче волны H_{01} мало отличается от коэффициента фазы цельнометаллического волновода и поэтому расчет можно производить по ранее приведенной формуле.

7.9. КОНСТРУКЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Известны в основном две разновидности волноводов: цельнометаллические ЦВ и спиральные СВ. При выборе металла для цельнометаллического волновода исходят, в первую очередь, из условия достижения минимального затухания. Затухание волноводов меняется пропорционально квадратному корню из магнитной проницаемости μ и удельного сопротивления ρ, поэтому для изготовления волноводов применяют немагнитный материал с хорошей проводимостью и, в первую очередь, медь. Иногда для изготовления фидерных волноводов малого диаметра применяют серебро. Однако учитывая, что потери обусловлены лишь тонким слоем внутренней поверхности волновода, с целью экономии цветных металлов применяются волноводы биметаллической структуры (сталь — медь, сталь — серебро). Во всех случаях внутри волновода располагается слой с лучшей проводимостью.

Применяемый в настоящее время цельнометаллический волновод (рис. 7.9) представляет собой стальную трубу *1* толщиной 3 мм, покрытую внутри электролитическим слоем меди *2* толщиной 20 мкм и тонкой лаковой пленкой *3*. Снаружи покрывается антикоррозийной краской или пластмассовой оболочкой *4*.

Спиральный волновод периодической структуры (рис. 7.10) представляет собой спираль *1* из медной изолированной проволоки диаметром 0,5 мм; спираль покрывают диэлектриком *2* и заключают в экран *3* и наружную оболочку *4*. Внутренний диаметр волновода — 6 см. В качестве диэлектрической оболочки чаще всего применяется стеклолента, пропитанная эпоксидной смолой. Известны также конструктивные разновидности волноводов, у которых спираль, покрытая диэлектриком, размещается внутри стальной трубы (рис. 7.11). Такой волновод обладает бо́льшей жесткостью и стабильностью параметров в различных условиях прокладки, а также более экономичен по расходу диэлектрика.

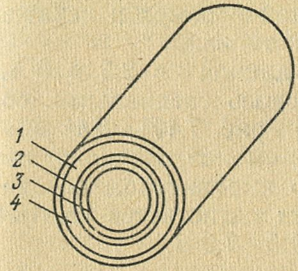


Рис. 7.9. Конструкция цельнометаллического волновода:

1 — стальная труба (3 мм); *2* — медный слой (20 мкм); *3* — лаковая пленка; *4* — защитная оболочка

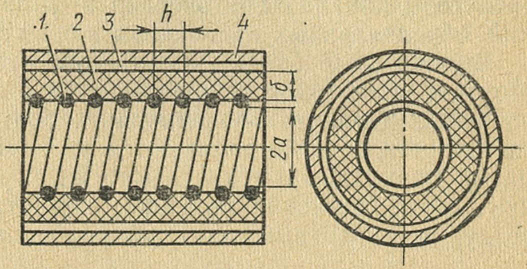


Рис. 7.10. Конструкция спирального волновода; *1* — медная изолированная спираль; *2* — диэлектрик; *3* — алюминиевый экран (0,1 мм); *4* — оболочка из стеклоленты в эпоксидной смоле (2 мм)

Достоинством спиральных волноводов является фильтрация паразитных волн, возникающих в местах неоднородности волноводного тракта при прохождении волны H_{01}. Это объясняется следующим образом. Спиральный волновод имеет периодические разрывы по своей длине и поэтому допускает лишь передачу таких волн, структура которых не имеет продольной составляю-

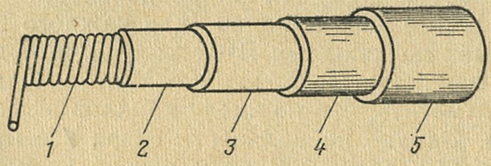


Рис. 7.11. Спиральный волновод в стальной трубе:

1 — медная изолированная спираль; *2* — диэлектрик; *3* — экран (медь или алюминий); *4* — эпоксидная смола; *5* — стальная труба

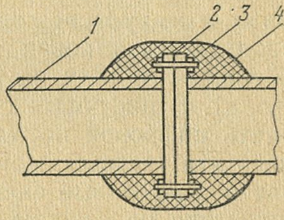


Рис. 7.12. Монтаж волноводов:

1 — волновод; *2* — фланец; *3* — болт; *4* — эпоксидная смола

щей тока в стенках волновода. Такой волной является поперечно-электрическая волна H_{01}. Наличие разрывов по длине в гибких волноводах не является помехой эффективному распространению волны H_{01}. Более того, эти разрывы продольной целостности спирального волновода являются содействующим фактором, так как они придают волноводу весьма ценные фильтрующие свойства. Такой волновод будет эффективно пропускать волну H_{01} и задерживать все волны других типов, для распространения которых требуется продольная целостность стенок волновода.

Таким образом, спиральный волновод, непригодный для передачи волн других типов, для волн H_{01} является прекрасным средством канализации энергии и фильтрования помех и искажений, обусловленных появлением волн других типов.

Волноводные секции изготавливаются длиной в 2,5 и 5 м. Монтаж волноводов осуществляется с помощью специальных сочленений (фланцев), укрепляемых болтами (рис. 7.12). Для влагостойкости сростки заливаются эпоксидной смолой. Волноводные линии прокладываются в земле на хорошо выровненном основании (бетон, песчаная подушка) и внутрь их нагнетается сжатый воздух или инертный газ. Глубина закопки 1,5—2,0 м.

7.10. СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ПО ВОЛНОВОДАМ

Волноводные системы передачи характеризуются следующими показателями:

диаметр волновода (внутренний), см.	6
диапазон волн, мм	3—10
спектр частот, ГГц	30—100
ширина полосы, ГГц	70
число дуплексных ВЧ стволов	до 30
ширина одного ствола, МГц	500—1000
затухание, дБ/км	2—3
длина усилительного участка, км	20 км
пропускная способность тысяч каналов	100—200

Применяются две системы многоканальной передачи по волноводам: аналоговая с амплитудно-частотной модуляцией и цифровая с импульсно-кодовой модуляцией. В аналоговых системах используется типовая аппаратура передачи по радиорелейным и кабельным линиям на 600, 1920 и 3600 каналов (для каждого ВЧ ствола). В цифровых системах по каждому ВЧ стволу можно передать цифровой поток со скоростью до 550—1100 Мбит/с. Сравнивая эти системы, можно отметить, что по числу каналов эффективней аналоговые системы. Однако по дальности связи все преимущества на стороне цифровых систем. В этом случае возможны регенерация сигнала и снижение помех от попутного потока, тепловых шумов и помех соседних ВЧ стволов. Расчеты показывают, что при сохранении заданной нормы МККТТ по шумам можно получить предельную дальность передачи цифровых систем в 2—3 раза больше, чем аналоговых.

Исследования показали, что наилучшим типом волноводного тракта является комбинированный сочетающий цельнометаллический волновод и спиральный. Поэтому через каждые 50—100 м в цельнометаллический волновод делаются спиральные вставки длиной 5—10 м. Спиральный волновод в 2—3 раза дороже, но он обладает высокими фильтрующими свойствами для паразитных волн H_{12} и E_{11}.

Общие потери (затухание) 2,7 дБ/км в реальных волноводных линиях складываются из: потерь в медных стенках — 1,5 дБ/км, потерь в стыках — 0,2 дБ/км и паразитных потерь: H_{02} (неоднородность диаметра) — 0,1 дБ/км, H_{12} (малые изгибы волновода) — 0,7 дБ/км, E_{11} (большие изгибы) — 0,2 дБ/км. После прокладки затухание возрастает до 3,2 дБ/км. Известны волноводные линии с затуханием 2 дБ/км.

Подводя итоги, можно отметить следующие достоинства волноводов:

возможность передачи весьма высоких частот и получение мощных пучков каналов связи,

полная экранировка поля,

отсутствие потерь в диэлектрике и на излучение,

большая пропускная мощность,

простота конструкции.

К недостаткам волноводов относятся:

наличие критической частоты, в связи с чем волновод не пропускает частот, длины волн которых больше, чем диаметр волновода. Для сравнительно низкой частоты требуются волноводы большего сечения;

жесткие требования к прокладке и монтажу волноводных линий. Необходимо очень строго соблюдать однородность волноводных линий.

Наличие изгибов, деформаций, вмятин волноводов приводит к появлению отражения в местах неоднородности и преобразованию волн, а это, в свою очередь, связано с дополнительными потерями энергии и ухудшением качества передачи. По существующим требованиям радиус изгиба волновода должен быть не менее 100 м. Максимально допустимый изгиб волновода на длине 10 м не должен превышать 5 см. При изменении прямолинейности волноводной трассы применяются специальные устройства поворота на 60, 90 и 120°.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ТЕОРИЯ ПЕРЕДАЧИ ПО ОПТИЧЕСКИМ КАБЕЛЯМ (СВЕТОВОДАМ)

8.1. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В последние годы во всем мире особое внимание уделяется развитию квантовой радиоэлектроники и оптических лазерных систем связи.

Перспективность оптических систем обусловлена возможностью передачи огромного количества информации на большие расстояния при малых затратах энергии, так как эти системы имеют высокую направленность излучения.

Оптическая световодная связь базируется на применении квантовых приборов, называемых лазерами.[1] Лазерные системы работают в оптическом диапазоне волн. Если при передаче по кабелям используются частоты порядка мегагерц, а по волноводам гигагерц, то для лазерных систем используется видимый спектр оптического диапазона волн 10^{14}—10^{15} Гц.

Принцип действия квантовых приборов (лазеров) основан на использовании излучения атомов веществами под воздействием внешнего электромагнитного поля. Из квантовой механики известно, что движение электронов атомов вокруг ядра характеризует энергетическое состояние электронов, иначе называемое энергетическим уровнем. Каждому уровню соответствует определенная орбита вращения электронов, и чем дальше от ядра, тем большей энергией обладают электроны. При переходе электронов с одной орбиты на другую под воздействием внешнего электромагнитного поля меняется энергетический уровень и происходит излучение энергии. В настоящее время известны лазеры различных типов: твердотельные лазеры на основе рубина, сапфира, берилла и других материалов; газовые лазеры, полупроводниковые и др.

На рис. 8.1 приведена схема твердотельного лазера — квантового генератора. Такой генератор состоит из активного веще-

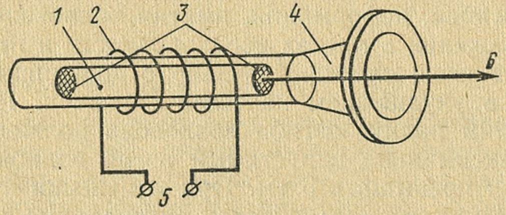


Рис. 8.1. Квантовый генератор:
1 — рубин; *2* — импульсная лампа; *3* — параллельные зеркала; *4* — стеклянный баллон; *5* — источник питания; *6* — луч

ства в объемном резонаторе, образованном двумя плоскопараллельными зеркалами, источника возбуждения и источника питания. В качестве активного вещества чаще всего используется кристалл рубина, получаемый из окиси алюминия (99,9%) с добавлением хрома (0,1%). Возможно применение также берилла, сапфира и др. В качестве источника возбуждения применяется импульсная лампа, а источником питания служит конденсатор, заряжаемый от выпрямителя. Квантовый генератор работает следующим образом. Импульсная лампа большой мощности создает электромагнитное поле, которое облучает рубин и накапливает в нем энергию. Затем происходит мгновенное излучение, в ре-

[1] Лазер — аббревиатура, составленная из первых букв фразы — усиление света с помощью стимулированного излучения энергии (на английском языке).

зультате чего создается сильный и остронаправленный поток световой энергии (фотонов). Процесс накопления и разрядка световой энергии напоминает действие лампы-вспышки, применяемой при фотографировании.

Отличие лазерного излучения от обычного света состоит в том, что в первом случае имеет место строго фазированное, когерентное, т. е. согласованное во времени и пространстве движение световых частиц — фотонов, а во втором — хаотическое движение световых частиц. Это обусловлено тем, что обычный свет имеет тепловую природу излучения фотонов и поэтому движение их хаотично. Лазерный свет имеет в основе электромагнитную природу возникновения и распространяется он когерентно.

Лазерный луч обладает рядом замечательных свойств. Он распространяется на большие расстояния и имеет строго прямолинейное направление. Луч движется очень узким пучком с малой степенью расходимости. Так, лазерный луч достигает луны с фокусировкой в сотни метров. Лазерный луч выделяет тепло 7000° С и может пробивать отверстие в любом материале. Световая интенсивность луча больше, чем интенсивность самых сильных источников света.

Оптическая связь с помощью лазеров используется в атмосфере, в космосе и по световодам. Наземная оптическая связь с использованием атмосферы ограничивается потерями и рассеянием энергии в атмосфере, требует лазеров большой мощности и, кроме того, существенно зависит от метеорологических и климатических условий. Применение лазеров для связи в космическом пространстве более перспективно, чем в атмосфере, и может быть осуществлено на лазерах небольшой мощности. Однако сложной пока еще остается проблема наведения и удержания луча между абонентами.

Оптическая связь в закрытых средах — по световодам и оптическим кабелям — относится к разделу передачи энергии по направляющим системам, и ниже рассматривается лишь этот аспект оптической связи. Известные в настоящее время световоды можно разбить на два класса: с дискретной периодической фокусировкой—линзовые (трубопроводные) и с непрерывной фокусировкой — оптические кабели из стекловолокна.

8.2. ЛИНЗОВЫЕ СВЕТОВОДЫ

Линзовый световод представляет собой металлическую трубу с периодически расположенными линзами, внутри которой распространяется лазерный луч. Основная задача состоит в том, чтобы с помощью линз сфокусировать луч и заставить его двигаться по центру трубы, особенно при неизбежных изгибах и нарушениях прямолинейности трассы. В таких фокусирующих световодах стенки не участвуют в передаче луча. Известны следующие фокусирующие световоды: оптические, газовые, зеркальные и др.

Оптический световод представляет собой трубу с размещенными вдоль нее через каждые 50—200 м стеклянными линзами (рис. 8.2). С помощью этих линз осуществляется фокусировка лу-

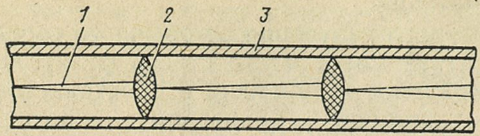


Рис. 8.2. Оптический световод;
1 — луч; *2* — линза; *3* — труба

ча и направление его по центру световода. В оптическом световоде основные потери обусловливаются отражением и поглощением энергии в линзах. Кроме того, имеются дифракционные потери, а также потери, связанные с неоднородностью световодного тракта. На опытном участке линзового световода потери составили 2,5 дБ/км.

В газовых световодах световодный луч фокусируется по центру трубы с помощью газовой среды. Установлено, что световой луч, пропущенный через газовую среду, можно отклонить или сфокусировать и направить по заданному руслу, если показатель плотности среды меняется в радиальном направлении.

Газовые линзы устанавливаются через каждые 50—100 м вдоль трубы. Газовая линза (рис. 8.3) представляет собой пусто-

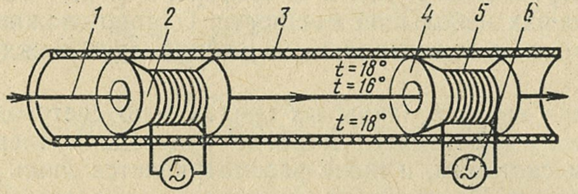


Рис. 8.3. Газовый световод:
1 — луч; *2* — газовая линза; *3* — труба; *4* — пластмассовая втулка; *5* — нагревательная спираль; *6* — электропитание

телую диэлектрическую втулку, на которой размещается спираль подогревателя. За счет газовых линз температура у стенок трубы на несколько градусов выше, чем в центре. Соответственно плотность газа вдоль оси трубы выше, чем у стенок. За счет изменения характеристики газа в радиальном направлении луч света фокусируется внутри трубы и направляется вдоль световода, воспроизводя неизбежные неоднородности трассы. Затухание газовых световодов составляет примерно 2—4 дБ/км. Разработка газовых линз является сложным, но интересным направлением развития световодной техники.

В зеркальных световодах световой луч фокусируется с помощью перископической системы зеркал, устанавливаемых через каждые 100—500 м вдоль трубы-световода (рис. 8.4). Эти зерка-

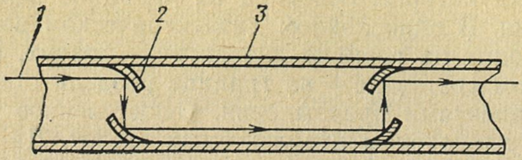


Рис. 8.4. Зеркальный световод:
1 — луч; *2* — зеркало; *3* — труба

ла корректируют луч и передают его в заданном направлении. Потери энергии в зеркальных волноводах зависят от расстояния между зеркалами. Опытным путем установлено, что при установке зеркал через 100 м потери составляют 2—3 дБ/км.

Сравнивая различные типы трубопроводных световодов с линзовой фокусировкой луча, следует отдать предпочтение зеркальному и газовому световодам.

8.3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Волоконный световод представляет собой тонкую двухслойную стеклянную нить круглого сечения, состоящую из сердечника и оболочки (рис. 8.5) с различными оптическими характеристиками.

Назначение оболочки: во-первых, создавать лучшие условия отражения на границе с сердечником, во-вторых, уменьшать просачивание поля за волокно и переход на соседние волокна, расположенные в общем жгуте с целью оптической изоляции, в-третьих, обеспечивать одноволновую (одномодовую) передачу по волокну.

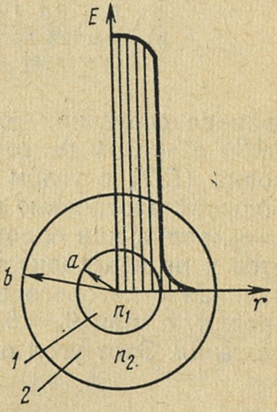


Рис. 8.5. Волоконный световод:
1 — сердечник; *2* —оболочка

В зависимости от размеров поперечного сечения волоконные световоды делятся на две большие группы: с волокнами, поперечные сечения которых намного больше длины волны света ($d \gg \lambda$), и с волокнами, поперечное сечение которых соизмеримо с длиной световой волны ($d \approx \lambda$). Особый интерес для связи имеет вторая группа, так как в этом случае обеспечивается одноволновая (одномодовая) передача, обладающая меньшим поглощением и искажением передаваемой информации. При большом поперечном сечении волокон ($d \gg \lambda$) число распространяющихся волн увеличивается и световод работает в многоволновом режиме.

Волоконный световод относится к классу диэлектрических волноводов, работа которых основана на принципе полного внутреннего отражения. В однослойном диэлектрическом волноводе отражение происходит на границе диэлектрик—воздух, а в двухслойном волоконном световоде — на границе раздела стекол с различными коэффициентами преломления. Существенное различие связано также с диапазоном используемых частот. Диапазон (10^{14}—10^{15} Гц) предъявляет особые требования к выбору конструкции стекловолокна и материала для его изготовления.

Рассмотрим стекловолокно, состоящее из диэлектрического сердечника с коэффициентом преломления $n_1 = \sqrt{\mu_1 \varepsilon_1}$ и оболочки с коэффициентом преломления $n_2 = \sqrt{\mu_2 \varepsilon_2}$, причем $n_1 > n_2$. Для сердечника и оболочки используются стекла с малыми потерями. Оптический луч подается на входной торец стекловолокна, представляющий собой отполированную плоскость, перпендикулярную оси волокна. Распространение луча вдоль стекловолокна происходит по законам геометрической оптики (рис. 8.6). В общем виде на

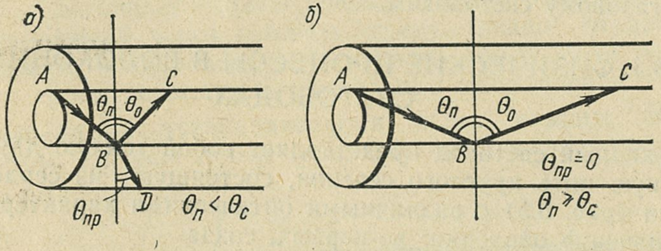


Рис. 8.6. Принцип действия волоконного световода: *а*) имеется преломленный луч; *б*) преломленный луч отсутствует (режим полного внутреннего отражения)

границе сердечник—оболочка (рис. 8.6*а*) будут падающая волна (*AB*) с углом $\theta_п$, отраженная (*BC*) с углом $\theta_о$ и преломленная волна (*BD*) с углом $\theta_{пр}$. Известно, что при переходе из среды с бо́льшей плотностью в среду с меньшей плотностью, т. е. при $n_1 > n_2$, волна при определенном угле падения $\theta_п$ полностью отражается и не переходит в другую среду (рис. 8.6*б*). Угол падения θ_c, начиная с которого вся энергия отражается от границ раздела сред, т. е. при $\theta_п = \theta_c$, называется *углом полного внутреннего отражения*. Этот угол определяется из соотношения

$$\sin\theta_c = \frac{n_2}{n_1} = \sqrt{\frac{\mu_2 \varepsilon_2}{\mu_1 \varepsilon_1}}, \tag{8.1}$$

где μ и ε—магнитная и диэлектрическая проницаемость сердечника (μ_1 и ε_1) и оболочки (μ_2 и ε_2). Или, имея в виду, что $\mu_1 = \mu_2$, получим $\sin\theta_c = \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1}$.

При $\theta_п = \theta_c$ энергия, поступившая в сердечник, многократно полностью отражаясь, распространяется по световоду. Чем больше угол падения волны, т. е. $\theta_п > \theta_c$ в пределах от θ_c до 90°, тем лучше условия распространения и тем быстрее волна придет к приемному концу. Как видно из рис. 8.5, в этом случае вся энергия концентрируется в сердечнике с радиусом a и практически не достигает наружной границы оболочки с радиусом b. При угле, меньшем угла полного внутреннего отражения, т. е. при $\theta_п < \theta_c$, энергия проникает в оболочку, излучается во внешнее пространство и передача по волоконному световоду невозможна (рис. 8.6a).

Можно показать, что в двухслойном световоде из стекловолокон, сердечник которых имеет $\varepsilon_1 = 1{,}5$, а оболочка $\varepsilon_2 = 1{,}3$, угол полного внутреннего отражения составит $\theta_c = 68{,}5°$, так как

$$\sin\theta_c = \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1} = \sqrt{1{,}3/1{,}5} = 0{,}931.$$

Угол θ_c, в свою очередь, предопределяет критическую длину волны λ_0 и критическую частоту f_0 использования волоконного световода.

Различные материалы имеют следующие значения коэффициентов преломления n: воздух—1; вода—1,33; стекло—1,5; алмаз—2,4; спирт—1,36; фторопласт—1,338.

Теоретические предпосылки выбираются в зависимости от соотношения диаметра стекловолокна (d) и используемой длины волны света (λ). Как показано в § 1.3, в случае $d \gg \lambda$, т. е. при многоволновом режиме, можно решать задачу упрощенно по законам геометрической оптики, трактующей прохождение света как падение, отражение и преломление лучей. В случае одноволновой передачи ($d \approx \lambda$) распространение света подчиняется волновой электромагнитной теории и расчет необходимо выполнять на основе уравнений Максвелла.

8.4. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ПЕРЕДАЧИ ПО ВОЛОКОННОМУ СВЕТОВОДУ

Рассмотрим волоконный световод двухслойной конструкции (рис. 8.7). Для описания поведения электромагнитного поля в сердечнике ($0 < r < a$) и в оболочке ($a < r < b$) необходимо использовать различные функции. Исходя из физической сущности процессов, функции внутри сердечника при $r = 0$ должны быть конечными, а в оболочке $r \to \infty$ должны описывать спадающее поле.

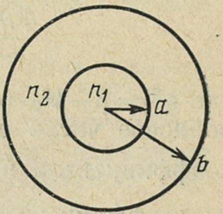


Рис. 8.7. К расчету волоконного световода

Используем цилиндрическую систему координат, ось которой совместим с осью цилиндра. Поперечные составляющие напряженностей электрического и магнитного полей могут быть выражены через продольные составляющие E_z и H_z. Для сердечника имеем следующую систему уравнений:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial\varphi^2}+g_1^2E_z=0,\\&\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial\varphi^2}+g_1^2H_z=0,\end{aligned}\right\}\qquad(8.2)$$

где $g^2{}_1=k^2{}_1-\beta^2$ (без учета затухания). Здесь g_1—поперечное волновое число сердечника световода; k_1—волновое число среды с коэффициентом преломления n_1, $k_1=\omega\sqrt{\mu_{a1}\varepsilon_{a1}}=\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}=$ $=kn_1=\frac{\omega}{c}n_1=\frac{2\pi}{\lambda}n_1$, β — коэффициент распространения в световоде.

Решение ур-ний (8.2) для сердечника следует выразить через цилиндрические функции первого рода—функции Бесселя, имеющие конечные значения при $r=0$. Поэтому можно написать

$$E_{z1}=A_nJ_n(g_1r)\,e^{in\varphi}\,e^{-\gamma z},$$

$$H_{z1}=B_nJ_n(g_1r)e^{in\varphi}\,e^{-\gamma z},$$

где A_n и B_n—постоянные интегрирования.

Используя известные соотношения между поперечными и продольными компонентами поля, можно написать следующие выражения для поперечных составляющих электрического и магнитного полей в сердечнике световода (множитель $e^{in\varphi}\,e^{-\gamma z}$ не пишем):

$$\left.\begin{aligned}&E_{r1}=-\frac{1}{g_1^2}\left[A_n\beta g_1J'_n(g_1r)-B_n\frac{\omega\mu_1 n}{r}J_n(g_1r)\right],\\&H_{r1}=-\frac{1}{g_1^2}\left[A_n\frac{\omega\varepsilon_1 n}{r}J_n(g_1r)+B_n\beta g_1J'_n(g_1r)\right],\\&E_{\varphi1}=\frac{i}{g_1^2}\left[-A_n\beta\frac{n}{r}J_n(g_1r)+B_n\omega\mu_1g_1J'_n(g_1r)\right],\\&H_{\varphi1}=-\frac{i}{g_1^2}\left[A_n\omega\varepsilon_1g_1J'_n(g_1r)+B_n\frac{n}{r}\beta J_n(g_1r)\right].\end{aligned}\right\}\qquad(8.3)$$

Для оболочки имеем аналогичную систему уравнений:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial\varphi^2}+g_2E_z=0,\\&\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial\varphi^2}+g_2H_z=0,\end{aligned}\right\}\qquad(8.4)$$

где $g^2{}_2=\beta-k^2{}_2$ (без учета затухания). Здесь g_2— поперечное волновое число оболочки световода; k_2—волновое число среды с коэффициентом преломления n_2, $k_2=kn_2=\omega\sqrt{\mu_{a2}\varepsilon_{a2}}=\frac{\omega}{c}n_2=\frac{2\pi}{\lambda}n_1$; β—коэффициент распространения в световоде.

Для решения данных уравнений, исходя из условия, что при $r\to\infty$ поле должно стремиться к нулю, следует использовать цилиндрические функции третьего рода — функции Ганкеля:

$$E_{z2} = C_n H_n^{(1)}(ig_2 r)\, e^{in\varphi} \cdot e^{-\gamma x},$$

$$H_{z2} = D_n H_n^{(1)}(ig_2 r)\, e^{in\varphi} \cdot e^{-\gamma z},$$

где C_n, D_n—постоянные интегрирования.

Тогда для поперечных составляющих поля в оболочке на основании ур-ний (2.9) можно написать следующие выражения:

$$\left.\begin{aligned}
E_{r2} &= -\frac{1}{g_2^2}\left[iC_n \beta g_2 H_n^{(1)}(ig_2 r) + D_n \frac{\omega\mu_2 n}{r} H_n^{(1)}(ig_2 r) \right],\\
H_{r2} &= \frac{1}{g_2^2}\left[C_n \frac{\omega\varepsilon_2 n}{r} H_n^{(1)}(ig_2 r) - iD_n \beta g_2 H_n^{(1)}(ig_2 r) \right],\\
E_{\varphi 2} &= \frac{1}{g_2^2}\left[iC_n \frac{n}{r} \beta H_n^{(1)\prime}(ig_2 r) - D_n \omega\mu_2 g_2 H_n^{(1)}(ig_2 r) \right],\\
H_{\varphi 2} &= \frac{1}{g_2^2}\left[C_n \omega\varepsilon_2 g_2 H_n^{(1)\prime}(ig_2 r) + iD_n \frac{n}{r} \beta H_n^{(1)}(ig_2 r) \right].
\end{aligned}\right\} \tag{8.5}$$

Постоянные интегрирования A_n, B_n, C_n, D_n можно определить на основании граничных условий. Используем условие равенства тангенциальных составляющих напряженностей электрических и магнитных полей на поверхности раздела сердечник—оболочка (при $r=a$):

$$E_{z1}(a) = E_{z2}(a); \quad E_{\varphi 1}(a) = E_{\varphi 2}(a);$$

$$H_{z1}(a) = H_{z2}(a); \quad H_{\varphi 1}(a) = H_{\varphi 2}(a).$$

Найдя постоянные интегрирования и подставив их в уравнения, после соответствующих преобразований получим следующее трансцендентное уравнение:

$$\left[\frac{\mu_1}{g_1}\,\frac{J_n'(g_1 a)}{J_n(g_1 a)} - \frac{i\,\mu_2 H_n^{(1)\prime}(ig_2 a)}{g_2 H_n^{(1)}(ig_2 a)}\right]\left[-\frac{\omega^2\varepsilon_1 J_n'(g_1 a)}{g_1 J_n(g_1 a)} + \frac{i\,\omega^2\varepsilon_2 H_n^{(1)\prime}(ig_2 a)}{g_2 H_n^{(1)}(ig_2 a)}\right] =$$

$$= n^2\beta^2\left(\frac{1}{g_1^2 a} + \frac{1}{g_2^2 a}\right)^2. \tag{8.6}$$

Полученное уравнение позволяет определить неизвестные постоянные и найти структуру поля в сердечнике и оболочке волоконного световода.

В световодах могут существовать волны двух типов: симметричные E_{0m} и H_{0m}, несимметричные дипольные EH_{nm} и HE_{nm}, где n — число изменений поля по периметру, m—число изменений поля по радиусу. Симметричные электрические E_{0m} и магнитные H_{0m} волны имеют круговую симметрию ($n=0$). Раздельное распространение по световоду несимметричных волн типа E_{nm} и H_{nm} невозможно. Эти волны в световоде существуют только совместно, т. е. имеются продольные составляющие как Е, так и Н. Эти волны называются смешанными, гибридными и обозначаются через

HE_{nm}, если поле в поперечном сечении напоминае H, или EH_{nm}, если поле в поперечном сечении ближе к волнам E.

Из всей номенклатуры смешанных волн в оптических кабелях наибольшее применение получила основная волна типа HE_{11} (или EH_{10}), представленная на рис. 8.8. Структура магнитных линий в

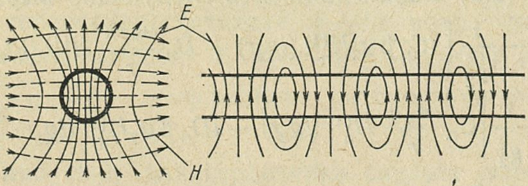


Рис. 8.8. Структура поля гибридной волны HE_{11} в световоде

горизонтальной плоскости та же, что у электрических в вертикальной. Такая волна обладает большей устойчивостью и менее требовательна к тракту передачи, чем волны других типов.

Особенностью волн HE_{11} является отсутствие критической частоты, свойственной всем волнам других типов, передаваемым по световодам. Волна HE_{11} может распространяться при любых частотах независимо от диаметра и конструкции оптического кабеля. Однако использование нижнего диапазона частот нежелательно, так как в этом случае велико поле, проникающее во внешнюю оболочку световода и в окружающее пространство. С ростом частоты энергия сосредоточивается в сердечнике световода и эффективно передается вдоль световода.

Ранее выведенное основное ур-ние световода (8.6) может быть упрощено применительно к волнам различных типов для случая $(n_1-n_2)/n_1=\Delta\ll 1$. Поскольку для симметричных волн правая часть ур-ния (8.6) равна нулю, то для электрической E_{0m} и магнитной H_{0m} волн получим два разных уравнения:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\,\frac{g_2}{g_1}\,\frac{J_1(ga)}{J_0(g_1a)}+\mathrm{i}\,\frac{H_1^{(1)}(ig_2a)}{H_0^{(1)}(ig_2a)}=0 \text{ для } E_{0m},\\ &\frac{g_2}{g_1}\,\frac{J_1(g_1a)}{J_0(g_1a)}+\mathrm{i}\,\frac{H_1^{(1)}(ig_2a)}{H_0^{1}(ig_2a)}=0 \text{ для } H_{0m}. \end{aligned}\right\} \tag{8.7}$$

Для смешанных дипольных волн можно получить следующие приближенные уравнения:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{J_{n-1}(g_1a)}{g_1aJ_n(g_1a)}=\frac{H_{n-1}^{(1)}(ig_2a)}{ig_2aH_n^{(1)}(ig_2a)} \text{ для } HE_{nm},\\ &\frac{J_{n+1}(g_1a)}{g_1aJ_n(g_1a)}=\frac{H_{n+1}^{(1)}(ig_2a)}{i\,g_2aH_n^{(1)}(ig_2a)} \text{ для } EH_{nm}. \end{aligned}\right\} \tag{8.8}$$

Для области частот, далеко отстоящей от критической частоты, можно воспользоваться более простыми выражениями:

$$\left.\begin{aligned} g_2 a J_{n-1}(g_1 a) &= g_1 a J_n(g_1 a) \text{ для } HE_{nm}, \\ g_2 a J_{n+1}(g_1 a) &= -g_1 a J_n(g_1 a) \text{ для } EH_{nm}. \end{aligned}\right\} \quad (8.9)$$

Данные выражения позволяют определить структуру поля, параметры волн и характеристики волоконного световода при различных типах волн и частотах. Число типов волн (мод) в световоде зависит от диаметра сердечника ($2a=d$) и длины волны (λ). С увеличением диаметра сердечника и уменьшением длины волны число мод резко возрастает. Число мод можно примерно определить по формуле

$$N = \left(\frac{\pi d}{\lambda} n_1\right)^2 \Delta, \quad (8.10)$$

где $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$ обычно имеет порядок 0,01—0,03.

Зависимость числа мод от диапазона частот приведена в табл. 8.1.

Таблица 8.1

ЧИСЛО МОД И ИХ ТИПЫ

Диапазон частот	Дополнительные моды	Число мод
0—2,405	HE_{11}	2
2,405—3,832	H_{01}, E_{01}, HE_{21}	6
3,832—5,136	HE_{12}, EH_{11}, HE_{31}	12
5,136—5,520	EH_{21}, HE_{41}	16
5,520—6,380	H_{02}, E_{02}, HE_{22}	20
6,380—7,016	EH_{31}, HE_{51}	24
7,016—7,588	HE_{13}, EH_{12}, HE_{32}	30
7,588—8,417	EH_{41} HE_{61}	34

По числу мод волны делятся на: одномодовые—$n=1$ (волна HE_{11}), $d\approx\lambda$; маломодовые—$n<20$, $d>\lambda$; многомодовые $n>20$, $d\gg\lambda$. Такая квалификация соответствует примерно следующим диапазонам частот: одномодовая — несколько гигагерц, маломодовая—сотни мегагерц, многомодовая—десятки мегагерц.

Одномодовые и маломодовые системы рассматриваются на основе электродинамики (уравнения Максвелла), а многомодовые—на основе упрощенных методов геометрической оптики.

8.5. КРИТИЧЕСКИЕ ЧАСТОТЫ И ВОЛНЫ СВЕТОВОДА

Наличие критической частоты в волоконных световодах объясняется тем, что при очень высоких частотах почти вся энергия поля концентрируется внутри сердечника световода, а с уменьшением частоты происходит перераспределение поля и оно переходит в окружающее пространство. При определенной критической частоте f_0 поле больше не распространяется вдоль световода и рассеивается в окружающем пространстве.

Ранее было показано, что между коэффициентом фазы в световоде (β), волновым числом сердечника (k_1) и оболочки (k_2) и поперечным волновым числом (g_1—для сердечника и g_2—для оболочки) существуют следующие соотношения:

$$\left.\begin{aligned} g_1^2 &= k_1^2 - \beta^2 \quad \text{при } r < a, \\ g_2^2 &= \beta^2 - k_2^2 \quad \text{при } r > a, \end{aligned}\right\} \qquad (8.11)$$

где a—радиус сердечника волокна. Отсюда видно, что при $r=a$ существует соотношение $g_1=ig_2$. Имея в виду, что

$$k_1 = kn_1 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\, n_1 = \frac{2\pi f}{c} n_1,$$

$$k_2 = kn_2 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\, n_2 = \frac{2\pi f}{c} n_2,$$

получим

$$g_1^2 = k^2n_1^2 - \beta^2 \text{ и } g_2^2 = \beta^2 - k^2n_2^2 .$$

Складывая левые и правые части данных выражений, получим

$$g_1^2 + g_2^2 = k^2 (n_1^2 - n_2^2) .$$

Для определения критической частоты f_0 надо принять $g_2=0$. При всех значениях $g_2>0$ поле концентрируется в сердечнике световода, а при $g_2=0$ оно выходит из сердечника и процесс распространения по световоду прекращается. По закону геометрической оптики условие $g_2=0$ соответствует углу полного внутреннего отражения, при котором отсутствует преломленная волна, а есть только падающая и отраженная волны. Тогда при $g_2=0$ имеем $g^2{}_1=$ $=k^2(n^2{}_1-n^2{}_2)$. Подставив сюда значение $k=\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}=2\pi/\lambda=$ $=2\pi f/c$, получим

$$k^2 = \frac{g_1^2}{n_1^2 - n_2^2} = \left(\frac{2\pi f_0}{c}\right)^2,$$

откуда критическая частота (f_0) световода

$$f_0 = \frac{g_1 c}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} .$$

Умножив числитель и знаменатель на параметр a (радиус сердечника), получим значения критической частоты

$$f_0 = \frac{g_1 a}{2\pi a\sqrt{(n_1^2 - n_2^2)\mu_0\varepsilon_0}} = \frac{g_1 a}{2\pi a\sqrt{\mu_{a1}\varepsilon_{a1} - \mu_{a2}\varepsilon_{a2}}} \qquad (8.12)$$

и критической длины волны

$$\lambda_0 = \frac{v_1}{f_0} = \frac{2\pi a v_1}{g_1 a}\sqrt{\mu_{a1}\varepsilon_{a1} - \mu_{a2}\varepsilon_{a2}}. \qquad (8.13)$$

Так как волоконные световоды изготовляются из немагнитных материалов ($\mu_1=\mu_2=1$), то

$$f_0 = \frac{g_1 a}{2\pi a\sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\mu_0\varepsilon_0}}, \quad \lambda_0 = \frac{2\pi a v_1}{g_1 a}\sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\mu_0\varepsilon_0}. \qquad (8.14)$$

Аналогичный результат получается непосредственно из законов геометрической оптики путем сопоставления падающей, отраженной и преломленной волн на границе сердечник—оболочка волоконного световода [см. рис. 8.6 и выражение (8.1)].

Предельный угол полного внутреннего отражения [см. ф-лу (8.1)], в свою очередь, предопределяет критическую частоту (f_0), критическую длину волны (λ_0) волоконного световода.

Выше [ф-ла (7.1)] была показана зависимость между длиной волны (λ), углом падения волны (θ) и радиусом металлического волновода (a). Для световода эта зависимость отличается тем, что отражение будет происходить от границы раздела сердечник—оболочка:

$$\cos\theta = \lambda p_{nm}/2\pi a,$$

где p_{nm}—корни бесселевых функций.

Для световода с углом полного внутреннего отражения θ_c критическая длина волны будет

$$\lambda_0 = \frac{2\pi a}{p_{nm}}\cos\theta_c = \frac{2\pi a}{p_{nm}}\sqrt{1 - \sin^2\theta_c}.$$

Используя вышеприведенное значение $\sin^2\theta_c$, получим

$$\lambda_0 = \frac{2\pi a}{p_{nm}}\sqrt{1 - \frac{\mu_2\varepsilon_2}{\mu_1\varepsilon_1}}; \qquad (8.15)$$

соответственно критическая частота будет

$$f_0 = \frac{v_1}{\lambda_0} = \frac{v_1 p_{nm}}{2\pi a\sqrt{1 - \frac{\mu_2\varepsilon_2}{\mu_1\varepsilon_1}}} \qquad (8.16)$$

или, имея в виду, что $v_1 = 1/\sqrt{\mu_{a1}\varepsilon_{a1}}$—скорость распространения энергии в сердечнике световода, получим

$$f_0 = \frac{p_{nm}}{2\pi a\sqrt{(\mu_1\varepsilon_1 - \mu_2\varepsilon_2)\mu_0\varepsilon_0}}, \qquad (8.17)$$

а при $\mu_1 = \mu_2 = 1$ получим

$$f_0 = \frac{p_{nm}}{2\pi a\sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\mu_0\varepsilon_0}}.$$

Сравнивая полученный результат с ранее приведенной формулой расчета (8.14), видим полную тождественность. Здесь $p_{nm} = g_1 a$—корни бесселевых функций; ε_1 и ε_2—относительные диэлектрические проницаемости сердечника и оболочки волоконного световода; $2\pi a$—периметр сердечника; μ_0 и ε_0—магнитная и электрическая постоянные.

Из анализа полученных соотношений видно, что критическая длина волны и критическая частота волоконного световода обусловлены диаметром сердечника световода d и углом внутреннего отражения θ_c, который определяется соотношением оптических характеристик сред сердечника ($\mu_1\varepsilon_1$) и оболочки ($\mu_2\varepsilon_2$) световода. Чем толще сердечник и чем больше отличается $\mu_1\varepsilon_1$ и $\mu_2\varepsilon_2$, тем больше критическая длина волны и соответственно ниже критическая частота световода. Из формул видно также, что при равенстве оптических характеристик, в первую очередь, диэлектрической проницаемости сердечника и оболочки, т. е. при $\varepsilon_1=\varepsilon_2$, критическая длина волны $\lambda_0=0$, а критическая частота $f_0=\infty$ и передача по такому световоду невозможна. Это имеет свое логическое обоснование: как уже сказано, волоконный световод работает на принципе многократного отражения от границы оптических несоответствий сердечника и оболочки, и эта граница является направляющей средой распространения электромагнитной энергии. Если $\varepsilon_1=\varepsilon_2$, то световод перестает действовать как направляющая система передачи.

Для определения критических частот волн различных типов рассмотрим корни ранее полученного выражения бесселевых функций $I_{0m}(g_1a)$ для симметричных и $I_{nm}(g_1a)$ для несимметричных волн. Эти равенства дают бесконечное число корней. Значения корней приведены в табл. 8.2.

Таблица 8.2

КОРНИ БЕССЕЛЕВЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ

n	m			
	1	2	3	Тип волны
0	2,405	5,520	8,654	E, H
1	0,000	3,832	7,016	HE
1	3,832	7,016	10,173	EH
2	2,455	5,538	8,665	HE
2	5,136	8,417	11,620	EH

Из таблицы видно, что для основной несимметричной волны HE_{11} значение $g_1a=0$ и, следовательно, эта волна не имеет критической частоты и может распространяться при любой частоте и любом диаметре сердечника. Все другие волны не распространяются на частотах ниже критической. Кроме того, с увеличением частоты появляются волны новых типов. Первой появляется волна HE_{11}, распространяющаяся во всем диапазоне частот от нуля. По мере увеличения частоты возникает возможность возникновения волн E_{01} и H_{01}. Причем крайне желательно, чтобы существовал лишь один тип волн. Интервал значений g_1a, при которых по световоду распространяется лишь один тип волн HE_{11}, находится в пределах $0<g_1a<2{,}405$. Поэтому при выборе частоты передачи или толщины сердечника световода исходят из этого условия. При значении $g_1a=2{,}405$ критическая частота определяется формулой

$$f_0=\frac{2{,}405}{2\pi a\sqrt{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\,\mu_0\varepsilon_0}}\,.$$

Одноволновый режим практически достигается при применении очень тонких волокон, равных по диаметру длине волны ($d \approx \approx \lambda$). Кроме того, надо стремиться к уменьшению разницы между показателями преломления сердечника и оболочки ($\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$).

Диаметр сердечника волоконного световода для одноволновой передачи может быть определен следующей формулой:

$$d = \frac{\lambda_0 g_1 a}{\pi \sqrt{1 - \frac{\mu_2 \varepsilon_2}{\mu_1 \varepsilon_2}}}. \tag{8.18}$$

Тогда для световода из стекловолокна с диэлектрической проницаемостью сердечника $\varepsilon_1 = 1{,}5$ и оболочки $\varepsilon_2 = 1{,}3$ при волне H_{01} длиной 3 мкм для одноволновой передачи получим ($\mu_1 = \mu_2 = 1$)

$$d = \frac{2{,}405 \cdot 3}{3{,}14 \sqrt{1 - \frac{1{,}3}{1{,}5}}} = 6{,}3 \text{ мкм}.$$

Диаметр оболочек стекловолокна обычно принимается равным $d_{об} = (20—30)d$, т. е. для данного случая $d_{об} = 100—200$ мкм. Сопоставляя значения λ_0 и f_0 волновода и световода, получим следующие простые соотношения:

$$\lambda_0^{с} = \lambda_0^{в} \sqrt{1 - \frac{\mu_2 \varepsilon_2}{\mu_1 \varepsilon_1}},$$

$$f_0^{с} = f_0^{в} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\mu_2 \varepsilon_2}{\mu_1 \varepsilon_1}}}.$$

Поскольку $\mu_1 \varepsilon_1 > \mu_2 \varepsilon_2$, то всегда $\lambda^{с}_0 < \lambda^{в}_0$ и $f^{с}_0 > f^{в}_0$. Для металлического волновода критическая частота соответствует условию $\theta = 0$, а для волоконного световода — условию полного внутреннего отражения $\theta = \theta_c$. Поэтому критическая частота световода выше, чем волновода.

8.6. ЗАТУХАНИЕ И ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СВЕТОВОДА

Потери энергии в волоконном световоде будут определяться в основном двумя факторами: поглощением энергии в диэлектрике и рассеянием ее в окружающей среде ($\alpha_п + \alpha_р$). Кроме того, имеются потери за счет излучения на изгибах, а также за счет взаимодействия мод. Но роль этих потерь невелика. Потери в металле отсутствуют. Поглощение энергии связано с потерями на диэлектрическую поляризацию, линейно растет с частотой и существенно зависит от свойств диэлектрика ($\operatorname{tg}\delta$). Потери на поглощение обусловлены комплексным значением коэффициента преломления $n = n_a - in_р$, который связан с выражением $\operatorname{tg}\delta = = 2n_a n_p / (n^2_a - n^2_p)$. Затухание на поглощение определяется как отношение величины потерь в диэлектрике к удвоенному значению полной энергии, распространяющейся по световоду: $\alpha_п = P_п/2P$. Тогда получим

$$\alpha_п = \frac{\omega \operatorname{tg} \delta}{2v_1} = \frac{\pi}{\lambda} \operatorname{tg} \delta\, n_1,$$

где $\operatorname{tg}\delta$—угол диэлектрических потерь сердечника световода; v_1—скорость распространения энергии по сердечнику световода.

Затухание на поглощение можно выразить через комплексный коэффициент преломления

$$\alpha_п = \frac{\omega}{v_1} \frac{n_a n_p}{n_a^2 - n_p^2}.$$

Если коэффициент преломления имеет действительное значение, то $n = n_a$, $\operatorname{tg}\delta = 0$ и потери на поглощение отсутствуют.

Потери на рассеяние связаны с флуктуацией показателя преломления с изменением геометрии и наличием неоднородностей. Затухание, обусловленное этими потерями, определяется формулой

$$\alpha_р = \frac{8\pi^2 f^4}{3c^4} (\mu_1 \varepsilon_1 - 1) P, \tag{8.20}$$

где $\mu_1 \varepsilon_1$—относительная магнитная и электрическая проницаемость сердечника; c—скорость света; P—численный коэффициент передачи.

На рис. 8.9 представлена частотная зависимость затухания волоконного световода. Из приведенных данных видно, что потери

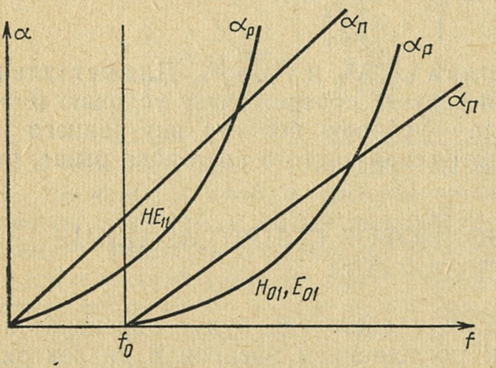


Рис. 8.9. Частотная зависимость затухания различных волн в световоде

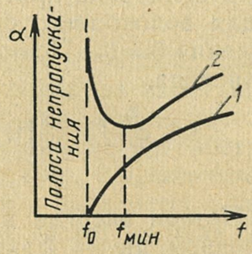


Рис. 8.10. Частотная зависимость затухания световода (*1*) и металлического волновода (*2*)

на поглощение растут линейно с ростом частоты, а потери на рассеяние существенно быстрей—по закону f^4. Обычно потери на рассеяние превышают потери на поглощение. Из графиков также видна принципиальная разница между характеристиками затухания симметричных (E_{01}, H_{01}) и смешанных (HE_{11}) волн. Симметричные волны имеют критическую частоту f_0, ниже которой передача невозможна. Смешанная волна не имеет критической частоты и затухание растет плавно во всем частотном диапазоне.

На рис. 8.10 приведен сравнительный график затухания световода и волновода для волны H_{01}. Из рисунка видно, что в отличие от волновода, имеющего на частоте ниже критической бесконечно большое затухание, в волоконном световоде на частоте ниже f_0 волны вообще существовать не могут; они рассеиваются в окружающем пространстве и передача невозможна. С ростом частоты энергия все больше концентрируется внутри световода и затухание увеличивается. Чем больше ε и $\operatorname{tg}\delta$ стекла, из которого выполнен световод, тем больше потери.

Известные в настоящее время конструкции оптических кабелей имеют затухание порядка 10 дБ/км. Имеются основания ожидать снижения потерь до 2—4 дБ/км. Наилучшие результаты удалось получить при использовании селиконового, натриево-кальциевого и кварцевого стекол.

Волновое сопротивление волоконного световода может быть определено на основе ранее полученных выражений в § 8.4 для соответствующих компонент электрического (Е) и магнитного (Н) полей: $Z_в=E_r/H_\varphi$ или $Z_в=E_\varphi/H_r$. Однако такое выражение получается довольно сложным. В практических условиях пользуются предельными значениями волнового сопротивления сердечника (Z_0/n_1) и оболочки $(Z_в/n_2)$ для плоской волны, где $Z_0=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}=$ $=376{,}7$ Ом—волновое сопротивление идеальной среды; n_1 и n_2— коэффициенты преломления сердечника и оболочки.

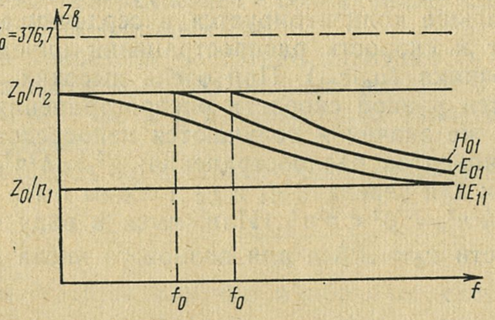


Рис. 8.11. Значения волнового сопротивления световода

В реальных условиях волновое сопротивление световода имеет промежуточное значение $Z_0/n_1 < Z_в < Z_0/n_2$ и численно составляет примерно 250—260 Ом (рис. 8.11).

8.7. СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПО СВЕТОВОДУ

Рассмотрим фазовую и групповую скорости распространения энергии по волоконному световоду. Для этого воспользуемся приведенными в § 8.4 соотношениями между продольными и поперечными коэффициентами для сердечника и оболочки. Поперечные волновые числа $g^2{}_1=k^2n^2{}_1-\beta^2$, $g^2{}_2=\beta^2-k^2n^2{}_2$; складывая эти выражения, получим

$$g_1^2+g_2^2=k^2(n_1^2-n_2^2) \text{ и } k^2=(g_1^2+g_2^2)/(n_1^2-n_2^2).$$

Коэффициент распространения

$$\beta^2=g_2^2+k^2n_2^2=\frac{g_1^2n_2^2+g_2^2n_1^2}{n_1^2-n_2^2}.$$

Фазовая скорость определяется формулой $v_ф=\omega/\beta$ или, имея в виду, что $v_2=1/\sqrt{\mu_{a2}\varepsilon_{a2}}$ и $k_2=\omega\sqrt{\mu_{a2}\varepsilon_{a2}}$, получим $v_ф=v_2(k_2/\beta)$. Подставляя сюда значения k_2 и β, получим выражение для фазовой скорости

$$v_ф=v_2\sqrt{\frac{g_1^2+g_2^2}{g_1^2n_2^2+g_2^2n_1^2}}. \qquad (8.21)$$

Расчет по этим формулам для волн различных типов связан со сложными вычислениями. Определим фазовую скорость при критической частоте. Как было выше показано, для критической частоты поперечный коэффициент $g_2=0$. Тогда получим значение фазовой скорости $v_ф=v_2/n_2$. Таким образом, фазовая скорость при критической длине волны равна скорости распространения в оболочке световода.

С ростом частоты и соответственно уменьшением длины волны энергия все больше концентрируется в сердечнике световода, затухание растет и скорость распространения определяется параметрами сердечника $(\mu_{a1}\varepsilon_{a1})$. При очень высоких частотах скорость становится равной скорости распространения в сердечнике: $v_ф=v_1/n_1$. Эти же значения получаются непосредственно из поперечных коэффициентов распространения: $g^2{}_1=k^2n^2{}_1-\beta^2$, $g^2{}_2=\beta^2-k^2n^2{}_2$. Так как для передачи g_1 и g_2 должны быть действительными, то имеем $k^2n^2{}_2\leqslant\beta^2\leqslant k^2n^2{}_1$. Или, имея в виду выражения для фазовой скорости $v_ф=\omega/\beta$ и для волнового числа $k=\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$, получим

$$\frac{\omega}{c}n_2\leqslant\frac{\omega}{v_ф}\leqslant\frac{\omega}{c}n_1.$$

Тогда окончательно получим следующее соотношение между фазовой скоростью и скоростью распространения в сердечнике и оболочке световода:

$$\frac{c}{n_1}\leqslant v_ф\leqslant\frac{c}{n_2}. \qquad (8.22)$$

Отсюда видно, что фазовая скорость меняется в пределах c/n_1 и c/n_2: при критической частоте ($g_2=0$ и $\beta=kn_2$) фазовая скорость равна скорости в оболочке (c/n_2); при очень высоких вся энергия концентрируется в сердечнике и фазовая скорость равна скорости распространения в сердечнике (c/n_1). Как видно из рис. 8.12, с

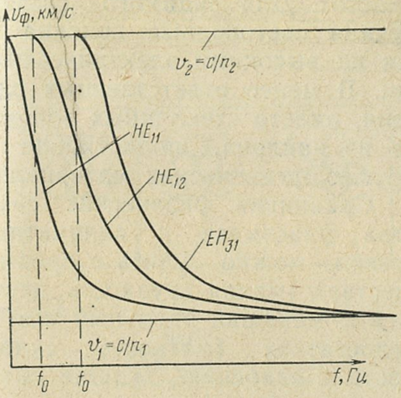


Рис. 8.12. Частотная зависимость фазовой скорости распространения энергии в световоде

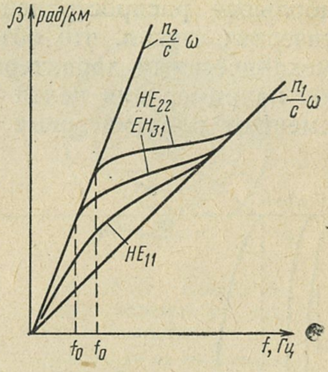


Рис. 8.13. Частотная зависимость коэффициента фазы световода

ростом частоты скорость распространения энергии уменьшается от скорости в оболочке (v_2) к скорости в сердечнике (v_1) световода.

Скорость распространения по световоду всегда меньше скорости света ($v_ф/c$), т. е. поверхностная волна всегда имеет замедленный характер распространения. Замедление тем больше, чем сильней выражена поверхностная волна, поле которой быстро убывает в поперечном направлении.

На рис. 8.13 приведена частотная зависимость коэффициента фазы различных типов волн. Из рисунка видно, что с увеличением частоты коэффициент фазы β изменяется от значений β_1 в сердечнике до β_2 в оболочке.

Групповая скорость по световоду определяется выражением

$$v_{гр}=\frac{v_2^2}{c}\;\frac{1+c}{1+c(n_1/n_2)^2}, \qquad (8.23)$$

где v_2—скорость распространения в оболочке световода; c—скорость света.

Симметричные волны типа E_{0m} и H_{0m} при отсечке имеют групповые скорости, равные c/n_2, смешанные волны типа HE_{nm} или EH_{nm} даже при отсечке имеют некоторую часть энергии, распространявшуюся в сердечнике и поэтому их групповая скорость несколько ниже. Вдали от отсечки для всех мод $v_{гр}=c/n_1$ (рис. 8.14).

8.8. КОНСТРУКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ

Оптический кабель состоит из группы пучков волоконных световодов, покрытых защитной пластмассовой оболочкой. Для предотвращения усилий на стекловолокна оптический кабель специально армируется. Световодные волокна изготовляются из материалов, обладающих наибольшей прозрачностью и малыми потерями в используемом диапазоне частот. Для видимого спектра наибольшее распространение получили световодные волокна из оптических стекол, что объясняется их высокими электрическими и механическими характеристиками. В менее ответственных случаях, например для целей освещения, вместо стеклянных волокон применяют пластмассовые волокна из найлона, полистирола и других органических материалов.

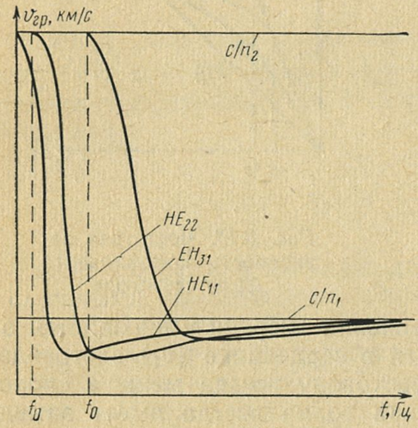


Рис. 8.14. Частотная зависимость групповой скорости распространения в световоде

Сравнивая физические свойства пластмасс и силикатных стекол, можно судить о преимуществах (малая хрупкость, дешевизна, меньший удельный вес) и недостатках (мягкость, склонность к старению, худшие оптические свойства) пластмасс.

Важнейшим требованием к оптическому стеклу для сердечника является малый коэффициент поглощения. Чтобы исключить распространение рассеянного света вдоль оболочки, ее коэффициент поглощения может быть в 2—3 раза больше коэффициента поглощения сердечника. Для одномодовых систем передачи диаметр сердечника должен быть соизмерим с длиной волны видимого диапазона. Поэтому сердечник имеет диаметр порядка 1—3 мкм, а оболочка — 50—100 мкм.

В реальных кабельных конструкциях стекловолокна скручиваются в гибкий световодный пучок. Чаще всего применяется укладка волокон двух видов: повивная и гексогональная (рис. 8.15). Более рациональным является второй вид укладки. Известны также конструкции пучков правильной повивной кабельной скрутки на 7, 12, 19 и больше волокон. Сердечник оптического кабеля в целом комплектуется из нескольких таких пучков (4; 6 или 8) и армирующих элементов. Снаружи располагается защитная пластмассовая оболочка, а в случае необходимости (при прокладке в земле) броневой покров. Такой кабель можно изготавливать большими строительными длинами, наматывать на барабан, прокладывать в земле или подвешивать на опорах.

В настоящее время созданы оптические кабели с затуханием 10—30 дБ/км. Наилучшие результаты удалось получить на силиконовых и кварцевых стеклах. В дальнейшем применение сверхчистых стекол с очень хорошей однородностью аморфно-кристаллической структуры позволит получить затухание до 2—4 дБ/км.

На рис. 8.16 показана конструкция оптического кабеля, содержащего шесть пучков из 19 стекловолокон с пластмассовым покрытием. Волокна в пучке расположены свободно. Каждое стекловолокно состоит из сердечника с $d=1$ мкм и оболочки с $d_{об}=$

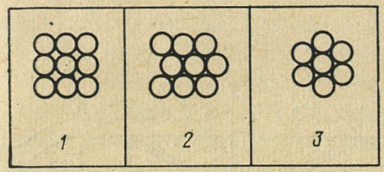


Рис. 8.15. Укладка волокон в пучок:

1 — квадратная; *2* — гексогональная; *3* — повивная

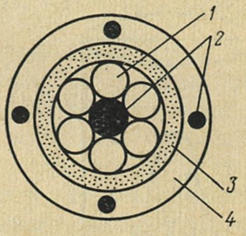


Рис. 8.16. Конструкция оптического кабеля:

1 — жгут из стекловолокон; *2* — армирующие элементы; *3* — заполнение из пенопласта; *4* — полиэтиленовая оболочка

$=50$ мкм. Армирующие элементы *2* из высокопрочной пластмассы расположены в центре и по периферии. Демпфирующая оболочка *3* выполнена из пористого полиэтилена. Снаружи—полиэтиленовая оболочка *4*. Длина используемых волн—0,9—1,06 мкм. Соответственно частоты составляют $(3{,}33—2{,}82)\cdot 10^{14}$ Гц. Коэффициент затухания на волне HE_{11} составляет около 20 дБ/км. Расстояние между усилителями—4 км.

В оптических кабелях, содержащих большое число стекловолокон, возникает явление взаимодействия между волокнами, так как часть световой энергии просачивается из одного волокна в другое и возникают переходные помехи. Это просачивание тем больше, чем меньше диаметр волокна, его оболочки и чем плотнее скручены волокна в повив. Неоднородность волокон также может явиться причиной взаимных переходов. Для предотвращения просачивания света и сведения взаимных влияний к минимуму надо каждое волокно светоизолировать. Это осуществляется путем применения двухслойных волокон, имеющих поверх сердечника сравнительно толстую оболочку (20—30 диаметров сердечника). Оболочка изготовляется из оптического прозрачного материала с показателем преломления меньшим, чем сердечник.

Существенный интерес представляет так называемое градиентное волокно с плавно изменяющимся коэффициентом преломления по поперечному сечению (рис. 8.17). В центре волокна на оптической оси коэффициент преломления $n=\sqrt{\mu\varepsilon}$ имеет максимальное значение, а затем уменьшается монотонно при удалении от оси в радиальном направлении. Известны волокна, оптические свойства которых изменяются по квадратичному закону, по экспоненте, по закону параболы и др. Здесь нет резкого отражения луча на границе сердечник—оболочка, свойственного двухслойным волокнам. В градиентных волокнах луч имеет тенденцию концентрироваться внутри волокна за счет большей оптической плотности в центре. Хорошие результаты показало японское градиентное во-

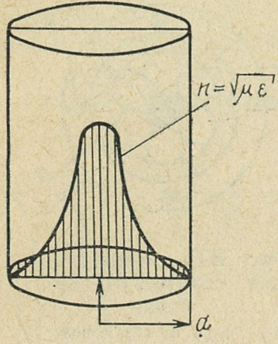


Рис. 8.17. Изменение коэффициента преломления ($n=\sqrt{\mu\varepsilon}$) в градиентном стекловолокне

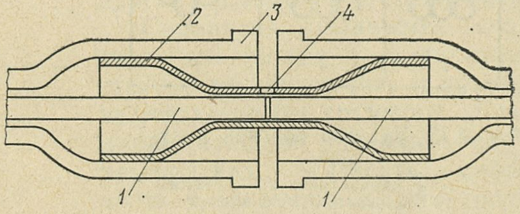


Рис. 8.18. Схема сращивания волоконных световодов:

1 — стекловолокно; *2* — трубка; *3* — полумуфта; *4* — отверстие для заливки смолы

локно «Сельфок» (самофокусирующий) с параболическим изменением коэффициента преломления по радиусу волокна от центра.

Для параболического распределения коэффициента преломления закон изменения n_r по радиусу определяется выражением

$$n_r = n\left[1-\left(\frac{r}{a}\right)^2\right], \tag{8.24}$$

где r—текущий радиус; a—радиус волокна; n—исходное значение коэффициента преломления (для стекла $n=1{,}5$).

Градиентное волокно имеет в 2 раза меньшее число мод, чем двухслойное. Однако затухание градиентного волокна в 1,5—2 раза больше.

Для монтажа оптических кабелей наибольшее распространение получили механические соединители, в которых торцы одиночных волокон или пучков соединяются в стык. Для обеспечения качественного стыка необходимо строго соблюдать соосность, идентичность сопрягаемых волокон должна быть полной, а торцевые поверхности гладкими. Юстировка, фиксация соединяемых волокон и механическая защита сростка обеспечиваются арматурой оптических соединителей. Потери на один стык составляют примерно 1 дБ.

Принципиальная схема одного из вариантов сростка показана на рис. 8.18. В трубку *2* с раструбами на концах вводятся соединяемые волокна *1*. Фиксация производится с помощью эпоксидной смолы, вводимой в отверстие *4*. Снаружи располагаются навинчивающиеся полумуфты *3*, обеспечивающие механическую прочность и защиту сростка от внешних воздействий.

8.9. СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ПО ОПТИЧЕСКИМ КАБЕЛЯМ

Оптические кабели предназначены как для устройства соединительных линий АТС и широкополосной связи на местных сетях, так и для устройства многоканальной связи на большие расстояния. Принципиально по оптическому кабелю можно осуществить до 1 000 000 телефонных каналов ТЧ. Однако дисперсия в стекловолокнах и относительно плохая когерентность дешевых источников излучения—светодиодов—пока ограничивают полосу пропускания оптических кабелей (100—200 Мбит/с).

В качестве основной системы передачи по оптическим кабелям принята цифровая система с импульсно-кодовой модуляцией (ИКМ). Известны системы на 30, 120, 480 и 1920 каналов ТЧ, позволяющие вести передачу со скоростью 2,8, 34 и 140 Мбит/с. Для передачи чаще всего используются волны длиной 0,63; 0,8 и 1,06 мкм, что соответствует, примерно, диапазону частот (3—5)10^{14} Гц. Системы, как правило, четырехпроводные, передача в обоих направлениях осуществляется по одному оптическому кабелю.

Оптический кабель содержит 4—8—12 стекловолоконных пучков, состоящих из двухслойных или градиентных стекловолокон.

В качестве генераторов для одномодовых и маломодовых световодов применяются когерентные источники — квантовые генераторы, чаще всего на базе полупроводников, а для многомодовых световодов—некогерентные источники—простейшие светодиоды, преобразующие электрическую энергию в световую. Когерентные источники обеспечивают весьма широкую полосу пропускания (до 3 ГГц), некогерентные источники (светодиоды)—более узкую (до 50—80 МГц).

На приемном конце энергию получают с помощью фотоприемников и, в первую очередь, фотодиодов и фототриодов, преобразующих световую энергию в электрическую.

На линиях оптической связи большой протяженности предусмотрено дистанционное питание аппаратуры постоянным током напряжением 1000 В, подаваемым по отдельному симметричному кабелю или медным жилам, встроенным в оптический кабель. Секции дистанционного питания располагаются через 40—80 км.

Длина усилительных участков—2—6 км. Оптический кабель содержится под избыточным давлением. Оптический кабель прокладывается преимущественно в канализации. Глубина прокладки кабеля в земле—0,9—1,2 м.

Работы в области лазерной техники и, в первую очередь, по созданию оптических стекловолоконных кабелей ведутся во многих странах (Англии, Японии и др). Английские оптические кабели содержат 20 групп стекловолокон диаметром 50—200 мкм;

затухание—4—6 дБ/км. Передача осуществляется с помощью цифровых систем со скоростью 100 Мбит/с по каждой группе. Длина усилительного участка—3—5 мм.

Большой интерес представляет японский кабель из градиентного стекловолокна типа «Сельфок». В таких волокнах коэффициент преломления плавно меняется по поперечному сечению, что обеспечивает передачу с малой дисперсией и просачиванием волны в соседние стекловолокна.

Во Франции создано большое число оптических кабелей с волокнами диаметром 40 и 70 мкм. В ФРГ созданы оптические кабели на базе кварцевого стекла. При длине волн до 0,85 мкм затухание таких кабелей составляет 4—10 дБ/км. Ведутся работы по созданию как одноволновых систем (диаметр волокна 5 мкм), так и многоволновых систем (диаметр волокна 50—100 мкм). Для одноволновых систем используются лазерные диоды, а для многоволновых—диоды со световой эмиссией. Оптические кабели рассчитаны на работу систем в диапазоне 50—500 МГц.

В США созданы оптические кабели с затуханием в 4 дБ/км, которые предполагается использовать для организации до 100 000 каналов ТЧ.

Зарубежные системы связи по оптическим кабелям приведены в табл. 8.3.

Сравнивая линзовые световоды с оптическими кабелями, отметим следующее. Первые обладают меньшим затуханием (2—4 дб/км вместо 10—20 дБ/км), но требуют строгой прямолинейности тракта и сложных фокусирующих устройств (зеркальных или газовых линз). Достоинством оптических кабелей является их малогабаритность, гибкость, возможность изготовления больших строительных длин, намотки на барабан и прокладки по реальной трассе с изгибами и поворотами.

По сравнению с обычными кабелями оптические кабели имеют следующие достоинства: сверхширокополосность и возможность организации весьма большого числа каналов; отсутствие потребности в дефицитных цветных металлах (медь, свинец и др); полная защищенность от внешних электромагнитных влияний; отсутствие взаимных переходных влияний. По сравнению с волноводами оптические кабели отличаются меньшими габаритами и стоимостью и могут изготовляться большими строительными длинами.

Дальнейшие разработки в области оптических кабелей и систем связи по ним проходят в следующих направлениях:

1. Исследование способов уменьшения дисперсии многомодовых оптических волокон.

2. Определение оптимальных размеров оболочек волокон с точки зрения допустимых переходных помех и достаточной механической прочности.

3. Исследование допустимых конструктивных неоднородностей оптических кабелей и влияние этих неоднородностей на качество передачи.

Таблица 8.3

ЗАРУБЕЖНЫЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ПО ОПТИЧЕСКИМ КАБЕЛЯМ

Фирма	Скорость, Мбит/с	Источник, длина волны	Кабель (волокно)	Длина усилительного участка, км	Примечание
NEC+Nippon Telegraf and Telephone Company (Япония)	ИКМ 32,064	Лазер на GaAlAs, $\lambda=0{,}83$ мкм	Градиентное волокно 22 дБ/км	—	Разработан регенератор и испытан в лабораторных условиях
NEC	40	Лазер на GaAs, $\lambda=0{,}83$	—	—	То же
NEC	400	То же	—	—	»
NEC	—	—	Selfoc 10 дБ/км	2	Проведены полигонные испытания
Post office (Великобритания)	8,448	Светодиод	Двухслойное волокно с диаметром сердечника 85 км	2	Лабораторные испытания проведены
Fujitsu Labor (Япония)	400	Светодиод	Selfoc 7 дБ/км	—	Лабораторные испытания
Post office (Великобритания)	139,264	Лазер	Одномодовое волокно	—	Проведены лабораторные испытания совместно с оконечной аппаратурой
Plessey Telecomm. Labor	8,448	Светодиод	Многомодовое волокно	4	Лабораторные испытания регенератора
Siemens (ФРГ)	2,048	Лазерный диод в режиме спонтанной эмиссии	Многомодовое волокно	6	То же
	8,448			6	»
—	34			5	
CNET CII ALCATEL (Франция)	2,048 8,448	Лазер AlGaAs Светодиод	—	—	Разработан лабораторный макет регенератора
Bell (США)	6,3 50 274	Светодиод Лазер AlGaAs » »	Градиентное волокно То же	—	Испытан лабораторный макет регенератора

Примечание. Во всех системах используется кремниево-лавинный фотодетектор.

4. Исследование взаимных влияний между волокнами и жгутами в оптических кабелях и разработка мер защиты.

5. Исследование оптических характеристик жгутов волокон с учетом скрутки. Рекомендации по скрутке жгутов.

6. Исследование механических характеристик волокон, жгутов и оптических кабелей в целом.

7. Разработка рекомендаций по прокладке, монтажу и эксплуатации оптических кабелей. Нахождение места повреждений.

8. Исследование старения стекловолокон. Определение влияния температуры, влажности и других факторов на характеристики передачи по оптическим кабелям.

9. Разработка систем передачи по оптическим кабелям (диапазон частот, способ модуляции, система организации связи, дистанционное питание и др.)

10. Монтаж оптических кабелей. Соединение волокон, жгутов и кабелей в целом.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЛИЯНИЯ НА ЦЕПИ СВЯЗИ

9.1. ФИЗИЧЕСКАЯ СУЩНОСТЬ И ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЛИЯНИЯ НА ЦЕПИ СВЯЗИ

Цепи линий связи находятся в электромагнитных полях, создаваемых различными источниками: другими цепями той же линии связи, высоковольтными линиями электропередачи, контактными сетями электрифицированных железных дорог, радиостанциями, разрядами атмосферного электричества, промышленными бытовыми электроаппаратами.

В результате нахождения в электромагнитных полях в проводниках цепей линий связи по законам электромагнитной индукции возникают токи и напряжения, являющиеся посторонними по отношению к токам и напряжениям, передеваемым по цепям связи. Процесс возникновения в цепях линий связи посторонних токов и напряжений в результате электромагнитной индукции получил название *электромагнитного влияния* или просто *влияния.*

Несмотря на различие источников и разнообразность внешних проявлений, физическая сущность всех влияний едина: влияние на цепи связи является результатом нахождения этих цепей в электромагнитном поле, создаваемом источниками влияний. Однако конфигурация, напряженность, частота, соотношение магнитной и электрической составляющих (только в индукционных полях), закон изменения во времени электромагнитного поля определяются источником, создающим это поле.

Поскольку физическая картина процесса влияния едина, то ей, очевидно, должна соответствовать единая обобщенная теория влияния, т. е. единые математические выражения, отображающие количественные закономерности, присущие процессу влияния. Обобщенная теория влияния объединяет на единой теоретической основе в настоящее время частные теории: влияния между цепями воздушных линий связи, влияния между цепями симметричных кабелей, влияния между цепями коаксиальных кабелей, влияния высоковольтных линий на линии связи, влияния радиостанций на линии связи и влияния атмосферных разрядов на линии связи. Очевидно также и то, что при создании обобщенной теории влияния встречаются большие трудности, вызванные, с одной стороны, большим разнообразием источников мешающих полей, и с другой стороны, многообразием типов подверженных влиянию цепей.

С учетом сказанного источники электромагнитных полей целесообразно разбить на четыре основные группы:

соседние цепи линий связи;

линии передачи электрической энергии;

радиостанции и промышленные электроустановки;

разряды атмосферного электричества.

Линии связи имеют следующие особенности: возможность передачи сигналов небольшой мощности; низкий КПД и, как следствие, большое отличие уровней передачи и приема; объединение нескольких, а иногда и большого числа цепей в одной линии (кабельной или воздушной).

Источники электромагнитного влияния второй группы (рис. 9.1) характеризуются большим диапазоном рабочих напряжений: высоковольтные линии — от 3 до 500 кВ на переменном токе и от 500 до 1500 кВ на постоянном токе, контактные сети эл.ж.д. — от 1650 до 3300 В на постоянном токе и 25 кВ на переменном токе.

Источники электромагнитного влияния третьей группы создают помехи в цепях линии связи только в случае совпадения их частот с частотами, используемыми для передачи сигналов по линиям связи (табл. 9.1).

Источники электромагнитного влияния четвертой группы характеризуются следующими параметрами:

величиной тока молнии от нескольких единиц до 200 кА (при средней расчетной величине 20 кА);

временем разряда от 5 до 100 мкс (при средней расчетной величине 50 мкс);

числом повторных разрядов от 1 до 30 (в среднем принимают 3).

Таким образом, влияющие электромагнитные поля характеризуются большим частотным диапазоном, широким набором амплитудных значений, различными законами изменения во времени (гармонический, периодические и случайные импульсы).

Весьма разнообразны и те цепи, влияния на которые представляет практический интерес. Это, во-первых, цепи симметричной

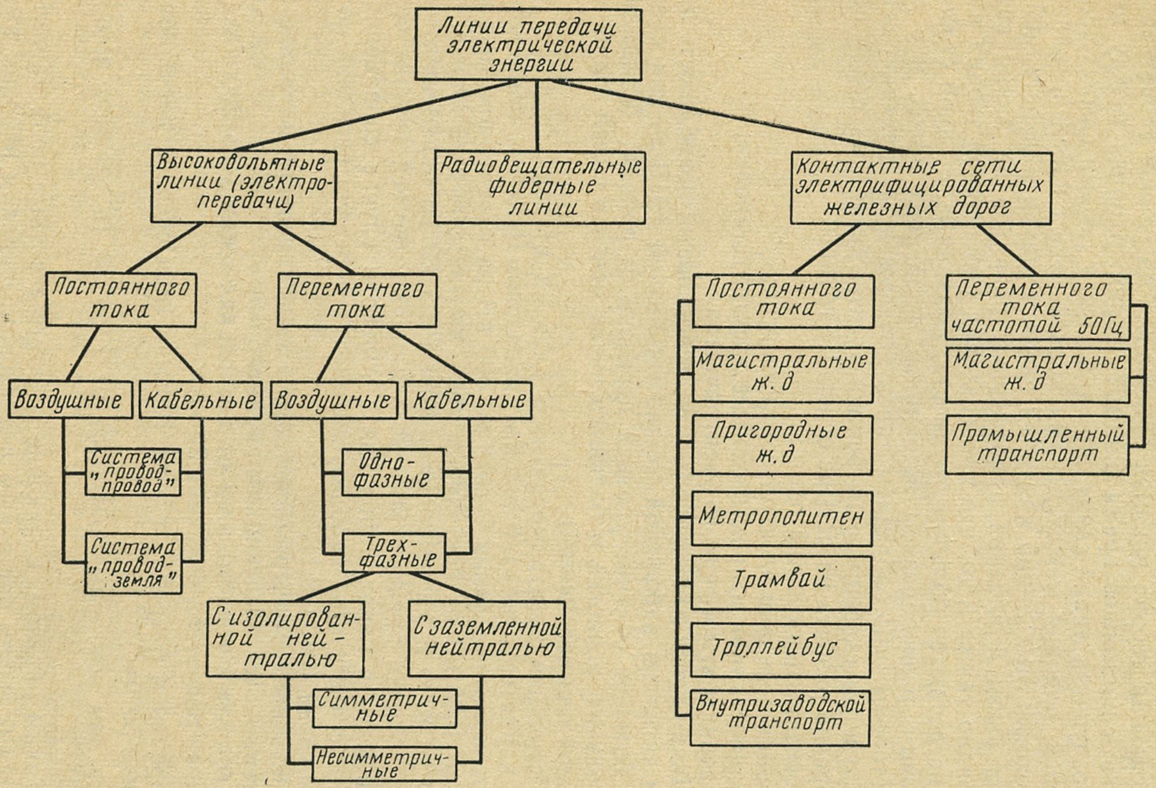


Рис. 9.1. Источники электромагнитного влияния второй группы на линии связи

Таблица 9.1

ЧАСТОТЫ РАДИОСТАНЦИЙ И СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ПО КАБЕЛЬНЫМ И ВОЗДУШНЫМ ЛИНИЯМ

Диапазон частот радиостанций	Характер работы радиостанций	Поддиапазон частот, кГц	Системы передачи	Диапазон частот, кГц
Сверхдлинноволновый (8—30 кГц)	Импульсный	8—30	В-3 В-3-3с ВС-3 ОКС К-24 К-60	6—27 4—31 3—24,7 2,6—9,2 12—108 12—252
Длинноволновый (30—300 кГц)	Импульсный	30—150	В-12 В-12-2 К-24 К-60	36—143 36—143 12—108 12—252
	Непрерывный	150—300	К-60 КРР К-300	12—252 12—552 60—1200
Средневолновый (300—3000 кГц)	Непрерывный	300—3000	К-300 КРР	60—1200 12—552

конструкции кабельных и воздушных линий связи, используемые для передачи информации; во-вторых, информационные цепи коаксиальных кабелей; в-третьих, несимметричные цепи типа «n проводов — земля» или «n проводов — оболочка кабеля», а также типа «оболочка кабеля — земля», как используемые для передачи дистанционного питания и различного рода сигналов, так и не используемые для передачи.

9.2. ВЗАИМНЫЕ ВЛИЯНИЯ ЦЕПЕЙ СВЯЗИ И ВЛИЯНИЯ ОТ ВНЕШНИХ ИСТОЧНИКОВ

Наличие в линиях связи большого числа близко расположенных параллельно идущих цепей и больших разностей уровней передачи и приема сигналов приводит к тому, что одним из основных источников мешающих влияний являются соседние цепи.

Рассмотрим две цепи $a — b$ и $c — d$ (рис. 9.2a). Если по одной из цепей, например $a — b$, осуществлять передачу сигналов при помощи электромагнитных волн, то в ее проводниках возникнут электрические заряды и потекут токи. Пусть в некоторый момент времени на проводнике a образуется заряд $+q$, а на проводнике b — заряд $-q$. В электрическом поле этих зарядов находятся проводники c и d. В результате электрической индукции на проводниках c и d возникнут электрические заряды, которые в общем случае вследствие различия в расстояниях между проводниками будут разной величины. Вследствие этого между проводниками c и d

создается разность потенциалов, под действием которой в цепи, образованной из проводников *c* и *d,* протекает ток. Явление возникновения потенциалов и токов в цепи под действием внешнего электрического поля называют *электрическим влиянием.*

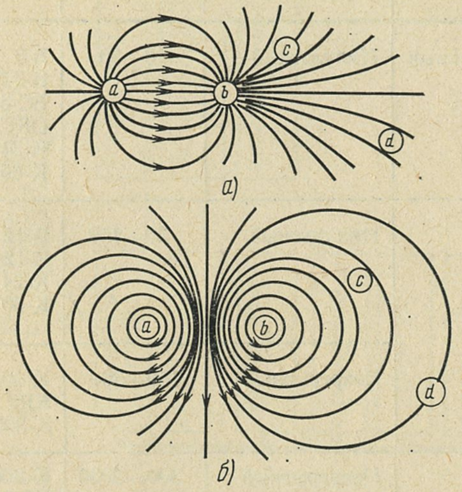


Рис. 9.2. Электрическое (*a*) и магнитное (*б*) влияния

По отношению к сигналам, передаваемым по цепи *c — d,* ток и напряжение, возникающие в результате электрического влияния, являются помехами.

При прохождении тока по цепи *a — b* вокруг нее образуется переменное магнитное поле, в котором расположены и проводники цепи *c — d* (рис. 9.2*б*). В результате магнитной индукции в проводниках *c* и *d* наводятся в общем случае неодинаковые электродвижущие силы, создающие ток в цепи *c — d*. Эти электродвижущие силы и токи являются помехами по отношению к сигналам, передаваемым по цепи *c — d*. Явление возникновения напряжений и токов в цепи под действием внешнего магнитного поля называют *магнитным влиянием.*

Причиной возникновения влияний между двумя цепями является поперечное электромагнитное поле, т. е. поле, силовые линии которого расположены в плоскости, перпендикулярной направлению передачи сигналов по линии. Наряду с поперечным электромагнитным полем в реальных линиях передачи существует продольное электрическое поле, связанное с наличием внутренней индуктивности проводников и конечной величины проводимости металла, из которого они сделаны.

Под действием продольных составляющих электрического поля в проводниках *a* и *b* в цепях, составленных из пар проводников *a — d, b — c* и *b — d,* возникают результирующие токи, создающие в проводниках *c* и *d* продольные составляющие электродвижущей силы, которые являются дополнительным источником помех в цепи $c-d$. В связи с тем что направление этих электродвижущих сил совпадает с ЭДС, создаваемыми поперечным магнитным полем, этот вид влияния принято относить к магнитному влиянию.

Электрическое и магнитное поля являются составляющими единого электромагнитного поля, которое оказывает суммарное действие электрических и магнитных влияний — *электромагнитное влияние.* Таким образом, причиной взаимных влияний цепей является электромагнитное поле. Если источником электромагнитного поля является цепь $c-d$, то, как следует из принципа обратимости, она будет оказывать на цепь $a-b$ электромагнитное влияние. Поскольку при передаче сигналов по линиям связи обычно используются в равной степени все цепи, то процесс влияния цепей *является взаимным.* Цепь, являющаяся источником электромагнитного поля, называется *влияющей,* а цепь, в которой возникают токи и ЭДС помех, — *подверженной влиянию.*

Из рассмотрения процесса взаимного влияния цепей следует, что если цепь $a-b$ оказывает влияние на цепь $c-d$, то токи и ЭДС, возникающие в результате этого влияния в цепи $c-d$, являются источником обратного влияния цепи $c-d$ на цепь $a-b$. Процесс обратного влияния мог бы повторяться многократно. Однако линии связи конструируют таким образом, что в цепи $c-d$ возникают небольшие токи и ЭДС помех и с их обратным влиянием на цепь $a-b$ можно практически не считаться. Помехи, возникающие в результате взаимного влияния между цепями одной линии связи, вследствие равенства спектров, передаваемых по всем цепям, вызывают не только снижение качества передачи, но и внятные переходные разговоры, нарушающие секретность телефонной передачи.

При влиянии высоковольтных линий на цепи связи физическая сущность влияния та же, но имеется ряд особенностей, связанных с конструктивными и электрическими характеристиками влияющей цепи. К таковым, прежде всего, следует отнести различия, вызванные большими (по сравнению с поперечным сечением цепей связи) расстояниями между высоковольтными линиями и линиями связи, различием частот электромагнитных колебаний в них, а также специфическими режимами работы высоковольтных линий. Вследствие больших расстояний между высоковольтными линиями и линиями связи величина магнитного влияния между ними становится зависящей от удельного сопротивления земли. По высоковольтным линиям передаются токи промышленной частоты 50 Гц. Однако наличие нелинейных нагрузок, коронирование и искрение в дефектных изоляторах приводят к появлению в электромагнитном поле высоковольтных линий высокочастотных составляющих в очень широком спектре частот. Эти составляющие распределены по спектру более или менее равномерно с некоторым преобладанием в его нижней части. Отличительной особенностью поля высоковольтных линий является наличие пиковых значений напряжений отдельных гармоник, превышающих средние значения в 10 раз.

В отношении влияния на высокочастотные цепи линий связи особую опасность представляют контактные сети эл. ж. д. постоянного тока, поскольку они, во-первых, являются несимметричными (однопроводными) и, во-вторых, нагружены на выпрямители и инверторы, являющиеся мощными источниками высокочастотных колебаний. Следует также учитывать специфику режимов работ высоковольтных линий в случае аварии. Так, при заземлении одной из фаз высоковольтной линии с изолированной нейтралью возникает большое электрическое влияние, а при коротком замыкании на землю высоковольтной линии с заземленной нейтралью — большое магнитное влияние.

При влиянии поля радиостанций следует учитывать, что обычно электромагнитные радиоволны имеют вертикальную поляризацию, т. е. электрический вектор напряженности поля направлен вертикально к поверхности земли (рис. 9.3*а*). При распростране-

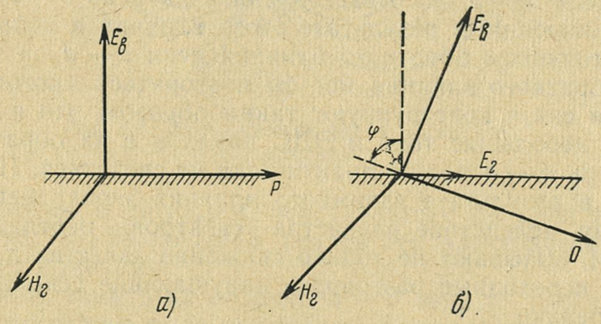


Рис. 9.3. Составляющие напряженности поля радиостанции:
а) при идеальной проводимости почвы; *б*) при конечной величине проводимости почвы

нии электромагнитной волны вдоль поверхности земли с конечной величиной удельной проводимости почвы происходит поглощение части энергии землей, в результате чего электрический вектор напряженности поля приобретает наклон в направлении распространения радиоволн (рис. 9.3*б*). Образующаяся при этом горизонтальная составляющая вектора напряженности электрического поля определяет величину продольной электродвижущей силы, индуцируемой в проводах цепи линии связи, т. е. характеризует степень влияния радиостанции на линии связи.

Кроме того, необходимо иметь в виду, что поле радиостанции содержит две составляющие: индукционную и излучение. Индукционная составляющая электрического поля создается расположенными вблизи зарядами, а магнитного поля — окружает электрический ток. Индукционная составляющая поля радиостанции тесно связана с зарядами и токами в антенне и величина ее быстро убывает при удалении от источников колебаний (обратно пропорционально расстоянию во второй или третьей степени). Напротив, составляющая излучения не так тесно связана с зарядом и током, как индукционные поля. Электрические поля излучения возникают не в результате действия вблизи расположенных зарядов, а вследствие изменения магнитной составляющей волны; магнитное поле создается не электрическим током, а изменением электрического поля. Составляющая излучения убывает сравнительно медленно по мере удаления от источника (обратно пропорционально расстоянию в первой степени). Составляющие индукции и излучения как электрического, так и магнитного полей примерно равны по величине на расстоянии от источника, равном одной шестой длины волны. При бо́льших расстояниях начинает преобладать составляющая излучения, при меньших — явления носят преимущественно индукционный характер.

Следует также учитывать различие во влиянии внешних источников (высоковольтных линий, радиостанций и др.) от влияния цепей той же кабельной линии, связанные с наличием металлических оболочек кабелей.

9.3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВЯЗИ

Выше рассматривался механизм взаимного влияния между двумя уединенными в пространстве двухпроводными линиями, поскольку в линиях связи для передачи электрических сигналов используют, как правило, двухпроводные цепи. В действительности линия связи обычно представляет собой совокупность (пучок) нескольких изолиро́ванных проводников. Из этих проводников образуют цепи, состоящие из двух ветвей: прямой и обратной. Различают цепи *симметричные*, к которым относятся основные, фантомные и суперфантомные цепи, и *несимметричные*, к которым относятся цепи вида «m проводников — оболочка (земля)»: однопроводные, пикаровские, суперпикаровские. У основных цепей каждая ветвь состоит из одного проводника, у фантомных — из двух проводников, у *суперфантомных* — из четырех проводников. У однопроводных цепей одна ветвь состоит из одного проводника, другая — из оболочки (земли); у *пикаровских* цепей одна ветвь состоит из двух проводников, другая — из оболочки (земли); у суперпикаровских—одна—из четырех проводников, а другая — из оболочки (земли). Причем при наличии в ветви цепи нескольких проводников все они соединяются параллельно. В отличие от основных цепей, цепи фантомные, пикаровские и суперпикаровские принято называть искусственными. Из m проводников и оболочки (земли) может быть образовано m независимых различных цепей. Однако для решения практических задач при составлении цепей необходимо учитывать следующее:

в число цепей должны обязательно входить влияющая и подверженная влиянию цепи;

цепи должны образовываться таким образом, чтобы можно было пренебречь обратным влиянием подверженной влиянию цепи на влияющую цепь.

Последнее обстоятельство значительно упрощает рассмотрение вопросов взаимных влияний.

Будем называть *регулярным* влияние, которое имеет место при идеальной (расчетной) симметрии конструкция рассматриваемых групп цепей, и *нерегулярным* влияние, возникающее вследствие отклонения конструкции рассматриваемых групп цепей от идеально симметричной. Попутно введем определение *систематического* влияния как влияния, вызываемого связями, величина и фаза которых не изменяются на рассматриваемом участке линии.

Количественными характеристиками электрического и магнитного влияний являются соответственно электрические и магнитные связи. *Электрическая связь* определяется отношением тока помех I_2 в цепи, подверженной влиянию, к разности потенциалов в начале влияющей цепи U_1:

$$C_{12} = \frac{I_2}{U_1}. \tag{9.1}$$

Магнитная связь определяется отношением ЭДС помех в подверженной влиянию цепи E_2, взятой с обратным знаком, к току во влияющией цепи I_1:

$$M_{12} = -\frac{E_2}{I_1}. \tag{9.2}$$

В общем случае величины C_{12} и M_{12}, представляющие отношение комплексных величин токов и напряжений, являются величинами комплексными:

$$C_{12} = g_{12} + \mathrm{i}\,\omega c_{12},$$

$$M_{12} = r_{12} + \mathrm{i}\,\omega m_{12},$$

где g_{12} — активная электрическая связь, См; c_{12} — емкостная связь, Ф; r_{12} — активная магнитная связь, Ом; m_{12} — индуктивная связь, Г.

Из выражений (9.1), (9.2) видно, что электрические связи измеряют в единицах проводимости — сименсах (См), а магнитные — в единицах сопротивления — омах (Ом). При учете совместного действия связей необходимо оба вида связей выразить в одинаковых единицах. Учитывая, что $U_1 = I_1 Z_{\text{в}1}$ и $I_1 = U_2/Z_{\text{в}2}$, электрическую связь можно характеризовать величиной, измеряемой в единицах сопротивления — омах:

$$C'_{12} = (g_{12} + \mathrm{i}\,\omega c_{12})\, Z_{\text{в}1} Z_{\text{в}2}.$$

Аналогично можно характеризовать и магнитную связь в единицах проводимости — сименсах:

$$M'_{12} = \frac{(r_{12} + \mathrm{i}\,\omega m_{12})}{Z_{\text{в}1} Z_{\text{в}2}},$$

где $Z_{в1}$, $Z_{в2}$ — волновое сопротивление первой и второй цепей соответственно.

В некоторых случаях бывает удобным представлять связь в виде безразмерных отношений токов или напряжений во влияющей и подверженной влиянию цепях. В этом случае электрическая связь будет выражаться формулой

$$\frac{U_2}{U_1} = C_{12} Z_{в1} = (g_{12} + i\,\omega\, c_{12})\, Z_{в1},$$

а магнитная связь формулой

$$-\frac{E_2}{U_1} = \frac{M_{12}}{Z_{в1}} = \frac{r_{12} + i\,\omega\, m_{12}}{Z_{в1}}.$$

Электрические и магнитные связи C_{12} и M_{12} можно рассматривать в качестве емкостей C_{12} и проводимостей изоляции $g_{12} = 1/R_{12}$, а также взаимных индуктивностей m_{12} и сопротивлений r_{12}, которые, будучи включены между взаимовлияющими цепями, создают такой же переход энергии с одной цепи на другую, как и при фактически имеющем место электромагнитном влиянии. Следовательно, процесс взаимного влияния цепей в количественном отношении полностью характеризуется четырьмя величинами c_{12}, g_{12}, m_{12} и r_{12}. Схема действия электрических и магнитных связей представлена на рис. 9.4. По аналогии с первичными параметрами

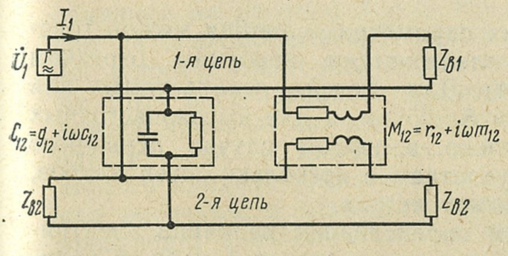


Рис. 9.4. Электрические и магнитные связи

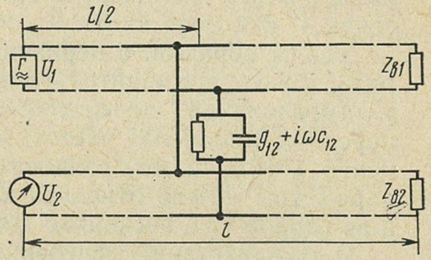


Рис. 9.5. Эквивалентная электрическая связь

распространения C, G, L и R, характеризующими процессы распространения электромагнитной энергии по линиям, величины c_{12}, g_{12}, m_{12} и r_{12} получили название *первичных параметров влияния.* Понятие о первичных параметрах влияния справедливо лишь для электрически коротких участков взаимовлияющих цепей, в которых можно не считаться с изменением амплитуды и фазы тока на этом отрезке линии.

Рассмотрим отрезок линии, состоящий из двух взаимовлияющих цепей, эквивалентная электрическая связь между которыми расположена посередине отрезка (рис. 9.5). В этом случае электрическая связь (в единицах сопротивления) согласно определению будет $C_{12} = (g_{12} + i\omega c_{12}) Z_{в1}\, Z_{в2}$. В соответствии со схемой рис. 9.5

$$U_2 = \frac{I_1 e^{-(\gamma_1+\gamma_2)\frac{l}{2}} Z_{в1} Z_{в2}}{\frac{1}{C_{12}} + Z_{в2}}$$

и, учитывая, что $Z_{в2} \ll 1/C_{12}$,

$$U_2 = I_1 Z_{в1} Z_{в2} (g_{12} + \mathrm{i}\,\omega C_{12})\, e^{-(\gamma_1+\gamma_2)\frac{l}{2}},$$

т. е. эквивалентная величина электрической связи

$$C_{12э} = \frac{U_2}{I_1} = (g_{12} + \mathrm{i}\,\omega c_{12}) Z_{в1} Z_{в2}\, e^{-(\alpha_1+\alpha_2)\frac{l}{2}}\, e^{-\mathrm{i}(\beta_1+\beta_2)\frac{l}{2}}.$$

Для наглядности положим, что $\alpha=\alpha_1=\alpha_2$ и $\beta=\beta_1=\beta_2$, тогда $C_{12э}=C_{12}e^{-\alpha l}e^{-\mathrm{i}\beta l}$, а так как $\alpha\neq 0$ и $\beta\neq 0$, то равенство $C_{12э}=C_{12}$ имеет место только при $l=0$. Практически эквивалентная связь достаточно точно отображает действительность только при небольших длинах участков ($l\to 0$). Так как с увеличением частоты значения α и β возрастают, то чем выше частота, тем меньше длина отрезка, который может быть заменен эквивалентным значением первичного параметра влияния. Например в случае $\beta l=\pi/2$, даже при $\alpha l\approx 0$, $C_{12э}=-iC_{12}=-i(g_{12}+\mathrm{i}\omega c_{12})=-ig_{12}+\omega c_{12}$, т. е. эквивалентность полностью нарушается, поскольку емкостная связь проявляется как активная электрическая, а активная электрическая связь — как емкостная.

Таким образом, о первичных параметрах влияния можно говорить только применительно к электрически коротким отрезкам взаимовлияющих цепей ($l\ll\lambda/4$). Для цепей, используемых для передачи тональных частот, $\lambda\approx$ 5—25 км, а для высокочастотных цепей λ=0,3—2 км, следовательно, в первом случае первичные параметры можно относить к участкам в несколько сотен метров, а во втором — в несколько десятков метров.

В соответствии с введенным определением величина электрической связи зависит от напряжения во влияющей цепи, а величина магнитной связи — от тока в ней. Поэтому чем больше напряжение в линии и чем меньше ток в ней, т. е. чем больше волновое сопротивление цепи, тем сильнее сказывается действие электрических связей и меньше действие магнитных связей. Так, при низких частотах цепи имеют сравнительно высокое волновое сопротивление и преобладают электрические связи, а при высоких частотах и относительно низком волновом сопротивлении действие электрических и магнитных связей примерно одинаково.

9.4. ВЛИЯНИЕ НА БЛИЖНИЙ И ДАЛЬНИЙ КОНЦЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИ КОРОТКИХ ЦЕПЯХ

Рассмотрим представленные на рис. 9.6 две однопроводные цепи [1)], где через c_{12} и m_{12} обозначены емкостные и индуктивные

[1)] Однопроводные цепи выбраны из соображений наглядности физических процессов.

связи между ними. Под действием генератора $Г$, включенного на конце $А$ в первую цепь, по ней будет протекать ток. Часть этого тока через емкостную связь c_{12} ответвляется во вторую цепь, где, в свою очередь, разветвляется на две части. Одна часть тока направляется к концу $А$, а другая — к концу $Б$ второй цепи. Если

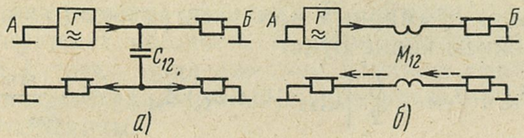


Рис. 9.6. Схема влияний:
а) электрического; *б*) магнитного

оба конца второй цепи будут замкнуты на сопротивления, равные ее волновому сопротивлению, то токи, ответвляющиеся в стороны $А$ и $Б$ второй цепи, будут одинаковыми (направления этих токов показаны сплошными стрелками). Одновременно под действием тока в первой цепи в результате действия индуктивной связи m_{12} во второй цепи возникает ток, направление которого показано пунктирными стрелками.

В технике связи влияние, проявляющееся на том же конце, на котором включен генератор, называют *влиянием на ближний конец,* а влияние, проявляющееся на противоположном конце, — *влиянием на дальний конец.* Из рис. 9.6. следует, что поступающие на ближний конец $А$ токи, вызванные емкостной и индуктивной цепями, имеют одинаковое направление и складываются; эти же токи, поступающие к дальнему концу $Б$, имеют противоположное направление и вычитаются. Вследствие наличия активных электрических и магнитных связей токи электрического и магнитного влияний представляют собой в общем случае комплексные величины, в результате чего на ближнем и дальнем концах происходит соответственно их геометрическое сложение и вычитание.

С учетом вышесказанного выведем уравнения влияния между цепями в коротких отрезках линии. В основу этого вывода положим схему рис. 9.4. Под действием U_1, во вторую цепь поступает ток $I_C = U_1/Z$, где $Z = (1/g_{12} + \mathrm{i}\omega c_{12}) + (Z_{в2}/2)$, так как на пути тока, ответвляющегося во вторую цепь, находится электрическая связь и последовательно соединенная с ней половина волнового сопротивления второй цепи (половина потому, что ток во второй цепи разветвляется на две равные части). Поскольку $(1/g_{12} + \mathrm{i}\omega c_{12}) \gg Z_{в2}/2$, то $I_C = U_1(g_{12} + \mathrm{i}\omega c_{12})$. Токи электрического влияния на ближнем и дальнем концах второй цепи одинаковы по величине и равны половине тока I_C:

$$I_{2C} = \frac{I_C}{2} = \frac{U_1}{2}(g_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, c_{12}) = \frac{I_1 Z_{в1}}{2}(g_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, c_{12}).$$

Электродвижущая сила, создаваемая во второй цепи под действием тока I_1 в результате наличия магнитной связи, определяется уравнением $E_2 = I_1(r_{12} + \mathrm{i}\omega m_{12})$. Ток, создаваемый этой ЭДС во второй цепи, на своем пути встречает два последовательно соединенных волновых сопротивления, т. е.

$$I_{2m} = \frac{E_2}{2Z_{\text{в}2}} = \frac{I_1}{2Z_{\text{в}2}}(r_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, m_{12}).$$

Следовательно, суммарный ток электрического и магнитного влияний на ближнем конце будет

$$I_{20} = I_{2C} + I_{2M} = \frac{I_1}{2}\left[(g_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, c_{12})\, Z_{\text{в}1} + \frac{r_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, m_{12}}{Z_{\text{в}2}}\right], \qquad (9.3)$$

$$I_{2l} = I_{2C} - I_{2M} = \frac{I_1}{2}\left[(g_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, c_{12})\, Z_{\text{в}1} - \frac{r_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, m_{12}}{Z_{\text{в}2}}\right]. \qquad (9.4)$$

Величины, стоящие в квадратных скобках выражений (9.3) и (9.4), являются характеристиками суммарного электромагнитного влияния на ближний и дальний концы и определяют отношения токов во влияющей и подверженной влиянию цепях. Поэтому они получили название *электромагнитных связей влияния на ближний* (N_{12}) *и дальний* (F_{12}) *концы*. Наряду с этим встречаются выражения: параметр влияния на ближний (N_{12}) и дальний (F_{12}) концы:

$$N_{12} = 2\,\frac{I_{2l}}{I_1} = (g_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, c_{12})\, Z_{\text{в}1} + (r_{12} + \mathrm{i}\omega\, m_{12})\,\frac{1}{Z_{\text{в}2}}, \qquad (9.5)$$

$$F_{12} = 2\,\frac{I_{2l}}{l} = (g_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, c_{12}) Z_{\text{в}1} - (r_{12} + \mathrm{i}\,\omega\, m_{12})\,\frac{1}{Z_{\text{в}2}}. \qquad (9.6)$$

9.5. ЗАЩИЩЕННОСТЬ ЦЕПЕЙ И ПЕРЕХОДНОЕ ЗАТУХАНИЕ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ

Для обеспечения хорошего качества передачи сигналов необходимо, чтобы их мощность в точке приема $P_{\text{с}}$ превосходила мощность помех $P_{\text{п}}$ в той же точке. Сама мощность принимаемого сигнала не может быть критерием качества передачи. Действительно, в малошумящей линии можно обеспечить значительно лучшее качество передачи при условии низкого приемного уровня, чем в линии с высоким уровнем помех при значительно более сильном сигнале.

Превышение мощности сигнала над мощностью помех характеризуется разностью уровня сигнала $p_{\text{с}}$ в рассматриваемой точке цепи и уровня помех $p_{\text{п}}$, называемой *защищенностью от помех* или просто *защищенностью:*

$$A_{\text{з}} = p_{\text{с}} - p_{\text{п}} = 10 \lg \frac{P_{\text{с}}}{P_{\text{п}}}. \qquad (9.7)$$

Измеряется защищенность в децибелах (дБ). Уровень сигнала в (9.7) зависит от уровня передачи и затухания цепи от передающего конца до рассматриваемой точки. Поскольку источником помех являются сигналы, передаваемые по соседней цепи, то уровень этих помех зависит от уровня передачи по влияющей цепи и степени взаимного влияния между рассматриваемыми цепями. Для оценки степени взаимного влияния цепей, которое характеризует уровень внятного переходного разговора, МККТТ было введено понятие о переходном затухании.

Переходное затухание A есть десять десятичных логарифмов отношения кажущейся мощности P_1 сигнала в начале влияющей цепи к кажущейся мощности P_2 переходного разговора в рассматриваемой точке, подверженной влиянию цепи при замыкании концов взаимовлияющих цепей на сопротивления, равные волновым сопротивлениям:

$$A = 10\lg\left|\frac{P_1}{P_2}\right|. \tag{9.8}$$

Переходное затухание также измеряется в децибелях (дБ). Переходное затухание можно представлять собственным затуханием некоторого эквивалентного четырехполюсника, в общем случае несимметричного, включение которого между рассматриваемыми цепями создает такой же переход энергии, как и в случае реального электромагнитного влияния. Входные сопротивления этого эквивалентного четырехполюсника равны волновым сопротивлениям взаимовлияющих цепей $Z_{\text{в}1}$ и $Z_{\text{в}2}$. В том случае, когда влияние происходит между одинаковыми цепями ($Z_{\text{в}1}=Z_{\text{в}2}=Z_{\text{в}}$), эквивалентный четырехполюсник является симметричным.

При неравенстве волновых сопротивлений взаимовлияющих цепей выражение (9.8) может быть представлено в следующем виде:

$$A = 10\lg\left|\frac{I_1^2 Z_{\text{в}1}}{I_2^2 Z_{\text{в}2}}\right| = 10\lg\left|\frac{U_1^2 Z_{\text{в}2}}{U_2^2 Z_{\text{в}1}}\right| =$$

$$= 20\lg\left|\frac{I_1}{I_2}\right| + 10\lg\left|\frac{Z_{\text{в}1}}{Z_{\text{в}2}}\right| = 20\lg\left|\frac{U_1}{U_2}\right| - 10\lg\left|\frac{Z_{\text{в}1}}{Z_{\text{в}2}}\right|, \tag{9.9}$$

где I_1, U_1 — ток и напряжение сигнала на входе влияющей цепи; I_2, U_2 — то же, переходного разговора в рассматриваемой точке цепи, подверженной влиянию; $Z_{\text{в}1}$, $Z_{\text{в}2}$ — волновые сопротивления влияющей и подверженной влиянию цепей.

При равенстве волновых сопротивлений взаимовлияющих цепей

$$A = 20\lg\left|\frac{I_1}{I_2}\right| = 20\lg\left|\frac{U_1}{U_2}\right|. \tag{9.10}$$

В зависимости от того, в какой точке цепи определяется переходный разговор, различают *переходное затухание при влиянии на ближний и дальний концы.* Если рассматривается влияние между концами взаимовлияющих цепей, находящихся в одном пункте, то говорят о переходном затухании при влиянии на ближний конец A_0. Когда же рассматривают влияние между концами влияющей цепи и цепи, подверженной влиянию, находящимися в разных пунктах, то говорят о переходном затухании при влиянии на дальний конец A_l.

От выражений переходного затухания в единицах мощности, напряжения и тока (9.8) — (9.10) нетрудно перейти к выражениям в единицах уровня. Подставляя в эти формулы выражения абсолютных уровней по мощности, напряжению и току,

$$p_{P_x} = 10\lg\left|\frac{P_x}{P_0}\right|,$$

$$p_{U_x} = 20\lg\left|\frac{U_x}{U_0}\right|,$$

$$p_{I_x} = 20\lg\left|\frac{I_x}{I_0}\right|,$$

где P_x, U_x, I_x — мощность, напряжение и ток в рассматриваемой точке x; P_0, U_0, I_0 — то же, принятые за нулевые, получим

$$A = p_{P_1} - p_{P_2} = p_{U_1} - p_{U_2} - 10\lg\left|\frac{Z_{в1}}{Z_{в2}}\right| = p_{I_1} - p_{I_2} + 10\lg\left|\frac{Z_{в1}}{Z_{в2}}\right|. \quad (9.11)$$

Следовательно, переходное затухание можно рассматривать как разность уровня (по мощности) сигнала в начале влияющей цепи и уровня переходного разговора в рассматриваемой точке цепи, подверженной влиянию.

При использовании уровней по току и напряжению в общем случае необходимо вносить поправку на соотношение волновых сопротивлений цепей в соответствии с ф-лой (9.11). При влиянии между одинаковыми цепями

$$A = p_{U_1} - p_{U_2} = p_{I_1} - p_{I_2},$$

т. е. необходимость внесения вышеуказанной поправки отсутствует.

Как указывалось выше, защищенность цепей от внятного переходного разговора в рассматриваемой точке зависит от уровня сигнала и уровня помех. В свою очередь, уровень сигнала зависит от уровня передачи и затухания цепи, а уровень помех — от уровня передачи и переходного затухания. Следовательно, величина защищенности цепей зависит от величины переходного затухания. Для установления этой зависимости рассмотрим влияние между цепями в общем случае: при разных уровнях передачи по цепям и разных величинах затухания цепей.

На рис. 9.7*а* изображена схема влияния между двумя цепями с одинаковым направлением передачи (указаны стрелками), а на рис. 9.7*б* — с противоположными направлениями передачи. При влиянии с первой цепи на вторую (рис. 9.7*а*) защищенность второй цепи на дальнем конце согласно определению равна

$$A_{зl2} = p_{2lc} - p_{2lп}. \quad (9.12)$$

При этом

$$p_{2lc} = p_{20c} - \alpha_2 l \quad (9.13)$$

и $$p_{2l\text{п}} = p_{10\text{с}} - A'_{l12}\,, \qquad (9.14)$$

где α_2 — коэффициент затухания второй цепи, дБ/км; l — длина взаимовлияющих цепей, км.

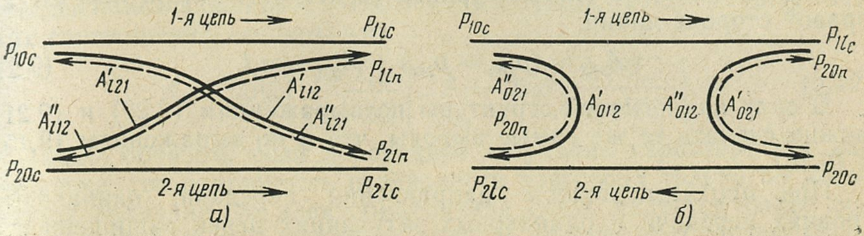


Рис. 9.7. Пути влияния на дальний (*а*) и ближний (*б*) концы

Подставляя ф-лы (9.13) и (9.14) в выражение (9.12), получим

$$A_{\text{з}l2} = (p_{20\text{с}} - p_{10\text{с}}) + A'_{l12} - \alpha_2 l. \qquad (9.15)$$

Аналогично нетрудно показать, что при влиянии со второй цепи на первую согласно рис. 9.7*а* защищенность первой цепи равна

$$A_{\text{з}l1} = (p_{10\text{с}} - p_{20\text{с}}) + A'_{l21} - \alpha_1 l, \qquad (9.16)$$

где α_1 — коэффициент затухания первой цепи, дБ/км.

Следовательно, защищенность цепей тем больше, чем больше переходное затухание между этими цепями, чем больше разность уровней передачи в подверженной влиянию цепи и цепи влияющей и чем меньше затухание подверженной влиянию цепи.

В кабелях все цепи одинаковых систем передачи имеют практически одинаковые коэффициенты затухания ($\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$) и выражения (9.15) и (9.16) упрощаются:

$$A_{\text{з}l2} = A'_{l12} - \alpha\, l,$$

$$A_{\text{з}l1} = A'_{l21} - \alpha\, l,$$

т. е. при одинаковом направлении передачи защищенность цепей определяется разностью величины переходного затухания на дальнем конце и величины собственного затухания цепи.

При влиянии с первой цепи на вторую на левой стороне линии согласно рис. 9.7*б* защищенность второй цепи на ближнем конце согласно определению равна

$$A_{\text{з}02} = p_{2l\text{с}} - p_{20\text{п}}. \qquad (9.17)$$

При этом

$$p_{2l\text{с}} = p_{20\text{с}} - \alpha_2 l, \qquad (9.18)$$

$$p_{20\text{п}} = p_{10\text{с}} - A'_{012}\,. \qquad (9.19)$$

Подставляя ф-лы (9.18) и (9.19) в выражение (9.17), получим

$$A_{з02} = (p_{20c} - p_{10c}) + A'_{012} - \alpha_2 l. \quad (9.20)$$

Аналогично может быть получено выражение для защищенности при влиянии на ближний конец со второй цепи на первую на правой стороне линии:

$$A_{з01} = (p_{10c} - p_{20c}) + A'_{021} - \alpha_1 l. \quad (9.21)$$

В силу аналогичной структуры по выражениям (9.20) и (9.21) можно сделать те же самые выводы, что и по выражениям (9.15) и (9.16).

При противоположном направлении передачи, одинаковых уровнях передачи и одинаковых затуханиях цепей защищенность цепей определяется разностью величины переходного затухания на ближнем конце и величины собственного затухания цепи:

$$A_{з02} = A'_{012} - \alpha\, l,$$

$$A_{з01} = A'_{021} - \alpha\, l.$$

Выше, при рассмотрении взаимных влияний двух цепей согласно схемам рис. 9.7*а* и *б*, учитывались только пути влияния, которые обозначены на этих рисунках сплошными линиями. Такое ограничение было связано с рассмотрением только влияния концов цепей более высокого уровня передачи на концы цепей более низкого уровня, т. е. случаев, представляющих в отношении защищенности наибольший практический интерес. Однако принципиально может иметь место также влияние по путям, обозначенным пунктиром. Сравнивая различные пути влияния, исходя из теории взаимности, можно сделать следующие выводы относительно величин переходного затухания:

$$A'_{012} = A''_{021}, \quad A'_{021} = A''_{012},$$

$$A'_{l12} = A''_{l21}, \quad A'_{l21} = A''_{l12}.$$

В то же время нет никаких оснований полагать одинаковыми величины переходного затухания между цепями на ближнем конце с разных сторон линии или на дальнем конце с одной стороны линии, но при перемене цепей местами, т. е.

$$A'_{012} \neq A'_{021}, \quad A''_{012} \neq A''_{021},$$

$$A'_{l12} \neq A'_{l21}, \quad A''_{l12} \neq A''_{l21}.$$

Следовательно, переходное затухание на ближнем конце не зависит от перемены местами цепей, а зависит от перемены местами концов линии. Переходное затухание на дальнем конце изменяется в случае перемены местами цепей при измерении с одного конца и не изменяется при одновременной перемене местами цепей и концов линии. Явление, состоящее в том, что при замене влияющей цепи на подверженную влиянию и наоборот изменяется влияние между этими цепями, называется *эффектом перестановки*.

Установим взаимозависимость между величинами переходного затухания и электромагнитных связей на ближнем и дальнем концах, воспользовавшись соотношениями (9.5), (9.6) и (9.9). Из этих соотношений следует, что

$$A_0 = 20\lg\left|\frac{2\sqrt{Z_{\text{в}1}}}{N_{12}\sqrt{Z_{\text{в}2}}}\right|, \quad A_l = 20\lg\left|\frac{2\sqrt{Z_{\text{в}1}}}{F_{12}\sqrt{Z_{\text{в}2}}}\right|. \qquad (9.22)$$

Таким образом, если переходное затухание характеризует напряжение, ток и мощность переходного разговора только по абсолютной величине, то электромагнитная связь является более общей характеристикой, определяющей не только абсолютную величину, но и фазовый угол.

По аналогии с первичными параметрами передачи для величин электрических и магнитных связей было дано понятие о первичных параметрах влияния. Также по аналогии с коэффициентом затухания цепи величину переходного затухания считают *вторичным параметром влияния*. Следует отметить далеко не полный характер этой аналогии хотя бы потому, что параметры передачи как первичные, так и вторичные, относят к единице длины цепи. Однако первичные параметры влияния, как было показано выше, относятся только к электрически коротким отрезкам линий, а переходное затухание может характеризовать влияние как между электрически короткими участками цепей, так и участками произвольной длины.

9.6. НОРМИРОВАНИЕ ЗАЩИЩЕННОСТИ ЦЕПЕЙ

Как уже отмечалось, качество связи в отношении помех оценивается защищенностью. Поскольку увеличение защищенности цепей связано с увеличением стоимости линий связи, возникла необходимость в установлении такой величины защищенности цепей, которая, обеспечивая достаточно хорошее качество передачи, не вызывала значительного увеличения стоимости. Эту величину считают нормой защищенности, ниже которой не должны находиться значения защищенности цепей в реальных системах связи.

Нормирование защищенности МККТТ рекомендует производить применительно к эталонной цепи линий длиной 2500 км. Необходимость введения эталонной цепи при нормировании защищенности вызвана тем, что каждый из участков междугородного тракта (линейные и станционные сооружения) вносит свою долю в общие помехи. Исходя из нормы на защищенность эталонной цепи, устанавливают нормы для отдельных участков. Эталонная цепь содержит участки линии, усилительную, оконечную аппаратуру и аппаратуру ВЧ и НЧ транзита.

В соответствии с различным характером воздействия на качество передачи защищенность от шумов и внятных переходных разговоров нормируется по-разному. Однако эти два вида взаимных влияний нельзя рассматривать в отрыве друг от друга, поскольку шумы маскируют внятные переходные разговоры.

Шумы в каналах связи большой протяженности представляют собой, как правило, многочастотные колебания. Чувствительность человеческого уха и телефона к разным частотным составляющим этих колебаний различна, а их совместное воздействие на ухо подчиняется закону сложения мощностей отдельных составляющих. Поэтому величина шума оценивается по так называемой *псофометрической мощности*, вычисляемой на основе измерений псофометрического напряжения. Псофометрическая мощность, выделяемая на сопротивлении R,

$$P_{\text{псоф}} = \frac{U^2_{\text{псоф}}}{R} = k^2 \frac{U_{\text{эфф}}}{R} = 0{,}56 \frac{U^2_{\text{эфф}}}{R},$$

где $U_{\text{псоф}}$ — величина псофометрического напряжения на сопротивлении R; k — отношение псофометрического напряжения к эффективному $U_{\text{эфф}}$ (в канале ТЧ $k=0{,}75$).

Величина псофометрической мощности помех, отнесенная к точке с относительным нулевым уровнем, в эталонной цепи длиной 2500 км при наличии переприемов согласно рекомендациям МККТТ не должна превышать 10 000 пВт, что соответствует псофометрическому напряжению 1,1 мВ в точке с относительным уровнем —6,95 дБ. Эта норма относится к величинам псофометрической мощности и напряжения помех, средним за 1 ч, причем предполагается час наибольшей нагрузки. В каналах магистралей симметричных кабелей преобладают помехи от линейных переходов; поэтому из указанной нормы на долю аппаратуры оконечных и транзитных устройств отводится 2500 пВт, а остальные 7500 пВт — на долю кабельной линии и усилителей (в среднем 3 пВт на 1 км тракта). В настоящее время в Советском Союзе для симметричных кабельных линий принято 50% нормы мощности шумов кабельного тракта отводить на шумы от переходных разговоров и по 25% соответственно на тепловые и нелинейные шумы. Напряжения шумов, создаваемые различными источниками, складываются по квадратичному закону.

Указанное распределение мощностей соответствует следующему распределению псофометрических напряжений в точке с относительным уровнем —6,95 дБ на сопротивлении 600 Ом: суммарный шум — 1,1 мВ, шумы оконечной и транзитной аппаратуры — 0,55 мВ, тепловые шумы — 0,48 мВ, нелинейные шумы — 0,48 мВ и переходные разговоры — 0,675 мВ.

Шумы от невнятных переходных разговоров создаются, как уже указывалось, в результате суммирования влияний нескольких цепей кабеля на цепь, подверженную влиянию. Поскольку передача ведется одновременно не по всем цепям, то, задаваясь вероятностью $p(n)$, число одновременно влияющих цепей, т. е. таких, по которым в некоторый момент происходит передача в данном направлении, может быть определена из формулы

$$p(n) = \frac{n_{\text{общ}}!}{n!\,(n_{\text{общ}} - n)!} \tau^n (1 - \tau)^{n_{\text{общ}} - n}, \tag{9.23}$$

где $p(n)$ — вероятность того, что из общего числа $n_{\text{общ}}$ цепей в кабеле будут действующими n цепей; τ — вероятность наличия разговора в канале, примерно равная 0,25.

Задаваясь $p(n) = 0{,}001$—$0{,}01$, можно найти величину n. Так, например, для наиболее распространенных кабелей емкостью 8 и 14 пар величина n, рассчитанная по ф-ле (9.23), соответственно равна 6 и 9

Кроме того, на длинной кабельной магистрали, состоящей из большого числа усилительных участков, происходит суммирование влияний с отдельных участков. Исследования показали, что при большом числе усилительных участков происходит сложение мощностей переходных разговоров, поступающих с отдельных участков. Расчеты, проведенные при помощи электронных вычислительных машин для кабельной магистрали, состоящей из 140 усилительных участков длиной по 18 км каждый, позволили получить следующее выражение для мощности помех на 1 км линии от невнятных переходных разговоров в точке с относительным нулевым уровнем:

$$P \approx 1{,}05 \sqrt{n} \cdot 10^{\frac{p_0 - A_{\text{ср}}}{10} + 8{,}77}, \tag{9.24}$$

где p_0 — уровень средней мощности в канале ТЧ, равный по рекомендациям МККТТ —15,03 дБ и по результатам измерений на сети СССР —11,72 дБ,

$A_{ср}$ — среднее значение защищенности цепей на усилительных участках кабеля; n — число влияющих цепей.

Подставляя в ф-лу (9.24) рассчитанные выше величины n для кабелей емкостью 8 и 14 пар, принимая $p_0 = -11{,}72$ дБ и исходя из допустимой мощности помех на 1 км от переходного разговора —1,5 Вт, получим среднюю величину защищенности цепей на усилительном участке соответственно 78,17 и 79,04 дБ.

При нормировании внятного переходного разговора исходным является условие сохранения секретности передачи по соседним цепям, т. е. достижение таких условий, при которых переходный разговор становится непонятным. Принято считать, что разговор непонятен, если разборчивость слогов не превышает 10%. Проведенные измерения показали, что при постоянной величине шума в помещении, где происходит прием речевых сигналов от 10 до 40 дБ [1)], условием постоянства величины разборчивости является некоторое постоянное отношение мощностей речевого сигнала и шума в цепи. Отсюда следует, что оценкой влияния внятного переходного разговора должна быть не величина уровня помех, а разность уровней полезного сигнала и переходного разговора, т. е. защищенность. На основании экспериментальных исследований установлено, что разборчивость слогов и цифр внятного переходного разговора при напряжении шума в цепи 1 мВ и шуме в помещении 10—40 дБ не превышает 10%, при защищенности $A_з$ соответственно не менее 48,64 и 54,72 дБ. При напряжении шумов 0,25 мВ защищенность должна быть соответственно не менее 60,80 и 66,88 дБ.

В соответствии с вышеизложенным МККТТ рекомендует для цепей симметричных кабелей на переприемном участке длиной 2500 км значения защищенности цепей от внятного переходного разговора не менее 58,20 дБ для 90% комбинаций цепей и не менее 52,12 дБ для остальных 10% комбинаций цепей, допуская для двухпроводных цепей значения не ниже 50,38 дБ. В Советском Союзе приняты следующие нормы защищенности от внятного переходного разговора между одноименными каналами систем, работающих по разным цепям одного кабеля, измеренные при частоте 800 Гц для переприемного участка длиной 2500 км: — не менее 58,20 дБ для 90% комбинаций каналов и не менее 54,72 дБ для 100% комбинаций каналов. При длине переприемного участка l меньше 2500 км величина защищенности должна быть более указанных значений на $10 \lg 2500/l$. Эта норма относится к приемному концу линии связи, состоящей из большого числа усилительных участков, каждый из которых вносит свою долю помех в общий переходный разговор.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что суммарная мощность переходных разговоров, поступающих с отдельных усилительных участков при достаточно большом числе участков (порядка 10 и более), примерно равна сумме мощностей переходных разговоров, обусловленных отдельными участками, т. е. при наличии на переприемном участке m усилительных участков уровень внятного переходного разговора на переприемном участке будет на $10 \lg m$ выше, чем на отдельном участке. Поэтому для обеспечения вышеуказанных норм защищенности цепей на переприемный участок защищенность цепей от внятных переходных разговоров на усилительный участок должна быть больше на $10 \lg m$, т. е. $A_{з.у} = A_{з.п.у} + 10 \lg m$. Принимая во внимание, что переприемный участок длиной 2500 км содержит около 130 усилительных участков системы передачи К-60, можно установить требования к защищенности цепей от внятного переходного разговора на усилительных участках: $A_{з.у} \geqslant$ $\geqslant 79{,}04$ дБ для 90% комбинаций цепей и 75,57 дБ для 100% комбинаций цепей.

Действующими в настоящее время нормами установлены следующие величины защищенности цепей на усилительных участках системы К-60, работающей по ВЧ цепям: $A_{з.у} \geqslant 73{,}83$ дБ для 90% комбинаций цепей и $A_{з.у} \geqslant 71{,}22$ дБ для 100% комбинаций цепей. При двухпроводной системе связи, которая применяется только по низкочастотным цепям кабелей и воздушных линий связи, защищенность на переприемном участке в соответствии с рекомендациями МККТТ

[1)] Громкость звука определяется из выражения $L = 20 \lg \frac{P}{2 \cdot 10^{-4}}$, дБ, где P — звуковое давление, Па. Громкость 10 дБ примерно соответствует тихому саду, 40 дБ — жилому помещению.

принята 50,38 дБ. Для стальных цепей воздушных линий связи норма защищенности принята 46,9 дБ. Так как из-за невозможности обеспечить требуемую устойчивость работы усилителей число усилительных участков двухпроводной связи обычно не превосходит 8—10, то защищенность цепей на усилительных участках должна быть не менее

$$A_{з.у} = 50,38 + 10 \lg 8 \div 50,88 + 10 \lg 10 = 59,06 \div 60,38 \text{ дБ}.$$

В соответствии с рекомендациями МККТТ эта величина принята равной 60,80 дБ. При четырехпроводной системе связи по низкочастотным цепям кабелей число усилительных участков на переприемном может достигать 20, следовательно, защищенность цепей на усилительном участке для 100% комбинаций цепей должна быть не менее

$$A_{з.у} = 52,12 + 10 \lg 20 = 65,14 \text{ дБ}$$

и для 90% комбинации цепей не менее

$$A_{з.у} = 58,20 + 10 \lg 20 = 71,22 \text{ дБ}.$$

Учитывая, что обычно длина связей по НЧ цепям не превышает 1000 км, в соответствии с рекомендациями МККТТ для четырехпроводных НЧ кабелей в качестве нормы защищенности цепей на усилительном участке принята величина 65,14 дБ. Требования в отношении переходного затухания между цепями на усилительных участках, исходя из приведенных норм на защищенность цепей, могут быть определены при помощи соотношений (9.15), (9.16), (9.20) и (9.21). Нормы величин переходного затухания между цепями разных типов на усилительных участках приведены в табл. 9.2.

Таблица 9.2

НОРМЫ ПЕРЕХОДНОГО ЗАТУХАНИЯ МЕЖДУ СИММЕТРИЧНЫМИ ЦЕПЯМИ РАЗНЫХ ТИПОВ НА УСИЛИТЕЛЬНЫХ УЧАСТКАХ КАБЕЛЬНОЙ ЛИНИИ

Типы цепей	Частота, кГц	Переходное затухание на ближний и дальний конец, дБ
Двухпроводные НЧ	0,8	$60,8+\alpha l$
Четырехпроводные НЧ	0,8	$65,1+\alpha l$
Четырехпроводные ВЧ	250	$73,8+\alpha l$

Как показал опыт, при размещении цепей в одном кабеле имеется возможность выполнить нормы переходного затухания только между низкочастотными цепями. Обеспечить требуемые величины переходного затухания на ближнем конце между высокочастотными цепями противоположного направления передачи в одном кабеле обычной конструкции не представляется возможным. Поэтому для обеспечения необходимой помехозащищенности цепей высокочастотные цепи противоположного направления передачи располагают в разных кабелях. Два кабеля прокладывают в одной траншее и экранирующее действие металлических оболочек обеспечивает необходимую величину переходного затухания на ближнем конце. Внутри каждого кабеля располагаются цепи одинакового направления передачи, и помехозащищенность определяется взаимным влиянием на дальний конец. Подавляющее число магистралей симметричного кабеля строится по двухкабельной системе.

Магистральные связи можно организовать и по однокабельной системе путем разделения цепей противоположного направления передачи внутри одного кабеля при помощи многослойных электромагнитных экранов. Но такие кабели нашли пока что весьма ограниченное распространение. По однокабельной системе работают также двухполосные электрически четырехпроводные системы связи. В ряде систем связи, рассчитанных на небольшую дальность передачи, для уменьшения требований к переходному затуханию на ближний конец значительно сокращают длины усилительных участков. Нормы защищенности и переходных затуханий между коаксиальными цепями приведены в табл. 9.3.

Таблица 9.3

НОРМЫ ЗАЩИЩЕННОСТИ И ПЕРЕХОДНОГО ЗАТУХАНИЯ МЕЖДУ КОАКСИАЛЬНЫМИ ЦЕПЯМИ НА УСИЛИТЕЛЬНЫХ УЧАСТКАХ

Нормируемый параметр	Норма, дБ, для кабеля типа	
	2,6/9,4	1,2/4,4
Защищенность	110,0	90,3
Переходное затухание на ближнем и дальнем концах	$110+\alpha l$	$90{,}3+\alpha l$

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

РЕГУЛЯРНЫЕ ВЛИЯНИЯ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ ДЛИННЫХ ЛИНИЙ

10.1. ПРОЦЕССЫ В МНОГОПРОВОДНЫХ ЛИНИЯХ

При рассмотрении взаимного влияния между двумя цепями линий связи необходимо учитывать наличие других цепей, которые, в отличие от влияющей — первой и подверженной влиянию — второй, принято называть *третьими цепями*. Такими цепями являются фантомные, пикаровские, суперпикаровские и однопроводные цепи (рис. 10.1). Третьи цепи имеются даже в том случае,

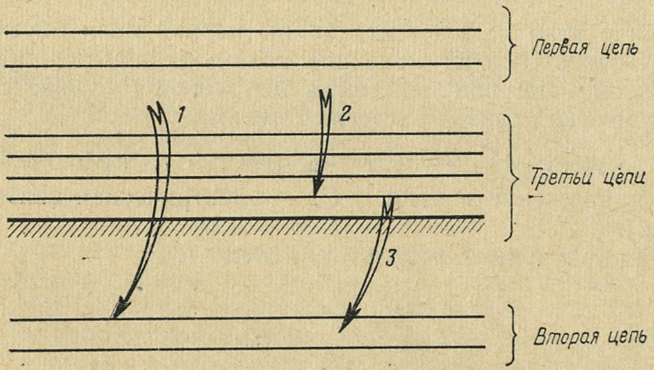


Рис. 10.1. Схема влияния в многопроводной линии

когда линия связи состоит только из двух физических цепей, как например одночетверочный кабель. С фактом существования третьих цепей нельзя не считаться независимо от того, используются или не используются эти цепи для передачи. Даже уединенные двухпроводные цепи воздушных линий связи не свободны от влияния земли за счет неодинаковой емкости и изоляции проводов по отношению к земле и неравенства продольных сопротивлений проводов. Поэтому исследование влияния между цепями линий связи сводится к решению задачи о взаимных влияниях между двумя цепями в присутствии третьих цепей. При этом под третьими цепями понимают все многообразие физических и искусственных цепей, образуемых соседними проводниками, включая экраны, металлические оболочки и землю.

Падение напряжения на бесконечно малом участке dx первой цепи складывается из падения напряжения на его продольном сопротивлении и суммы напряжений, наводимых на нем токами всех остальных цепей:

$$-dU_1 = I_1(R_1 + \mathrm{i}\,\omega L_1)\,dx + I_2 M_{12} dx + \ldots + I_n M_{1n} dx,$$

где I_i — ток в цепи i; M_{ij} — магнитная связь между цепями i и j.

Подобным образом получается выражение для падения напряжения на элементе длины других цепей. Обобщая полученный результат имеем

$$-\frac{dU_i}{dx} = \sum_{j=1}^{n} I_j Z_{ij}, \tag{10.1}$$

где

$$Z_{ij} = M_{ij} = r_{ij} + \mathrm{i}\,\omega m_{ij}, \quad \text{Ом/м},$$
$$Z_{ii} = R_i + \mathrm{i}\,\omega L_i,$$
$$i,\ j = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots,\ n.$$

Изменение тока на элементе длины первой цепи обусловливается как утечкой за счет конечной величины поперечного сопротивления этой цепи под действием напряжения в ней, так и за счет электрических связей с другими цепями:

$$-dI_1 = U_1(G_1 + \mathrm{i}\,\omega C_1)\,dx + (U_1 - U_2)C_{12}dx + \ldots + (U_1 - U_n)C_{1n}dx,$$

где U_i — напряжение в цепи i; C_{ij} — электрическая связь между цепями i и j.

Обобщая полученный результат, имеем

$$-\frac{dI_i}{dx} = \sum_{j=1}^{n} U_j Y_{ij}, \tag{10.2}$$

где

$$Y_{ij} = C_{ij} = g_{ij} + \mathrm{i}\,\omega c_{ij},$$
$$Y_{ii} = G_i + \mathrm{i}\,\omega C_i.$$

Системы ур-ний (10.1) и (10.2) называют *обобщенными телеграфными уравнениями*. Это название обусловлено тем, что случай уединенной двухпроводной цепи ($Z_{ij} = Y_{ij} = 0$) является в отношении рассмотренной системы из трех цепей частным, при котором ур-ния (10.1) и (10.2) сводятся к известным волновым уравнениям, характеризующим передачу энергии по уединенной цепи:

$$\left.\begin{aligned} -\frac{dU_i}{dx} &= I_i Z_i, \\ -\frac{dI_i}{dx} &= U_i Y_i. \end{aligned}\right\} \tag{10.3}$$

Эти уравнения тождественны телеграфным ур-ниям (3.7) и (3.8). Таким образом, в случае многопроводной линии, состоящей из n проводников, получается $2n$ дифференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами (10.1) и (10.2). Эта система может быть преобразована в систему из n уравнений второго порядка типа

$$\frac{d^2U_i}{dx^2} = \sum_{j=1}^{n} \gamma_{ij}^2 U_j, \tag{10.4}$$

где $\gamma_{ij}^2 = Z_{ij} Y_{ij}$, $i = 1, 2, \ldots, n$, $j=1,2, \ldots, n$.

Решение системы уравнений типа (10.4) в общем виде, учитывая, что разные цепи имеют разные параметры передачи и влияния и что электромагнитные связи вдоль линии изменяются по различным законам, настолько громоздко, что практически совершенно непригодно для инженерных расчетов. Значительное упрощение расчетов и получение численных решений может быть достигнуто в предположении слабых связей между отдельными цепями в пучке. При этом имеется возможность решения задачи в достаточно общем виде, а именно — в предположении произвольного функционального закона распределения связей между цепями, т. е. рассматривается практически имеющий место случай, когда связи вдоль линии изменяются по каким-то законам, причем это распределение может быть произвольной функцией длины.

В соответствии с вышесказанным решение обобщенных телеграфных уравнений производим при предположениях, что отсутствуют: обратное влияние со стороны цепи, подверженной влиянию, и третьих цепей на влияющую цепь; обратное влияние со стороны цепи, подверженной влиянию, на третьи цепи; влияние между разными третьими цепями, а также влияющая и подверженная влиянию цепи замкнуты по концам на согласованные нагрузки. Допущение об отсутствии обратного влияния подверженной влиянию цепи на влияющую цепь безусловно справедливо при влиянии линии электропередачи на цепи линий связи и достаточно близко к действительному при влиянии между симметричными цепями или симметричной и несимметричными цепями линий связи. При влиянии между несимметричными цепями линий связи такое допущение вносило бы значительные погрешности, но, как известно, несимметричные цепи для передачи информации по кабельным и воздушным линиям не используются. Второе из указанных допущений, строго говоря, менее обосновано, так как третьи цепи, как правило, бывают несимметричными. Основанием для принятия этого допущения может до некоторой степени являться представление всех третьих цепей в виде эквивалентной цепи введением понятия о пучке проводов.

Предположение о том, что взаимовлияющие (первая и вторая) цепи замкнуты на волновые сопротивления соответствует практически наиболее распространенному случаю. Дополнительное влияние, возникающее в случае неполного согласования нагрузок основных цепей, рассматривается отдельно в гл. 11. При этих предположениях решение задачи сводится к решению системы обобщенных телеграфных уравнений, описывающих процессы в трех цепях: влияющей, подверженной влиянию и третьей цепи. Так как рассматривается линейная задача, найдем решения отдельно для непосредственного влияния и влияния через третьи цепи. Результирующее влияние будет равно их сумме. Учитывая сделанные выше предположения, напишем дифференциальные уравнения, связывающие токи и напряжения в системе трех цепей:

$$\frac{dI_1}{dx} + U_1 Y_1 = 0; \quad \frac{dU_1}{dx} + I_1 Z_1 = 0, \tag{10.5}$$

$$\frac{dI_3}{dx} + U_3 Y_3 - U_1 C_{13}(x) = 0; \quad \frac{dU_3}{dx} + I_3 Z_3 + I_1 M_{13}(x) = 0, \tag{10.6}$$

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dI_2}{dx} + U_2 Y_2 - U_3 C_{32}(x) - U_1 C_{12}(x) = 0, \\ &\frac{dU_2}{dx} + I_2 Z_2 + I_3 M_{32}(x) + I_1 M_{12}(x) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{10.7}$$

Система ур-ний (10.5) связывает напряжения и токи во влияющей цепи, система ур-ний (10.6) определяет влияние первой цепи на третью, а система ур-ний (10.7) — суммарное влияние первой и третьей цепей на вторую. При замыкании конца первой цепи на согласованную нагрузку ур-ния (10.5) выражают закон распределения энергии вдоль цепи, т. е.

$$U_1 = U_1(0) e^{-\gamma_1 x}; \quad I_1 = U_1 / Z_{в1},$$

где $U_1(0)$ — напряжение в начале первой цепи; γ — коэффициент распространения влияющей цепи, 1/м; x — координата вдоль кабеля, м.

Для решения системы ур-ний (10.6) продифференцируем второе уравнение по x:

$$(d^2U_3/dx^2) + (dI_3/dx) Z_3 = -(dI_1/dx) M_{13}(x) - (dM_{13}(x)/dx) I_1$$

и, подставив в полученное выражение значение dI_3/dx из первого уравнения этой системы и значение dI_1/dx из системы ур-ний (10.5), получим

$$(d^2U_3/dx^2) - U_3 Z_3 Y_3 + U_1 Z_3 C_{13}(x) = U_1 Y_1 M_{13}(x) - I_1 (dM_{13}(x)/dx).$$

Учитывая, что $Z_3Y_3=\gamma^2{}_3$, и обозначая $f_{13}(x)=U_1[M_{13}(x)Y_1 - C_{13}(x)Z_3]-I_1(dM_{13}(x)/dx)$, получим

$$\frac{d^2U_3}{dx^2}-U_3\gamma_3^2=f_{13}(x). \tag{10.8}$$

Решение этого неоднородного уравнения состоит из его частного решения и общего решения однородного уравнения. Общее решение однородного уравнения, как известно, имеет вид $U'_3=Ae^{\gamma_3 x}+Be^{-\gamma_3 x}$, где A и B — постоянные интегрирования, определяемые из условий нагрузки концов третьей цепи. Частное решение может быть получено по формуле

$$U''_3=\frac{1}{a}\int_0^x f_{13}(u)\left(e^{-\gamma_3 x}e^{\gamma_3 u}-e^{\gamma_3 x}e^{-\gamma_3 u}\right)du=-\frac{2}{a}\int_0^x f_{13}(u)\operatorname{sh}\gamma_3(x-u)\,du.$$

Коэффициент a найдем по формуле

$$a=\frac{e^{-\gamma_3 x}}{e^{\gamma_3 x}\int\frac{dx}{e^{2\gamma_3 x}}}=-2\gamma_3,$$

следовательно,

$$U''_3=\frac{1}{\gamma_3}\int_0^x f_{13}(u)\operatorname{sh}\gamma_3(x-u)\,du.$$

Аналогично общее решение однородного уравнения для тока имеет следующий вид:

$$I'_3=[-A\,e^{\gamma_3 x}+B\,e^{-\gamma_3 x}]\frac{1}{Z_{в3}}.$$

Для получения частного решения неоднородного уравнения используем второе уравнение системы (10.6):

$$I''_3=-(1/Z_3)\frac{dU''_3}{dx}-\frac{M_{13}(x)}{Z_3}I_1.$$

Дифференцируя по параметру частное решение для U''_3, получим

$$\frac{dU''_3}{dx}=\int_0^x f_{13}(u)\operatorname{ch}\gamma_3(x-u)\,du,$$

следовательно,

$$I''_3=-\frac{1}{Z_3}\int_0^x f_{13}(u)\operatorname{ch}\gamma_3(x-u)\,du-\frac{M_{13}(x)}{Z_3}I_1.$$

Раскроем значение $f_{13}(u)$ в уравнении для U''_3:

$$U_3'' = \frac{1}{\gamma_3}\int\limits_0^x \left[U_1 (M_{13}(x) Y_1 - C_{13}(x) Z_3) - I_1 \frac{dM_{13}(x)}{du}\right] \operatorname{sh} \gamma_3(x-u)\, du =$$

$$= \frac{1}{\gamma_3}\int\limits_0^x U_1 M_{13}(x) Y_1 \operatorname{sh} \gamma_3(x-u)\, du - \frac{1}{\gamma_3}\int\limits_0^x U_1 C_{13}(x) Z_3 \operatorname{sh} \gamma_3(x-u)\, du -$$

$$- \frac{1}{\gamma_3}\int\limits_0^x I_1 \frac{dM_{13}(x)}{du} \operatorname{sh} \gamma_3 (x-u)\, du.$$

Последний интеграл берется по частям:

$$1/\gamma_3 \int\limits_0^x I_1 \left(\frac{dM_{13}(x)}{du}\right) \operatorname{sh} \gamma_3 (x-u)\, du = -(1/\gamma_3)\, I_1(0)\, M_{13}(0) \operatorname{sh} \gamma_3 x -$$

$$-(1/\gamma_3) \int\limits_0^x \left(\frac{dI_1}{du}\right) M_{13}(x) \operatorname{sh} \gamma_3(x-u) du +$$

$$+ (1/\gamma_3) \int\limits_0^x I_1 \gamma_3 M_{13}(x) \operatorname{ch} \gamma_3(x-u)\, du.$$

Учитывая, что согласно системе ур-ний (10.5)

$$-(dI_1/du) = U_1 Y_1,$$

$$U_3'' = -(1/\gamma_3) \int\limits_0^x U_1 C_{13}(x) Z_3 \operatorname{sh} \gamma_3 (x-u)\, du - (1/\gamma_3) \int\limits_0^x I_1 \gamma_3 M_{13}(x) \operatorname{ch} \gamma_3 \times$$

$$\times (x-u)\, du + (1/\gamma_3)\, I_1(0)\, M_{13}(0) \operatorname{sh} \gamma_3 x.$$

Последнее слагаемое характеризует концевой эффект, которой может быть ликвидирован путем соответствующего экранирования, т. е. сведения к нулю связи $M_{13}(0)$. Поэтому последним слагаемым практически можно пренебречь.

Принимая во внимание, что $Z_3/\gamma_3 = Z_{в3}$, получим частное решение второго уравнения системы (10.6):

$$U_3''(x) = \int\limits_0^x [-U_1 Z_{в3} C_{13}(x) \operatorname{sh} \gamma_3(x-u) - I_1 M_{13}(x) \operatorname{ch} \gamma_3](x-u)] du. \quad (10.9)$$

Аналогично получается частное решение первого уравнения этой системы:

$$I_3''(x) = (1/Z_3) \int\limits_0^x [U_1 Z_3 C_{13}(x) \operatorname{ch} \gamma_3(x-u) + I_1 M_{13}(x)\, \gamma_3 \operatorname{sh} \gamma_3(x-u)]\, du.$$

Разделим и умножим последнее выражение на γ_3, тогда

$$I_3''(x) = (1/Z_{в3}) \int\limits_0^x [U_1 Z_{в3} C_{13}(x) \operatorname{ch} \gamma_3(x-u) + I_1 M_{13}(x) \operatorname{sh} \gamma_3(x-u)]\, du; \quad (10.10)$$

следовательно, решение системы ур-ний (10.6) имеет следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} U_3(x) &= A\,e^{\gamma_3 x} + B\,e^{-\gamma_3 x} + U_3''(x), \\ I_3(x) &= -(A/Z_{в3})\,e^{\gamma_3 x} + (B/Z_{в3})\,e^{-\gamma_3 x} + I_3''(x). \end{aligned}\right\} \quad (10.11)$$

При влиянии на длинных линиях третьи цепи можно считать нагруженными на свои волновые сопротивления, а при влиянии на коротких отрезках — практически разомкнутыми на концах.

Рассмотрим следующие случаи нагрузок третьей цепи: оба конца нагружены на волновое сопротивление; холостой ход на обоих концах; короткое замыкание на обоих концах; холостой ход на одном конце и короткое замыкание на другом конце.

Оба конца третьей цепи нагружены на волновые сопротивления. В этом случае между токами и напряжениями в начале и конце третьей цепи имеют место следующие соотношения:

$$U_3(0) = -I_3(0)\,Z_{в3}; \quad U_3(l) = I_3(l)\,Z_{в3}. \quad (10.12)$$

Кроме того, из ур-ний (10.9) и (10.10) следует, что $U''_3(0) = I''_3(0) = 0$. Тогда из ур-ний (10.11) с учетом соотношений (10.3) следует:

$$B = -\frac{U_3'(0) + I_3'(0)\,Z_{в3}}{2} = 0,$$

$$A = -\frac{U_3''(l) - I_3''(l)\,Z_{в3}}{2}\,e^{-\gamma_3 l}.$$

Поэтому

$$\left.\begin{aligned} U_3(x) &= -\frac{U_3''(l) - I_3''(l) Z_{в3}}{2}\,e^{-\gamma_3(l-x)} + U_3''(x) \\ I_3(x) &= \frac{U_3''(l) - I_3''(l)\,Z_{в3}}{2Z_{в3}}\,e^{-\gamma_3(l-x)} + I_3''(x) \end{aligned}\right\} \ldots \quad (10.13)$$

Оба конца третьей цепи на холостом ходу. В этом случае $I_3(0) = I_3(l) = 0$. Из ур-ний (10.11) получим

$$-A + B + I_3''(0)\,Z_{в3} = 0, \text{ т. е. } A = B;$$

$$-A\,e^{\gamma_3 l} + B\,e^{-\gamma_3 l} + I_3''(l) Z_{в3} = 0, \text{ т. е. } A = B = \frac{I_3''(l) Z_{в3}}{2\operatorname{sh}\gamma_3 l};$$

следовательно,

$$\left.\begin{aligned} U_3(x) &= \frac{I_3''(l) Z_{в3}}{\operatorname{sh}\gamma_3 l}\operatorname{ch}\gamma_3 x + U_3''(x), \\ I_3(x) &= -I_3''(l)\,\frac{\operatorname{sh}\gamma_3 x}{\operatorname{sh}\gamma_3 l} + I_3(x). \end{aligned}\right\} \quad (10.14)$$

Оба конца третьей цепи замкнуты накоротко. В этом случае $U_3(0) = U_3(l) = 0$. Из ур-ний (10.11)

$$A = B,$$

$$A e^{\gamma_3 x} - A e^{-\gamma_3 x} + U_3''(l) = 0, \text{ т. е. } A = -\frac{U_3''(l)}{2 \operatorname{sh} \gamma_3 l};$$

следовательно,

$$U_3(x) = \frac{U_3''(l) \operatorname{sh} \gamma_3 x}{\operatorname{sh} \gamma_3 l} + U_3''(x),$$

$$I_3(x) = \frac{I_3''(l) \operatorname{ch} \gamma_3 x}{\operatorname{sh} \gamma_3 l} + I_3''(x).$$

Левый конец третьей цепи замкнут накоротко, а правый разомкнут. В этом случае $U_3(0) = I_3(l) = 0$. Из ур-ний (10.11)

$$A + B = 0,$$

$$-A\left(e^{\gamma_3 l} + e^{-\gamma_3 l}\right) = -I_3''(l) Z_{в3}; \text{ т. е. } A = -B = \frac{I_3''(l) Z_{в3}}{2 \operatorname{ch} \gamma_3 l};$$

следовательно,

$$U_3(x) = \frac{I_3''(l) Z_{в3} \operatorname{sh} \gamma_3 x}{\operatorname{ch} \gamma_3 l} + U_3''(x),$$

$$I_3(x) = I_3''(l) \frac{\operatorname{ch} \gamma_3 x}{\operatorname{ch} \gamma_3 l} + I_3''(x).$$

Левый конец третьей цепи разомкнут, а правый замкнут накоротко. В этом случае $I_3(0) = U_3(l) = 0$. Из ур-ний (10.11)

$$A = B,$$

$$A e^{\gamma_3 l} + B e^{-\gamma_3 l} + U_3''(l) = 0, \text{ т. е. } A = B = -\frac{U_3''(l)}{2 \operatorname{ch} \gamma_3 l};$$

следовательно,

$$U_3(x) = -\frac{U_3''(l) \operatorname{ch} \gamma_3 x}{\operatorname{ch} \gamma_3 l} + U_3''(x),$$

$$I_3(x) = \frac{U_3''(l) \operatorname{sh} \gamma_3 x}{Z_{в3} \operatorname{ch} \gamma_3 l} + I_3''(x).$$

Решение системы ур-ний (10.7) производится аналогично решению системы ур-ний (10.6):

$$\frac{dI_2}{dx} + Y_2 U - C_{32} U_3 - C_{12} U_1 = 0; \quad \frac{dU_2}{dx} + Z_2 I_2 + M_{32} I_3 + M_{12} I_1 = 0,$$

$$\frac{d^2 U_2}{dx^2} + Z_2 \frac{dI_2}{dx} + M_{32} \frac{dI_3}{dx} + I_3 \frac{dM_{32}}{dx} + I_1 \frac{dM_{12}}{dx} + M_{12} \frac{dI_1}{dx} = 0,$$

$$\frac{d^2 U_2}{dx^2} - \gamma_2^2 U_2 = U_3 (M_{32} Y_3 - C_{32} Z_2) - I_3 \frac{dM_{32}}{dx} - U M_{32} C_{13} +$$

$$+ U_1 (M_{12} Y_1 - C_{12} Z_{12}) - I_1 \frac{dM_{12}}{dx} = f_{32}(x) + f_{132}(x) + f_{12}(x), \quad (10.15)$$

где $f_{32}(x)$ — функция, характеризующая непосредственное влияние третьей цепи на вторую; $f_{132}(x)$—функция, учитывающая, что напряжения и токи во влияющей третьей цепи зависят от токов и напряжений в первой цепи; $f_{12}(x)$ — функция, характеризующая непосредственное влияние первой цепи на вторую.

10.2. НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ ВЛИЯНИЕ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ

Решение для непосредственного влияния первой цепи на вторую получается аналогично решению для случая влияния первой цепи на третью:

$$\frac{d^2U_2}{dx^2} - \gamma_2^2 U_2 = U_1(M_{12}(x)Y_1 - C_{12}(x)Z_2) - I_1\frac{dM_{12}(x)}{dx},$$

$$U_2(x) = A' e^{\gamma_2 x} + B' e^{-\gamma_2 x} + U_2'(x),$$

$$I_2(x) = \frac{-A'}{Z_{в2}} e^{\gamma_2 x} + \frac{B}{Z_{в2}} e^{-\gamma_2 x} + I_2'(x),$$

где A' и B' — постоянные интегрирования, определяемые из условий нагрузки концов второй цепи; $I'_2(x)$, $U'_2(x)$ — частные решения уравнений для тока и напряжения.

Поскольку концы второй цепи предполагаются замкнутыми на волновые сопротивления, то постоянные интегрирования определяются аналогично (10.12):

$$U_2(x) = -\frac{U_2'(l) - I_2'(l)Z_{в2}}{2} e^{-\gamma_2(l-x)} + U_2'(x),$$

$$I_2(x) = \frac{U_2'(l) - I_2'(l)Z_{в2}}{2Z_{в2}} e^{-\gamma_2(l-x)} + I_2'(x).$$

Найдем напряжения в конце и начале второй цепи:

$$U_2(l) = \frac{U_2'(l) + I_2'(l)Z_{в2}}{2},$$

$$U_2(0) = -\frac{U_2'(l) - I_2'(l)Z_{в2}}{2} e^{-\gamma_2 l}.$$

Величины, входящие в последние выражения, определяются из ур-ний вида (10.9) и (10.10) подстановкой $x=l$:

$$U_2'(l) = -\int_0^l [Z_{в2}C_{12}(u)\,U_1 \operatorname{sh}\gamma_2(l-u) + M_{12}(u)\,I_1 \operatorname{ch}\gamma_2(l-u)\,du,$$

$$I_2'(l) = \frac{1}{Z_{в2}}\int_0^l [Z_{в2}C_{12}(u)\,U_1 \operatorname{ch}\gamma_2(l-u) + M_{12}(u) I_1 \operatorname{sh}\gamma_2(l-u)\,du.$$

В результате несложных преобразований выражения для напряжения на дальнем и ближнем концах второй цепи приводятся к следующему виду:

$$\left.\begin{aligned} U_2(l) &= \frac{U_1(0)\,e^{-\gamma_2 l}}{2}\int_0^l F_{12}(u)\,e^{-(\gamma_1-\gamma_2)u}\,du, \\ U_2(0) &= \frac{U_1(0)}{2}\int_0^l N_{12}(u)\,e^{-(\gamma_1+\gamma_2)u}\,du, \end{aligned}\right\} \tag{10.16}$$

где $F_{12}(u) = Z_{в2}C_{12}(u) - (M_{12}(u)/Z_{в1})$ — электромагнитная связь на дальний конец между цепями *1* и *2*, 1/м; $N_{12}(u) = Z_{в2}C_{12}(u) + (M_{12}(u)/Z_{в1})$ — то же, на ближний конец, 1/м.

Как уже отмечалось выше, $N_{12}(u)$ и $F_{12}(u)$ — функции распределения связей по длине, которые могут иметь произвольный характер. Рассмотрим на основе выражений (10.16) некоторые частные случаи функций распределения связей по длине, а именно: сосредоточенную связь, равномерно распределенную связь (характерна для нескрещенных цепей воздушных линий связи), представление закона распределения связей в виде разложения в ряд Фурье. В случае сосредоточенной связи влияние на ближний конец характеризуется следующим выражением:

$$N_{12} = \frac{U_2(0)}{U_1(0)} = \frac{N_{12}(x)}{2}\,e^{-(\gamma_1+\gamma_2)x}, \tag{10.17}$$

где x — расстояние от начала линии до места сосредоточенной связи. Выражение (10.17) можно представить в следующем виде:

$$N_{12} = \frac{N_{12}(x)}{2}\,e^{-(\alpha_1+\alpha_2)x - i(\beta_1+\beta_2)x} = \frac{N_{12}(x)}{2}\,e^{-(\alpha_1+\alpha_2)x}\,[\cos(\beta_1+\beta_2)x + i\sin(\beta_1+\beta_2)x].$$

Таким образом, электромагнитная связь при влиянии на ближний конец является комплексной величиной (вектором), модуль которой в зависимости от частоты изменяется по экспоненциальному закону ($e^{-(\alpha_1+\alpha_2)x}$), а фазовый угол зависит от коэффициента фазы и расстояния от начала линии до места сосредоточенной связи. Примерный вид частотной характеристики вектора электромагнитной связи на ближний конец при наличии сосредоточенной связи, имею-

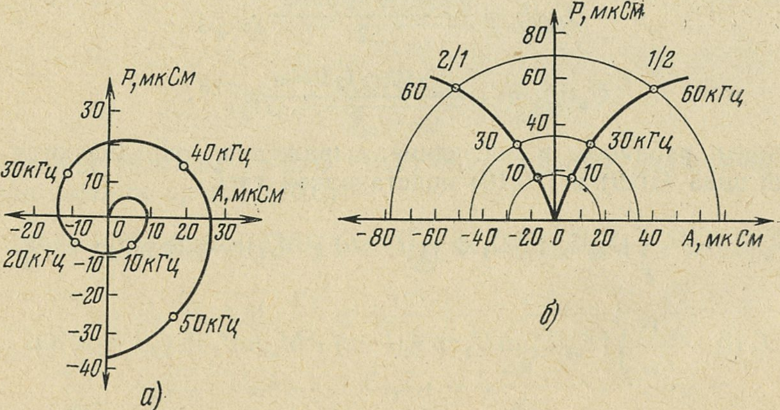


Рис. 10.2. Годограф электромагнитной связи непосредственного влияния:
а) на ближний конец; *б*) на дальний конец

щей реактивный характер, представлен на рис. 10.2*а*. Частотная характеристика векторов электромагнитной связи называется *годографом*.

Влияние на дальний конец в случае сосредоточенной связи характеризуется следующим выражением:

$$F_{12}=\frac{U_2(l)}{U_1(0)\,\mathrm{e}^{-\gamma_2 l}}=\frac{F_{12}(x)}{2}\,\mathrm{e}^{-(\gamma_1-\gamma_2)(l-x)}. \qquad (10.18)$$

При влиянии между одинаковыми цепями ($\gamma_1=\gamma_2=\gamma$) $F_{12}=F_{12}(x)/2$. В общем случае выражение (10.18) может быть представлено как

$$F_{12}=\frac{F_{12}(x)}{2}\,\mathrm{e}^{-(l-x)(\alpha_1-\alpha_2)-\mathrm{i}(l-x)(\beta_1-\beta_2)}=\frac{F_{12}(x)}{2}\,\mathrm{e}^{-(l-x)(\alpha_1-\alpha_2)}\times$$

$$\times\left[\cos(l-x)(\beta_1-\beta_2)+\mathrm{i}\sin(l-x)(\beta_1-\beta_2)\right].$$

Поскольку в высокочастотных кабелях коэффициенты затухания всех цепей обычно одинаковы ($\alpha_1=\alpha_2=\alpha$), а коэффициенты фазы разных цепей несколько отличаются из-за различных шагов скрутки ($\beta_1\neq\beta_2$), то в этом случае

$$F_{12}=\frac{F_{12}(x)}{2}\left[\cos(l-x)(\beta_1-\beta_2)+\mathrm{i}\sin(l-x)(\beta_1-\beta_2)\right].$$

Примерный вид частотной характеристики электромагнитной связи на дальний конец при наличии сосредоточенной связи, имеющей реактивный характер, показан на рис. 10.2*б*. Из последнего выражения и рис. 10.2*б* видно, что при перемене местами взаимовлияющих цепей знак у активной составляющей связи изменяется на противоположный. Это явление получило название *эффекта перестановки*:

$$F_{21}=\frac{F_{12}(x)}{2}\left[\cos(l-x)(\beta_2-\beta_1)+\mathrm{i}\sin(l-x)(\beta_2-\beta_1)\right].$$

Вследствие четности функции cos и нечетности функции sin этот эффект проявляется в изменении знака у активной составляющей связи в предположении, что $F_{12}(x)=\mathrm{i}\,\omega[c_{12}-(m_{12}/Z^2_{\text{в}})]$, т. е. имеет реактивный характер. При наличии активных составляющих $F_{12}(x)$ перестановка наблюдается и у реактивной составляющей связи.

В случае равномерно распределенной связи влияние на ближний конец характеризуется следующим выражением:

$$N_{12}=\frac{N_{12\text{п}}}{2}\int\limits_0^l \mathrm{e}^{-(\gamma_1+\gamma_2)x}\,dx=N_{12\text{п}}\,\frac{1-\mathrm{e}^{-(\gamma_1+\gamma_2)l}}{2(\gamma_1+\gamma_2)}=\frac{N_{12\text{п}}}{2(\gamma_1+\gamma_2)}\times$$

$$\times\left\{1-\mathrm{e}^{-(\alpha_1+\alpha_2)l}\left[\cos(\beta_1+\beta_2)l-\mathrm{i}\sin(\beta_1+\beta_2)l\right\}\right.,$$

где $N_{12\text{п}}$ — погонная величина связи, 1/м.

При влиянии между одинаковыми цепями ($\gamma_1=\gamma_2=\gamma$)

$$N_{12}=\frac{N_{12\text{п}}}{4\gamma}\left[1-\mathrm{e}^{-2\alpha l}(\cos 2\beta l-\mathrm{i}\sin 2\beta l)\right].$$

В предположении реактивного характера электромагнитной связи $N_{12\text{п}}=$ $=\mathrm{i}\,\omega[c_{12}+(m_{12}/Z^2_{\text{в}})]$, и учитывая, что $\beta\gg\alpha$, т. е. $\gamma\approx\mathrm{i}\,\beta$, а $\beta=\omega\sqrt{LC}$, получим

$$N_{12}=\frac{c_{12}+\dfrac{m_{12}}{Z^2_{\text{в}}}}{4\sqrt{LC}}\left[1-\mathrm{e}^{-2\alpha l}(\cos 2\beta l-\mathrm{i}\sin 2\beta l)\right].$$

Характер зависимости электромагнитной связи на ближний конец от длины линии при равномерном распределении связей представлен на рис. 10.3.

В соответствии с выражением (9.22) в случае одинаковых цепей переходное затухание на ближнем конце

$$A_0 = 20 \lg \left| \frac{2}{N_{12}} \right| .$$

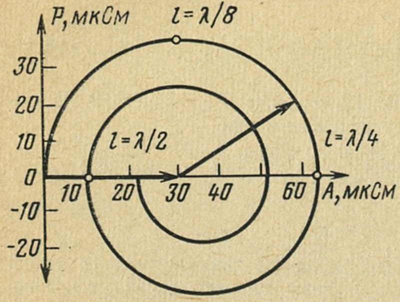


Рис. 10.3. Зависимость электромагнитной связи при влиянии на ближний конец от длины линии при равномерном распределении связей

При равномерном распределении связей

$$A_0 = 20 \lg \frac{2}{T \left| 1 - e^{-2\alpha l} (\cos 2\beta l - i \sin 2\beta l) \right|}$$

где

$$T = \frac{c_{12} + \frac{m_{12}}{Z_в^2}}{4 \sqrt{LC}} .$$

Полагая приближенно $\beta = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны передаваемой частоты, получим

$$A_0 = 20 \lg \frac{20}{T \left| 1 - e^{-2\alpha l} \left(\cos 4\pi \frac{l}{\lambda} - i \sin 4\pi \frac{l}{\lambda} \right) \right|} .$$

Следовательно, при постоянной частоте величина A_0 изменяется волнообразно, достигая максимумов при $l = n(\lambda/2)$, так как при этом $(1 - e^{2\gamma l}) < 1$ и достигая минимумов при $l = (2n-1)\frac{\lambda}{4}$, так как при этом $(1 - e^{2\gamma l}) > 1$, где n — целое положительное число (рис. 10.4). По мере роста длины линии за счет уменьшения величины $e^{-2\alpha l}$ колебательный характер изменения $A_0 = f(l)$ постепенно сглаживается и величина A_0 становится постоянной $A_{0\infty} = 20 \lg \frac{2}{T}$. Поскольку $\lambda = v/f$, где v — скорость распространения энергии по цепи, то $\beta = 2\pi f/v = \omega/v$. Следовательно,

$$A_0 = 20 \lg \frac{2}{T \left| 1 - e^{-2\alpha l} \left(\cos 4\pi \frac{f}{v} l - i \sin 4\pi \frac{f}{v} l \right) \right|} .$$

Из последнего выражения следует, что зависимость A_0 от частоты при постоянной длине линии l также имеет волнообразный характер. При этом на так называемых критических частотах $f_{кр} = k \frac{v}{4l}$ наблюдаются максимумы $(k = 2n) A_{0\,макс}$ и минимумы $(k = 2n+1) A_{0\,мин}$ (рис. 10.5).

Влияние на дальний конец при равномерном распределении связей характеризует выражение

$$F_{12} = \frac{F_{12п}}{2} \int_0^l e^{-(\gamma_1 - \gamma_2) x} dx = F_{12п} \frac{1 - e^{-(\gamma_1 - \gamma_2) l}}{2(\gamma_1 - \gamma_2)} = \frac{F_{12п}}{2(\gamma_1 - \gamma_2)} \times$$

$$\times \left\{ 1 - e^{-(\alpha_1 - \alpha_2) l} [\cos(\beta_1 - \beta_2) l - i \sin(\beta_1 - \beta_2) l] \right\}, \qquad (10.19)$$

где $F_{12п}$ — погонная величина связи, 1/м. Для упрощения обозначим

$$\frac{F_{12}}{2\,(\gamma_1-\gamma_2)}\,D,\ (\alpha_1-\alpha_2)\,l=\Delta\alpha\,l,\ (\beta_1-\beta_2)\,l=\Delta\beta\,l,$$

тогда последнее выражение перепишется так:

$$F_{12}=D\left(1-\mathrm{e}^{-\Delta\alpha l}\cos\Delta\beta\,l\right)+\mathrm{i}\,D\,\mathrm{e}^{-\Delta\alpha l}\sin\Delta\beta\,l.$$

В этом случае влияние со второй цепи на первую характеризуется выражением

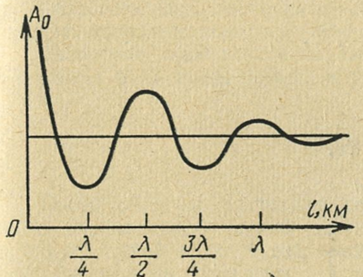


Рис. 10.4. Зависимость переходного затухания на ближнем конце от длины линии при равномерном распределении связей

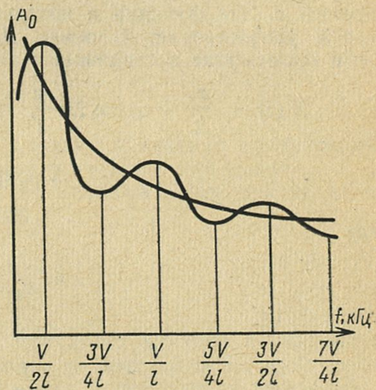


Рис. 10.5. Частотная зависимость переходного затухания на ближнем конце при равномерном распределении связей

$$F_{21}=D\left(\mathrm{e}^{\Delta\alpha l}\cos\Delta\beta\,l-1\right)+\mathrm{i}\,D\,\mathrm{e}^{\Delta\alpha l}\sin\Delta\beta\,l. \tag{10.20}$$

Сравнение выражений (10.19) и (10.20) показывает, что вектор электромагнитной связи на дальний конец как в случае влияния первой цепи на вторую, так и второй цепи на первую, является суммой двух векторов, один из которых направлен вдоль действительной оси (рис. 10.6), а второй вращается

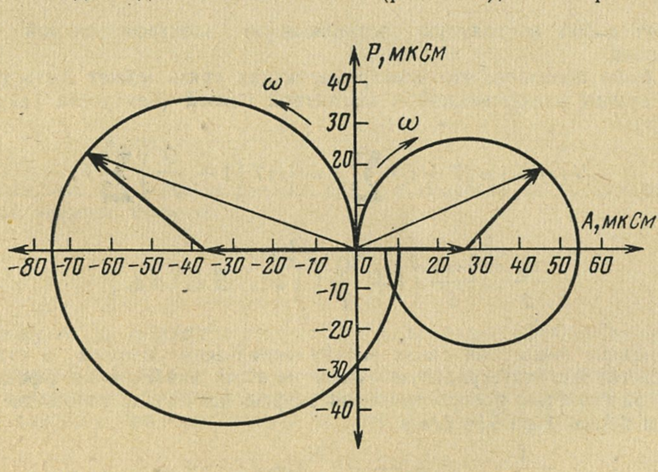


Рис. 10.6. Годограф электромагнитной связи на дальний конец при равномерном распределении связей

вокруг вершины первого с линейной зависимостью от частоты $-\Delta\beta l$ и равен $De^{\pm\Delta\alpha l}$. В случае одинаковых цепей $F_{12}=(F_{12п}/2)l$, т. е. влияние на дальний конец становится систематическим (пропорциональным длине линии).

Сложные законы распределения связей вдоль линии удобно представить в виде ряда Фурье. К такому представлению удобно прибегать, например, при рассмотрении связей между скрученными цепями в симметричных кабелях, а также при влиянии между скрещенными цепями воздушных линий связи. Параметр влияния на ближний конец $N(z)$ является функцией расстояния от начала отсчета z. Эта функция в интервале $0\leqslant z\leqslant l$, где l — длина взаимовлияющих цепей, удовлетворяет условиям Дирихле и поэтому может быть разложена на этом промежутке в сходящийся ряд типа

$$N(z) = \frac{a_0}{2} + a_1\cos 2\pi\frac{z}{l} + a_2\cos 4\pi\frac{z}{l} + \ldots + b_1\sin 2\pi\frac{z}{l} + b_2\sin 4\pi\frac{z}{l} + \ldots,$$

где

$$a_0 = \frac{2}{l}\int\limits_0^l N(z)\,dz,$$

$$a_i = \frac{2}{l}\int\limits_0^l N(z)\cos 2\pi i\frac{z}{l}\,dz,$$

$$b_i = \frac{2}{l}\int\limits_0^l N(z)\sin 2\pi i\frac{z}{l}\,dz.$$

Таким образом, сложный закон распределения величин связей вдоль линии сводится к сумме постоянной составляющей и ряда гармонических составляющих. Из теории рядов Фурье следует, что постоянный член ряда $\frac{a_0}{2}=\frac{1}{l}\int\limits_0^l N(z)\,dz$ представляет собой постоянную составляющую электромагнитной связи на ближний конец.

Выше было показано, что электромагнитная связь может быть представлена в виде суммы электрической и магнитной связей (без учета активных составляющих):

$$N(z) = \mathrm{i}\,\omega(T+Q)\sum k = \mathrm{i}\,\omega T\left(1+\frac{Q}{T}\right)\sum k,$$

т. е.

$$\frac{a_0}{2} = \frac{\mathrm{i}\,\omega T}{l}\left(1+\frac{Q}{T}\right)\int\limits_0^l k(z)\,dz = \mathrm{i}\,\omega k_0.$$

Коэффициент емкостной связи между основными цепями в строительных длинах представляет интегральную сумму местных значений коэффициентов емкостной связи с учетом распространения энергии от начала линий до места связи по обеим цепям. При $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$

$$k_1 = \int\limits_0^l k_1(z)\,e^{-2\gamma z}\,dz,$$

где $k_1(z)$ — коэффициент емкостной связи в точке с координатой z, 1/м. Учитывая, что $k_1(z)=\frac{T}{Z_в}\,k(z)$ и что при тональной частоте $e^{-2\gamma z}\approx 1$, получим

$$k_1=\frac{T}{Z_в}\int\limits_0^l k(z)\,dz$$

и

$$\frac{a_0}{2}=\frac{i\,\omega\,k_1Z_в}{l}\left(1+\frac{Q}{T}\right).$$

Следовательно, постоянная составляющая параметра влияния на ближний конец пропорциональна величине емкостной связи в строительной длине.

Частотная зависимость параметра влияния на ближний конец при $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$ может быть представлена в следующем виде:

$$N(\omega)=\sum_{i=0}^{\infty}\int\limits_0^l N_i(z)\,e^{-2\gamma z}\,dz.$$

Таким образом, частотная характеристика параметра влияния на ближний конец определяется суммой характеристик, каждое из слагаемых которой соответствует одной из составляющих разложения в ряд Фурье закона распределения. Рассмотрим отдельно частотные характеристики, обусловленные постоянной и гармоническими составляющими. Частотная характеристика, соответствующая постоянной составляющей закона распределения связей, выражается формулой

$$N_0(\omega)=\int\limits_0^l N_0(z)\,e^{-2\gamma z}\,dz,$$

где

$$N_0(z)=\frac{a_0}{2}=\frac{i\,\omega\,k_1\,(1+q_1)\,Z_в}{l},$$

$$q_1=\frac{Q}{T};$$

следовательно,

$$N_0(\omega)=\frac{i\omega\,k_1Z_в\,(1+q_1)\,(1-e^{-2\gamma l})}{2\gamma\,l}.$$

Учитывая, что $2\gamma l\approx 2i\beta l$ и $\beta=\omega/v$, где v — скорость распространения электромагнитной энергии, получим

$$N_0(\omega)\approx\frac{vk_1\,(1+q_1)\,(1-e^{-2\gamma l})\,Z_в}{2l}.$$

Поскольку $A_{0\,мин}=20\lg\frac{2}{|\,N_{0\,макс}(\omega)\,|}$, нетрудно установить зависимость между величиной емкостной связи в строительной длине и переходным затуханием при влиянии на ближний конец, обусловленным постоянной составляющей параметра влияния, при критической частоте $f'_{кр}=v(2k+1)/4l$, $k=0,\ 1,\ 2\ldots$

$$A_{0\,мин}=20\lg\frac{2l}{vk_1\,(1+q_1)\,Z_в}\approx 20\lg\frac{l}{vk_1Z_в}. \qquad (10.21)$$

Так как k_1/l представляет собой погонный коэффициент емкостной связи, то из ф-лы (10.21) следует, что минимальная величина переходного затухания не зависит от протяженности строительной длины, но в зависимости от строительной длины кабеля минимальные значения переходного затухания при влиянии на ближний конец будет иметь место при разных частотах.

Таким образом, наличие систематической связи вызывает в характеристике переходного затухания при влиянии на ближний конец минимумы при частотах $f'_{кр}$.

Рассмотрим частотную зависимость величин связей, обусловленную косинусоидальной составляющей:

$$N_{a_i}(\omega) = \int\limits_0^l N_{a_i}(z)\, e^{-2\gamma z}\, dz = \frac{2\gamma\alpha_i}{4\gamma^2 + \omega_0^2}\left(1 - e^{-2\gamma l}\right),$$

где

$$\omega_0 = 2\pi \frac{i}{l},$$

$$a_i = \frac{2i\,\omega\, T\,(1 + q_1)}{l} \int\limits_0^l k(z) \cos 2\pi i \frac{z}{l}\, dz = i\,\omega\, k_{ai}.$$

При высоких частотах $\beta \gg \alpha$, поэтому положим $\gamma \approx i\beta = i(\omega/v)$; тогда

$$N_{a_i}(\omega) = -a_i v\, e^{-i\frac{\omega}{v} l} \frac{\omega \sin \omega \frac{l}{v}}{\frac{\omega_0^2 v^2}{4} - \omega^2}.$$

Модуль этого выражения равен

$$\left| N_{a_i}(\omega) \right| = \frac{v \sin \frac{\pi i}{t}}{1 - t^2} k_{a_i},$$

где $t = \omega_0 v / 2\omega$. Максимальные значения связей

$$\left| N_{a_i}(\omega) \right|_{макс} = \pm \frac{\pi i v}{2} k_{a_i}$$

имеют место при $t = 1$ или в непосредственной близости от него (например, в случае $i = 1$ одно из максимальных значений получается при $t = 0{,}74$, в случае $i = 2$ — при $t = 0{,}9$). Следовательно, минимальные значения переходного затухания на ближний конец имеют место при частоте $f = iv/2l$, где i — число периодов закона распределения связей, укладывающихся на строительной длине l.

Частотная зависимость величин связей, обусловленная синусоидальной составляющей, имеет следующий вид:

$$N_{b_i}(\omega) = b_i \frac{\frac{\omega_0 v^2}{2} e^{-i\frac{\omega}{v} l} \sin \frac{\omega}{v} l}{\frac{\omega_0^2 v^2}{4} - \omega^2},$$

где

$$b_i = \frac{2i\,\omega\, T\,(1 + q_1)}{l} \int\limits_0^l k(z) \sin 2\pi i \frac{z}{l}\, dz = i\,\omega\, k_{b_i},$$

следовательно,

$$| N_{b_i}(\omega) | = tv \frac{\sin \frac{\pi i}{t}}{1 - t^2} k_{b_i}.$$

Так же, как и в рассмотренном выше случае, минимальные значения A_0, имеют место при $t=1$, т. е. при частотах $f=iv/2l$.

Таким образом, переменные составляющие в распределении связей по длине линии вызывают снижение переходного затухания на ближний конец при частотах $f=iv/2l$, причем величина переходного затухания составляет

$$A^{\sim}_{0\,мин} = 20\lg \frac{4}{\pi\, ivk_i}. \tag{10.22}$$

Переходное затухание на ближний конец в случае, когда связь одинакова вдоль всей линии, может быть представлено следующим образом:

$$A^{=}_{0\,мин} = 20\lg \frac{2}{vk_0}, \tag{10.23}$$

где $k_0=(1+q_1)k_1 Z_в/l$.

Сравнение ф-л (10.22) и (10.23) позволяет сделать следующие выводы:

одинаковые амплитудные значения постоянной составляющей ($a_0/2=i\omega k_0$) и переменных составляющих ($a_i=i\omega k a_i$ или $b_i=i\omega k b_i$) законов распределения электромагнитной связи вдоль линии могут вызывать примерно одинаковые минимальные величины переходного затухания на ближний конец;

если при более высокой частоте имеет место минимум переходного затухания на ближний конец, обусловленный действием переменной составляющей связи $A^{\sim}_{0мин}$ (чем больше i, т. е. меньше период кривой распределения связей), то $A^{\sim}$ по абсолютной величине будет меньше;

минимальная величина переходного затухания на ближний конец, вызванная равномерно распределенной связью $A^{=}_{0мин}$, не зависит от частоты, при которой этот минимум имеет место;

если при наличии систематической связи длина кабеля $l \leqslant v/4f$ или при наличии переменных составляющих связей $l \leqslant v/2f$, то в диапазоне частот $f_в \leqslant f$ минимальное значение переходного затухания на ближнем конце имеет место при высшей частоте $f_в$.

Из первого вывода следует, что переходное затухание на ближний конец в строительных длинах при высоких частотах не зависит от величины емкостной связи k_1. Дело в том, что амплитуды переменных составляющих в распределении электромагнитных связей по строительной длине значительно превосходят амплитуду систематической составляющей, и минимальное значение A_0 определяется первыми, тогда как величина k_1 характеризует только систематическую составляющую связи и не характеризует переменных составляющих.

Из этих выводов следует также слабая корреляция между k_1 и A_0 при малых величинах емкостных связей и сильная при больших значениях k_1. Это связано с тем, что при малых величинах k_1 влияние на ближний конец при высоких частотах определяется переменными составляющими распределения связей вдоль линии, так как в этом случае систематическая составляющая невелика, а при наличии больших величин k_1 имеет место значительная систематическая составляющая связи, которая и определяет величину переходного затухания на ближний конец.

10.3. ВЛИЯНИЕ ЧЕРЕЗ ТРЕТЬИ ЦЕПИ

Влияние на дальний конец через третьи цепи характеризуется ур-ниями (10.15). Сравнивая ур-ния (10.15) и (10.18), видим, что для получения решения системы (10.15) достаточно в ур-ниях (10.13) и (10.14) индекс «3» заменить на индекс «2». Так как практически вторая цепь бывает нагружена на волновые сопротивления, то напряжение переходного разговора на дальнем конце второй цепи согласно ф-лам (10.13) равно

$$U_2(l) = \frac{U_2''(l) + I_2''(l) Z_{в2}}{2}, \qquad (10.24)$$

где согласно ур-ниям (10.9) и (10.10)

$$\left.\begin{aligned} U_2''(l) &= -\int_0^l [Z_{в2} C_{32}(u) U_3 \operatorname{sh} \gamma_2(l-u) + M_{32}(u) I_3 \operatorname{ch} \gamma_2(l-u)]\, du, \\ I_2''(l) &= \frac{1}{Z_{в2}} \int_0^l [Z_{в2} C_{32}(u) U_3 \operatorname{ch} \gamma_2(l-u) + M_{32}(u) I_3 \operatorname{sh} \gamma_2(l-u)]\, du. \end{aligned}\right\} \qquad (10.25)$$

Подставляя в ф-лу (10.24) значения $U''_2(l)$ и $I''_2(l)$ из ур-ний (10.25), получим выражение для расчета напряжения от влияния через третьи цепи:

$$U_2(l) = \frac{e^{-\gamma_2 l}}{2} \int_0^l (Z_{в2} C_{32}(u)\, U_3 - M_{32}(x) I_3) e^{\gamma_2 u}\, du. \qquad (10.26)$$

Величины напряжений и токов во влияющей (третьей) цепи в случае согласованной нагрузки на ее концах определяются из ур-ний (10.13) с учетом (10.9) и (10.10):

$$U_3(x) = (e^{\gamma_3 x}/2) \int_0^l [Z_{в3} C_{13}(u) + (M_{13}(u)/Z_{в1})]\, U_1\, e^{-\gamma_3 t}\, dt + U_3''(x).$$

Если эквивалентную связь при влиянии на ближний конец между цепями *1* и *3* обозначить $[Z_{в3} C_{13}(t) + (M_{13}(t)/Z_{в1})] = N_{13}(t)$, то последнее выражение, учитывая ур-ние (10.7), запишется так:

$$U_3(x) = \frac{U_1(0)\, e^{\gamma_3 x}}{2} \int_0^l N_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_2)t}\, dt + U_3''(x). \qquad (10.27)$$

Сравнивая уравнения системы (10.13), напишем выражение для тока в конце второй цепи:

$$I_3(x) = -\frac{U_1(0)\, e^{\gamma_3 x}}{2 Z_{в3}} \int_0^l N_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_3)t}\, dt + I_3''(x). \qquad (10.28)$$

Подставляя выражения для $U_3(x)$ и $I_3(x)$ в ур-ние (10.26), найдем напряжение в конце подверженной влиянию цепи, возникающее вследствие влияния через третью цепь:

$$U_2(l) = -\frac{U_1(0)\, e^{-\gamma_2 l}}{4} \left[\int_0^l N_{32}(x)\, e^{(\gamma_2+\gamma_3)x}\, dx \int_0^l N_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_3)t}\, dt - \right.$$

$$- \int_0^l Z_{в2} C_{32}(x)\, e^{\gamma_2 x} \int_0^x N_{13}(t)\, e^{\gamma_3(x-t)}\, e^{-\gamma_1 t}\, dt + \int_0^l Z_{в2} C_{32}(x)\, e^{\gamma_2 x}\, dx \times$$

$$\times \int_0^x e^{-\gamma_3(x-t)} F_{13}(t)\, e^{-\gamma_1 t}\, dt - \int_0^l \frac{M_{32}(x)}{Z_{в3}} e^{\gamma_2 x}\, dx \int_0^x e^{\gamma_3(x-t)} N_{13}(t)\, e^{-\gamma_1 t} dt -$$

$$- \int_0^l \frac{M_{32}(x)}{Z_{в3}} e^{\gamma_2 x}\, dx \int_0^x e^{-\gamma_3(x-t)} F_{13}(t)\, e^{-\gamma_1 t}\, dt \Bigg] =$$

$$= \frac{U_1(0)\, e^{-\gamma_2 l}}{4} \left[\int_0^l N_{32}(x)\, e^{(\gamma_3+\gamma_2)x}\, dx \int_0^l N_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_3)t} dt + \right.$$

$$\left. + \int_0^l F_{32}(x)\, e^{(\gamma_2-\gamma_3)x}\, dx \int_0^x F_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1-\gamma_3)t}\, dt \right]. \qquad (10.29)$$

В случае разомкнутых концов третьей цепи величины напряжений и токов во влияющей (третьей) цепи определяются из урний (10.14):

$$\left.\begin{aligned} U_3(x) &= \frac{Z_{в3}\,\mathrm{ch}\,\gamma_3 x}{\mathrm{sh}\,\gamma_3 l} \left\{ \frac{1}{Z_{в3}} \int_0^l [Z_{в3} C_{13}(t)\, U_1\, \mathrm{ch}\,\gamma_3(l-t) + \right.\\ &\left. + M_{13}(t) I_1\, \mathrm{sh}\,\gamma_3(l-t)]\, dt \right\} + U_3''(x),\\ I_3(x) &= \frac{\mathrm{sh}\,\gamma_3 x}{\mathrm{sh}\,\gamma_3 l} \left\{ -\frac{1}{Z_{в3}} \int_0^l [Z_{в3} C_{12}(t)\, U_1\, \mathrm{ch}\,\gamma_3(l-t) + \right.\\ &\left. + M_{13}(t)\, I_1\, \mathrm{sh}\,\gamma_3(l-t)]\, dt \right\} + I_3''(x). \end{aligned}\right\} \qquad (10.30)$$

Для определения напряжения в конце подверженной влиянию (второй) цепи следует подставить выражения (10.30) в ф-лу (10.26). Поскольку вторые слагаемые в ф-лах (10.30), (10.27) и (10.28) одинаковы, рассмотрим только интегралы, получающиеся от подстановки в ур-ние (10.26) первых слагаемых ф-лы (10.30):

$$\theta = \left\{ -\int_0^l Z_{в2} C_{32}(x)\, e^{\gamma_2 x}\, \mathrm{ch}\,\gamma_3\, x dx \int_0^l \left[Z_{в3} C_{13}(t) U_1\, \mathrm{ch}\,\gamma_3(l-t) + \right.\right.$$

$$\left. + \frac{M_{13}(t)}{Z_{в1}} U_1\, \mathrm{sh}\,\gamma_3(l-t) \right] dt - \int_0^l \frac{M_{32}(x)}{Z_{в3}} e^{\gamma_2 x}\, \mathrm{sh}\,\gamma_3\, x dx \int_0^l [Z_{в3} C_{13}(t) \times$$

$$\left.\left. \times U_1\, \mathrm{ch}\,\gamma_3(l-t) + \frac{M_{13}(t)}{Z_{в1}} U_1\, \mathrm{sh}\,\gamma_3(l-t) \right] dt \right\} \frac{1}{\mathrm{sh}\,\gamma_3 l} =$$

$$= -\frac{U_1(0)}{8\,\mathrm{sh}\,\gamma_3 l} \left\{ e^{\gamma_3 l} \left[\int_0^l N_{32}(x)\, e^{(\gamma_2+\gamma_3)x}\, dx \int_0^l N_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_3)t} dt + \right.\right.$$

$$\left. + \int_0^l F_{32}(x)\, e^{-(\gamma_3-\gamma_2)x}\, dx \int_0^l N_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_3)t}\, dt \right] +$$

$$+ e^{-\gamma_3 l}\left[\int_0^l N_{32}(x)\, e^{(\gamma_2+\gamma_3)x}\, dx \int_0^l F_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1-\gamma_3)t}\, dt + \right.$$

$$\left.\left. + \int_0^l F_{32}(x)\, e^{-(\gamma_3-\gamma_2)x}\, dx \int_0^l F_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1-\gamma_3)t}\, dt\right]\right\}.$$

Таким образом, напряжение в конце второй цепи

$$U_2(l) = \frac{-U_1(0)\, e^{-\gamma_2 l}}{4}\left\{\int_0^l N_{32}(x)\, e^{(\gamma_2+\gamma_3)x}\, dx \int_0^l N_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_3)t} dt - \right.$$

$$- \int_0^l F_{32}(x)\, e^{(\gamma_2-\gamma_3)x}\, dx \int_0^x F_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1-\gamma_3)t}\, dt -$$

$$- \frac{1}{2\operatorname{sh}\gamma_3 l}\left[e^{\gamma_3 l}\int_0^l N_{32}(x)\, e^{(\gamma_2+\gamma_3)x}\, dx \int_0^l N_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_3)t}\, dt + \right.$$

$$+ e^{-\gamma_3 l}\int_0^l N_{32}(x)\, e^{(\gamma_2+\gamma_3)x}\, dx \int_0^l F_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1-\gamma_3)t}\, dt +$$

$$+ e^{\gamma_3 l}\int_0^l F_{32}(x)\, e^{(\gamma_2-\gamma_3)x}\, dx \int_0^l N_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_3)t}\, dt +$$

$$\left.\left. + e^{-\gamma_3 t}\int_0^l F_{32}(x)\, e^{(\gamma_2-\gamma_3)x}\, dx \int_0^l F_{13}(t)\, e^{-(\gamma_1-\gamma_3)t}\, dt\right]\right\}. \qquad (10.31)$$

Сравнивая ф-лу (10.31) с ф-лой (10.29), относящейся к случаю согласованных нагрузок третьей цепи, видим, что в ф-ле (10.31), помимо двух первых слагаемых, выражающих повторные переходы по законам ближнего (рис. 10.7*а*) и дальнего (рис. 10.7*б*) концов, имеются еще четыре слагаемых. Первое из этих дополнительных слагаемых характеризует переход с первой цепи на ближний конец третьей цепи, отражение сначала от левого и затем от правого конца последней и, наконец, переход по закону влияния на ближний конец с третьей цепи на вторую (рис. 10.7*в*). Второе дополнительное слагаемое соответствует переходу энергии с первой цепи на дальний конец третьей цепи, отражение от правого конца последней и переход по закону влияния на ближний конец с третьей цепи на вторую (рис. 10.7*г*). Третье слагаемое характеризует переход энергии с первой цепи на ближний конец третьей цепи, отражение от ее левого конца и переход по закону влияния на дальний конец с третьей цепи на вторую (рис. 10.7*д*). Четвертое слагаемое характеризует переход с первой цепи на дальний конец третьей цепи, отражение сначала от правого, а затем от левого конца последней и, наконец, переход по закону влияния на дальний конец с третьей цепи на вторую (рис. 10.7*е*).

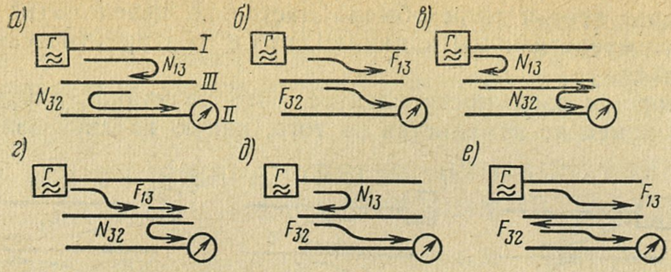


Рис. 10.7. Пути перехода энергии на дальний конец через третью цепь:
а) по закону ближнего конца (двойной переход); *б*) по закону дальнего конца (двойной переход); *в*) по закону ближнего конца с отражениями от обоих концов третьей цепи; *г*) сначала по закону дальнего, а затем по закону ближнего конца; *д*) сначала по закону ближнего, а затем по закону дальнего конца; *е*) по закону дальнего конца с отражением от обоих концов третьей цепи

Четыре дополнительных слагаемых ф-лы (10.31) появились в результате отражений от разомкнутых концов третьих цепей.

Для определения влияния на ближний конец через третьи цепи заменим в ф-лах (10.13) и (10.14) индекс «3» на индекс «2» и из ф-л (10.13) и (10.14) получим:

$$U_2(0) = -\frac{U_2''(l) - I_2''(l) Z_{в2}}{2} e^{-\gamma_2 l}. \tag{10.32}$$

Подставляя в выражение (10.32) $U''_2(l)$ и $I''_2(l)$ из (10.9) и (10.10), получим

$$U_2(0) = \frac{U_3}{2} \int_0^l N_{32}(u)\, e^{-\gamma_2 u}\, du. \tag{10.33}$$

Отыскивая U_3 из ур-ния (10.13) и подставляя в ур-ние (10.33), после преобразований получим напряжение переходного разговора на ближнем конце при влиянии через третьи цепи, замкнутые на согласованные нагрузки:

$$U_2(0) = \frac{U_1(0)}{4} \left[\int_0^l N_{32}(x)\, e^{(\gamma_3-\gamma_2)x}\, dx \int_0^x F_{13}(u)\, e^{-(\gamma_1+\gamma_3)u}\, du + \right.$$

$$\left. + \int_0^l F_{32}(x)\, e^{-(\gamma_3+\gamma_2)u}\, dx \int_x^l N_{13}(u)\, e^{(\gamma_3-\gamma_1)u}\, du. \right. \tag{10.34}$$

Пути перехода энергии через третьи цепи при влиянии на ближний конец, соответствующие первому и второму слагаемым ф-лы (10.34), показаны на рис. 10.8*а* и *б*. В случае несогласованных нагрузок концов третьих цепей в выражении (10.34) появляются четыре дополнительных слагаемых, соответствующих путям перехода энергии, показанным на рис. 10.8 *в—е*. Здесь не приводятся эти громоздкие выражения потому, что, как показали расчеты и подтвердили результаты измерений, влияние на ближний конец через третьи цепи обычно настолько невелико по сравнению с непосредственным влиянием, что с ним практически можно не считаться.

Из теоремы взаимности следует, что величина влияния на ближний конец не изменяется от того, какую из двух взаимовли-

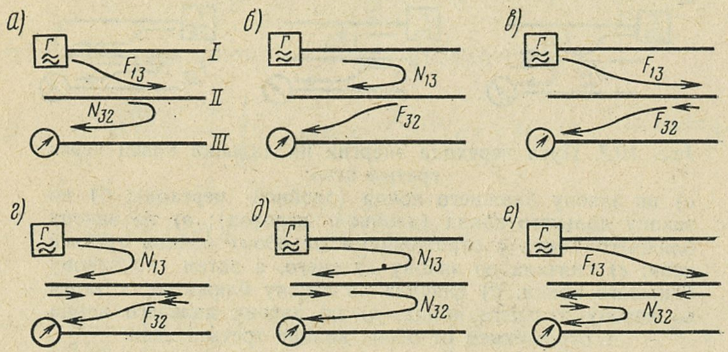


Рис. 10.8. Пути перехода энергии на ближний конец через третью цепь:
а) сначала по закону дальнего, а затем по закону ближнего конца; *б*) сначала по закону ближнего, а затем по закону дальнего конца; *в*) двойной переход по закону дальнего конца с отражением от конца третьей цепи; *г*) сначала по закону ближнего конца, а затем по закону дальнего конца с отражением от обоих концов третьей цепи: *д*) двойной переход по закону ближнего конца с отражением от конца третьей цепи; *е*) сначала по закону дальнего конца, а затем по закону ближнего конца с отражением от обоих концов третьей цепи

яющих цепей считать влияющей, а какую подверженной влиянию, т. е. при влиянии на ближний конец эффект перестановки отсутствует. Это может быть доказано и при помощи выражения (10.34). Действительно, выражение (10.34) может быть условно записано так:

$$U_{12}(0) = \frac{U_1(0)}{4}\left[\int_0^l N_{32}(x)\,dx\int_0^x F_{13}(u)du + \int_0^l F_{32}(x)\,dx\int_x^l N_{13}(u)\,du\right] \ldots \quad (10.35)$$

Область интегрирования первого слагаемого ф-лы (10.35) на рис. 10.9 заштрихована вертикально. При перемене местами взаимовлияющих цепей выражение (10.34) может быть записано так:

$$U_{21}(0) = \frac{U_2(0)}{4}\left[\int_0^l N_{13}(x)\,dx\int_0^x F_{32}(u)\,du + \right.$$

$$\left. + \int_0^l F_{13}(x)\,dx\int_x^l N_{32}(u)\,du\right] \ldots \quad (10.36)$$

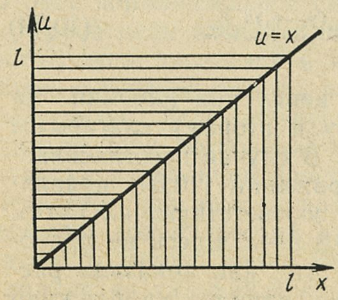


Рис. 10.9. Область интегрирования уравнений (10.35) и (10.36)

Причем первому слагаемому выражения (10.35) соответствует второе слагаемое выражения (10.36), область интегрирования которого на рис. 10.9 заштрихована горизонтально. Этим же свойством обладает и второй двойной интеграл, а следовательно, $U_{21}(0)=U_{12}(0)$.

10.4. ВЛИЯНИЕ ЧЕРЕЗ ТРЕТЬИ ЦЕПИ ПРИ РАЗНЫХ ДЛИНАХ ВЗАИМОВЛИЯЮЩИХ ЦЕПЕЙ[1]

В разветвленных городских телефонных сетях, при влиянии линий высокого напряжения на линии связи и в ряде других случаев длины взаимовлияющих цепей могут быть не одинаковыми.

Различные варианты расположения взаимовлияющих цепей разной длины представлены на рис. 10.10, где приняты следую-

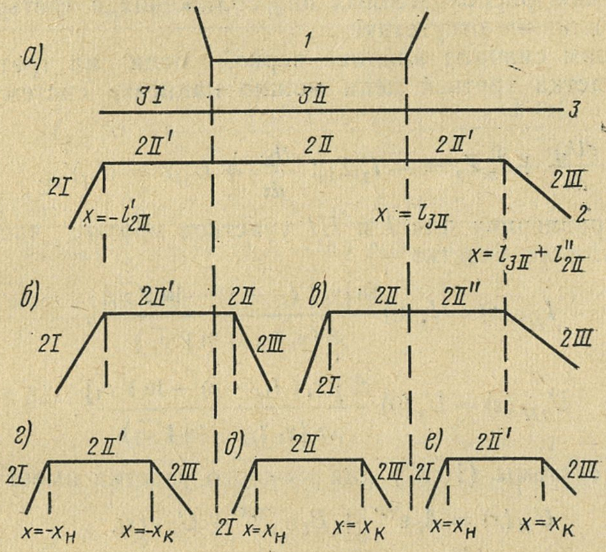


Рис. 10.10. Варианты расположения взаимовлияющих цепей

щие обозначения: *1, 2, 3* — индексы, указывающие номер цепи, а именно: *1* — влияющая (первая); *2* — подверженная влиянию (вторая); *3* — третья; *I, II, III* — индексы, указывающие номер участка цепи; *н, к* — индексы, указывающие начало и конец *2* и 3-й цепей. При этом принимаем: $U_{ni}(x)$, $I_{ni}(x)$ — напряжения и токи в цепи $n(1, 2, 3)$ на участке $i(i=I, II, III)$ в точке с координатой x; γ_n — постоянная распространения тока в n-цепи; $Z_{вn}$ — волновое сопротивление n-цепи, Ом; $Z_п$ — полное сопротивление n-цепи, Ом/м; $Y_п$ — полная проводимость n-цепи, См/м;

[1] Параграф 10.4 написан по результатам работ, проведенных совместно с Л. Д. Разумовым.

$p_{пн}$, $p_{пк}$ — коэффициенты отражения в начале и конце n-цепи: $p_{пн}=(Z_{пн}-Z_{вн}/Z_{пн}+Z_{вн})$; $p_{пк}=(Z_{пк}-Z_{вп}/Z_{пк}+Z_{вп})$, где $Z_{пн}$ и $Z_{пк}$ — сопротивление нагрузок в начале и конце n цепи, Ом; p_1 — коэффициент отражения в первой цепи в конце сближения; l_i — длина i-го участка цепи, м; $l_п=l_{пI}+l_{пII}+l_{пIII}$, Y_{13}, Y_{32}, Z_{13}, Z_{32} — взаимные проводимости, обусловленные электрической связью, и взаимные сопротивления, обусловленные магнитной связью между соответствующими цепями (См/м и Ом/м).

При получении расчетных соотношений, характеризующих влияние в этих случаях, введем следующие допущения:

отсутствует обратное влияние цепей, подверженных влиянию, на влияющие цепи;

взаимные сопротивления и проводимости между цепями постоянны по длине линий;

на участках, расположенных вне сближения с третьей цепью ($2I$ и $2III$), влияние отсутствует.

Рассмотрим сначала влияние первой цепи на третью. Для каждого участка третьей цепи можно написать систему уравнений:

$$\frac{dU_{3i}}{dx}+I_{3i}Z_3=-I_{1i}Z_{13};\ \frac{dI_{3i}}{dx}+U_{3i}Y=U_{1i}Y_{13}. \qquad (10.37)$$

В этих уравнениях для I и III участков правые части равны нулю. Для второго участка

$$I_{III}(x)=I_1(0)\frac{\operatorname{sh}[\gamma_1(l_{II}-x)-\ln\sqrt{p_1}]}{\operatorname{sh}(\gamma_1 l_{II}-\ln\sqrt{p_1})},$$

$$U_{III}(x)=U_1(0)\frac{\operatorname{ch}[(\gamma_1(l_{II}-x)-\ln\sqrt{p_1}]}{\operatorname{ch}(\gamma_1 l_{II}-\ln\sqrt{p_1})}.$$

Решение системы (10.37) для каждого участка имеет вид:

$$U_{3i}(x)=A_i e^{\gamma_3 x}+B_i e^{-\gamma_3 x}+U_{ч\,i}(x),$$

$$I_{3i}(x)=\frac{1}{Z_{в3}}(-A_i e^{\gamma_3 x}+B_i e^{-\gamma_3 x})+I_{ч\,i}(x),$$

где A_i и B_i — постоянные интегрирования на i-м участке; $U_{чi}$ и $I_{чi}$ — частные решения системы (10.37) на i-м участке. Для I и III участков частные решения равны нулю.

Найдя частные решения для второго участка и определив постоянные интегрирования из шести граничных условий (по концам цепи и в начале и конце сближения с влияющей линией), получим: на участке $3I$:

$$U_{3I}(x)=-\frac{U_1(0)\,[\varphi(N''_{13},p_1,-N'_{13},\gamma_3,l_{3II},p_{3к})-\varphi(N''_{13},\gamma_1,l_{3II},p_1\times\rightarrow}{Z_{в1}(\gamma_3^2-\gamma_1^2)\operatorname{sh}(\gamma_3 l_3-\ln\sqrt{p_{3н}p_{3к}})\operatorname{ch}(\gamma_1,l_{3II}-\ln\sqrt{p_1})}$$

$$\frac{\rightarrow\times N'_{13},\gamma_3,l_{3II}+l_{3III},p_{3к})]}{}\operatorname{ch}[\gamma_3(l_{3I}+x)-\ln\sqrt{p_{3н}}]; \qquad (10.38)$$

$$I_{3I}(x)=\frac{U_1(0)\left[\varphi\left(N''_{13},\ p_1,\ -N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3II},\ p_{3к}\right)-\varphi\left(N''_{13},\ \gamma_1,\ l_{3II},\ p_1-\rightarrow\right.\right.}{Z_{в1}\,Z_{в3}\left(\gamma_3^2=\gamma_1^2\right)\operatorname{sh}\left(\gamma_3\,l_3=\ln\sqrt{p_{3н}p_{3к}}\right)\times\rightarrow}$$

$$\frac{\left.\left.\rightarrow-N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3II}+l_{3III},\ p_{3к}\right)\right]}{\rightarrow\times\operatorname{ch}\left(\gamma_1\,l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}\operatorname{sh}\left[\gamma_3\left(l_{3I}+x\right)-\ln\sqrt{p_{3н}}\right];\quad(10.39)$$

на участке *3II*:

$$U_{3II}(x)=\frac{U_1(0)\,N''_{13}\operatorname{ch}\left[\gamma_1\left(l_{3II}-x\right)-\ln\sqrt{p_1}\right]}{Z_{в1}\left(\gamma_3^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1\,l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}-$$

$$-\frac{U_1(0)\left\{\varphi\left(N''_{13},\ \gamma_1,\ l_{3II},\ p_1,\ N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3I},\ p_{3н}\right)\operatorname{ch}\left[\gamma_3\left(l_{3II}+l_{3III}-x\right)-\rightarrow\right.\right.}{Z_{в1}\left(\gamma_3^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{sh}\left(\gamma_3\,l_3-\ln\sqrt{p_{3н}p_{3к}}\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}$$

$$\frac{\left.\left.\rightarrow-\ln\sqrt{p_{3к}}\right]+\varphi\left(N''_{13},\ p_1,\ -N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3II},\ p_{3к}\right)\operatorname{ch}\left[\gamma_3\left(l_{3I}+x\right)-\ln\sqrt{p_{3н}}\right]\right\}}{};\quad(10.40)$$

$$I_{3II}(x)=\frac{U_1(0)\,N'_{13}\operatorname{sh}\left[\gamma_1\left(l_{3II}-x\right)-\ln\sqrt{p_1}\right]}{Z_{в1}Z_{в3}\left(\gamma_3^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1\,l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}-$$

$$-\frac{U_1(0)\left\{\left(N''_{13},\ \gamma_1,\ l_{3II},\ p_1,\ N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3I},\ p_{3н}\right)\operatorname{sh}\left[\gamma_3\left(l_{3II}+l_{3III}-x\right)-\rightarrow\right.\right.}{Z_{в1}Z_{в3}\left(\gamma_3^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{sh}\left(\gamma_3\,l_3-\ln\sqrt{p_{3н}p_{3к}}\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1\,l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}$$

$$\frac{\left.\left.\rightarrow-\ln\sqrt{p_{3к}}\right]-\varphi\left(N''_{13},\ p_1,-N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3II},\ p_{3к}\right)\operatorname{sh}\left[\gamma_3\left(l_{3I}+x\right)-\ln\sqrt{p_{3н}}\right]\right\}}{};\quad(10.41)$$

на участке *3III*:

$$U_{3III}(x)=-\frac{U_1(0)\left[\varphi\left(N''_{13},\ \gamma_1,\ l_{III},\ p_1,\ N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3I},\ p_{3н}\right)-\rightarrow\right.}{Z_{в1}\left(\gamma_3^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{sh}\left(\gamma_3\,l_3-\ln\sqrt{p_{3н}p_{3к}}\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1\,l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}$$

$$\frac{\left.-\rightarrow\varphi\left(N'_{13},\ p_1\ N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3I}+l_{3II},\ p_{3н}\right)\right]}{}\operatorname{ch}\left[\gamma_3\left(l_{3II}+l_{3III}-x\right)-\right.$$

$$\left.-\ln\sqrt{p_{3к}}\right];\quad(10.42)$$

$$I_{3III}(x)=-\frac{U_1(0)\left[\varphi\left(N''_{13},\ \gamma_1\ l_{3II},\ p_1,\ N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3I},\ p_{3н}\right)-\rightarrow\right.}{Z_{в1}Z_{в3}\left(\gamma_3^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{sh}\left(\gamma_3\,l_3-\ln\sqrt{p_{3н}p_{3к}}\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1\,l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}$$

$$\frac{\left.\rightarrow-\varphi\left(N''_{13},\ p_1,\ N'_{13},\ \gamma_3,\ l_{3I}+l_{3II},\ p_{3н}\right)\right]}{}\operatorname{sh}\left[\gamma_3\left(l_{3II}+l_{3III}-x\right)-\ln\sqrt{p_{3к}}\right];\quad(10.43)$$

В ур-ниях (10.38)—(10.43) приняты следующие обозначения:

$$N'_{13}=Z_{в1}Z_{в3}Y_{13}\gamma_1-Z_{13}\,\gamma_3;\quad(10.44)$$

$$N''_{13}=Z_{в1}Z_{в2}Y_{13}\,\gamma_3-Z_{13}\,\gamma_1;\quad(10.45)$$

$$\varphi(\pm N'', \gamma_m, l_n, p_m, \pm N', \gamma_q, l_r, p_q) = \pm N'' \operatorname{ch}(\gamma_m l_n - \ln\sqrt{p_m}) \times$$
$$\times \operatorname{sh}(\gamma_q l_r - \ln\sqrt{p_q}) \pm N' \operatorname{ch}(\gamma_q l_r - \ln\sqrt{p_q}) \operatorname{sh}(\gamma_m l_n - \ln\sqrt{p_m}). \tag{10.46}$$

При определении непосредственного влияния первой цепи на вторую в выражениях (10.38)—(10.46) индексы «3» следует заменить индексами «2».

Рассмотрим теперь влияние напряжений и токов, индуктируемых в третьей цепи, на вторую. Токи и напряжения, возникающие во второй цепи, удовлетворяют на каждом i-м участке следующей системы уравнений:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dU_{2i}}{dx} + I_{2i}Z_2 = -I_{3i}Z_{32} \\ &\frac{dI_{2i}}{dx} + U_{2i}Y_2 = U_{3i}Y_{32}. \end{aligned}\right\} \tag{10.47}$$

Общее решение системы (10.47) для каждого i-го участка имеет вид

$$U_{2i}(x) = A_i e^{\gamma_2 x} + B_i e^{-\gamma_2 x} + U_{\text{ч}\,i}(x);$$

$$I_{2i}(x) = \frac{1}{Z_{\text{в}2}}\left(-A_i e^{\gamma_2 x} + B_i e^{-\gamma_2 x}\right) + I_{\text{ч}\,i}(x),$$

где A_i и B_i — постоянные интегрирования на i-м участке; $U_{\text{ч}i}$ и $I_{\text{ч}i}$ — частные решения системы (10.47) на i-м участке.

Частные решения определим методом вариации постоянных. Учитывая, что частные решения на участках вне сближения равны нулю, и определив постоянные интегрирования из граничных условий и на стыках участков второй цепи, найдем искомые величины U_{2i} и I_{2i}. Введем дополнительные обозначения:

$$\Phi_3' = \frac{U_3(0)\,\varphi(N_{32}'', \gamma_3, l_{3I} - l_{2II}', p_{3\text{н}}, -N_{32}', \gamma_2, l_{2I}, p_{2\text{н}})}{\operatorname{ch}(\gamma_3 l_{3I} - \ln\sqrt{p_{3\text{н}}})};$$

$$\Phi_3'' = \frac{U_3(l_{3II})\,\varphi(N_{32}'', \gamma_3, l_{3III} - l_{2II}'', p_{3\text{к}}, -N_{32}', \gamma_2, l_{2III}, p_{2\text{к}})}{\operatorname{ch}(\gamma_3 l_{3III} - \ln\sqrt{p_{3\text{к}}})};$$

$$\Phi_1' = \frac{U_1(0)\,[\varphi(N_{132}', \gamma_2, l_{2II} + l_{2II}'' + l_{2III}, p_{2\text{к}}, -N_{132}'', \gamma_1, l_{3II}, p_1) + \rightarrow}{Z_{\text{в}1}(\gamma_2^2 - \gamma_1^2)\operatorname{ch}(\gamma_1 l_{3II} - \ln\sqrt{p_1})}$$
$$\frac{\rightarrow + \varphi(-N_{132}', \gamma_2, l_{2II}'' + l_{2III}, p_{2\text{к}}, N_{132}'', p_1)]}{};$$

$$\Phi_1'' = \frac{U_1(0)\,[\varphi(N_{132}', \gamma_2, l_{2I} + l_{2II}', p_{2\text{н}}, N_{132}'', \gamma_1, l_{3II}, p_1) + \rightarrow}{Z_{\text{в}1}(\gamma_2^2 - \gamma_1^2)\operatorname{ch}(\gamma_1 l_{3II} - \ln\sqrt{p_1})}$$
$$\frac{\rightarrow + \varphi(-N_{132}', \gamma_2, l_{2II} + l_{2II}' + l_{2I}, p_{2\text{н}}, -N_{132}'', p_1)]}{};$$

$$\Phi'_{13} = \frac{U_1(0)\,\varphi\left(N'_{132},\ \gamma_2,\ l_{2I} + l'_{2II},\ p_{2н},\ N''_{132},\ \gamma_1,\ l_{3II},\ p_1\right)}{Z_{в1}\left(\gamma_2^2 - \gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II} - \ln\sqrt{p_1}\right)};$$

$$\Phi''_{13} = \frac{U_1(0)\,\varphi\left(-N'_{132},\ \gamma_2,\ l''_{2II} + l_{2III},\ p_{2к},\ N''_{132},\ p_1\right)}{Z_{в1}\left(\gamma_2^2 - \gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II} - \ln\sqrt{p_1}\right)};$$

$$N'_{32} = Z_{в2}Z_{в3}Y_{32}\,\gamma_3 - Z_{32}\,\gamma_2;$$

$$N''_{32} = Z_{в2}Z_{в3}Y_{32}\,\gamma_2 - Z_{32}\,\gamma_3;$$

$$N_{132} = Z_{в1}Z_{в3}Y_{13}\,\gamma_1 N_{32} - Z_{13}\,\gamma_2 N'_{32};$$

$$N_{132} = Z_{в1}Z_{в3}Y_{13}\,\gamma_2 N'_{32} - Z_{13}\,\gamma_1 N''_{32};$$

$$A = \frac{1}{Z_{в3}\left(\gamma_3^2 - \gamma_2^2\right)\operatorname{sh}\left(\gamma_2 l_2 - \ln\sqrt{p_{2н}p_{2к}}\right)}.$$

Используя эти обозначения для схемы рис. 10.10*а*, получим формулы, приведенные в табл. 10.1.

Напряжения и токи на участках *2I* и *2III* определяются по следующим ф-лам:

$$U_{2I}(x_н) = U_{2i}(x_{н\,i})\,\frac{\operatorname{ch}\left[\gamma_2\left(l_{2I} - x'_н\right) - \ln\sqrt{p_{2н}}\right]}{\operatorname{ch}\left(\gamma_2 l_{2I} - \ln\sqrt{p_{2н}}\right)},$$

$$I_{2I}(x'_н) = I_{2i}(x_{н\,i})\,\frac{\operatorname{sh}\left[\gamma_2\left(l_{2I} - x'_н\right) - \ln\sqrt{p_{2н}}\right]}{\operatorname{sh}\left(\gamma_2 l_{2I} - \ln\sqrt{p_{2н}}\right)},$$

$$U_{2III}(x'_к) = U_{2i}(x_{к i})\,\frac{\operatorname{ch}\left[\gamma_2\left(l_{2III} - x'_к\right) - \ln\sqrt{p_{2к}}\right]}{\operatorname{ch}\left(\gamma_2 l_{2III} - \ln\sqrt{p_{2к}}\right)},$$

$$I_{2III}(x'_к) = I_{2i}(x_{к\,i})\,\frac{\operatorname{sh}\left[\gamma_2\left(l_{2III} - x'_к\right) - \ln\sqrt{p_{2к}}\right]}{\operatorname{sh}\left(\gamma_2 l_{2III} - \ln\sqrt{p_{2к}}\right)},$$

где $x'_н$ и $x'_к$ — текущие расстояния от начала и конца сближения второй цепи с третьей цепью; $x_{нi}$, $x_{кi}$ — координаты начала и конца сближения второй цепи с третьей цепью, например для схемы 10.10*а* $x_{нi} = -l'_{2II}$, $x_{кi}, = l_{2II} + l''_{2II}$; U_{2i} — напряжения в начале или конце сближения второй цепи с третьей, например для схемы рис. 10.10*а* и *б*: $U_{2i} = U_{2II'}(-l'_{2II})$ или $U_{2i} = U_{2II''}(l_{3II} + l''_{2II})$.

В отдельных частных случаях, например, когда сопротивления нагрузок во второй и третьей цепях одинаковы, длины цепей одинаковы и т. п., полученные формулы могут быть значительно упрощены.

Таблица 10.1

К РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ ВЛИЯНИЯ

Определяемая величина	Формула
$U^a_{2II'}(x)$	$A\left\{\frac{U_з(0)\,\varphi\left(N''_{3I},\ \gamma_3,\ l_{3I}-l'_{2II}\,p_{3н}\ -N'_{32},\gamma_2,\ l_{2I},\ p_{3н}\right)}{\operatorname{ch}\left(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3н}}\right)}\operatorname{ch}\left[\gamma_2\left(l_{2II}+l^{II}_{2II}+l_{2III}-x\right)-\ln\sqrt{p_{2к}}\right]+\right.$ $+\left[\frac{U_з(l_{3II})\,\varphi\left(N''_{32},\ \gamma_3,\ l_{3III}\,l''_{2II},\ p_{3к},\ -N'_{32},\ \gamma_2,\ l_{2III}\,p_{2к}\right)}{\operatorname{ch}\left(\gamma_3 l_{3III}\ln\sqrt{p_{3к}}\right)}-\frac{U_1(0)\left[\varphi\left(N'_{132},\ \gamma_2,\ l_{2II}+l''_{2II}+l_{2III},\ p_{2к},\rightarrow\right.\right.}{Z_{в1}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}\right.$ $\left.\frac{\rightarrow -N''_{132},\ \gamma_1,\ l_{3II}\,p_1)+\varphi\left(-N'_{132},\ \gamma_1,\ l''_{2II}+l_{2III},\ p_{2к},\ N_{132},\ p_1\right)}{}\right]\operatorname{ch}\left[\gamma_2\left(l_{2I}+l'_{2II}+x\right)-\ln\sqrt{p_{2н}}\right]\Big\}-$ $-\frac{U_з(0)\,N''_{32}\operatorname{ch}\left[\gamma_3\left(l_{3I}+x\right)-\ln\sqrt{p_{3н}}\right]}{Z_{в3}\left(\gamma_3^2-\gamma_2^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3н}}\right)}$
$I^a_{2II'}(x)$	$\frac{A}{Z^2_в}\left\{\frac{U_з(0)\,\varphi\left(N''_{32},\ \gamma_3,\ l_{3I},\ -l'_{2II},\ p_{3н},-N'_{32},\ \gamma_2,\ l_{2I},\ p_{2н}\right)}{\operatorname{ch}\left(\gamma_3,\ l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3н}}\right)}\operatorname{sh}\left[\gamma_2\left(l_{2II}+l''_{2II}+l_{2III}-x\right)-\ln\sqrt{p_{2к}}\right]-\right.$ $-\left[\frac{U_з(l_{3II})\,\varphi\left(N''_{32},\ \gamma_3,\ l_{3III}-l''_{2II},\ p_{3к},\ -N'_{32},\ \gamma_2,\ l_{2III},\ p_{2к}\right)}{\operatorname{ch}\left(\gamma_3\ l_{3III}-\ln\sqrt{p_{3н}}\right)}-\frac{U_1(0)\left[\varphi\left(N'_{132},\ \gamma_2,\ l_{2II}+l''_{2II}+l_{2III},\ \rightarrow\right.\right.}{Z_{в1}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}\right.$ $\left.\frac{\rightarrow p_{2к},\ -\ N''_{132},\ \gamma_1,\ l_{3II},\ p_1)+\varphi\left(-N'_{132},\ \gamma_2,\ l''_{2II}+l_{2III},\ p_{2к},\ N_{132},\ p_1\right)]}{}\right]\operatorname{sh}\left[\gamma_2\left(l_{2I}+l'_{2II}+x\right)\longrightarrow\right.$ $\left.\rightarrow-\ln\sqrt{p_{2н}}\right]\Big\}+\frac{U_з(0)\,N'_{32}\operatorname{sh}\left[\gamma_3\left(l_{3I}+x\right)-\ln\sqrt{p_{3н}}\right]}{Z_{в2}Z_{в3}\left(\gamma_3^2-\gamma_2^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3н}}\right)}$

Определяемая величина	Формула
$U^a_{2II}(x)$	$A\Bigg\{\Bigg[\frac{U_3(0)\,\varphi(N''_{32},\ \gamma_3,\ l_{3I}-l'_{2II},\ p_{3н},\ -N'_{32},\ \gamma_2,\ l_{2I},\ p_{2н})}{\mathrm{ch}\,(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3н}})} - \frac{U_1(0)\,\varphi(N'_{132},\ \gamma_2,\ l_{2I}+l'_{2II},\ p_{2н},\ N''_{132},\ \rightarrow}{Z_{в1}(\gamma_2^2+\gamma_1^2)\,\mathrm{ch}\,(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1})}$ $\frac{\rightarrow\ \gamma_1,\ l_{3II}p_1)}{}\Bigg]\,\mathrm{ch}\,[\gamma_2(l_{2II}+l''_{2II}+l_{2III}-x)-\ln\sqrt{p_{2к}}] + \Bigg[\frac{U_3(l_{3II})\,\varphi(N''_{32},\ \gamma_3\ l_{3III}-l''_{2II},\ p_{3к} \longrightarrow}{\mathrm{ch}\,(\gamma_3 l_{3III}-\ln\sqrt{p_{3к}})}$ $\frac{\rightarrow -N'_{32},\ \gamma_2,\ l_{2III},\ p_{2к})}{} - \frac{U_1(0)\,\varphi(-N'_{132},\ \gamma_2,\ l''_{2II}+l_{2III},\ p_{2к},\ N''_{132},\ p_1)}{Z_{в1}(\gamma_2^2-\gamma_1^2)\,\mathrm{ch}\,(\gamma_1 l_{2II}-\ln\sqrt{p_1})}\Bigg]\,\mathrm{ch}\,[\gamma_2(l_{2I}+l'_{2II}+x)-$ $-\ln\sqrt{p_{2н}}]\Bigg\} - \frac{U_{3II}(x)\,N''_{32}}{Z_{в3}(\gamma_3^2+\gamma_2^2)} + \frac{U_1(0)\,N''_{132}\,\mathrm{ch}\,[\gamma_1(l_{3II}-x)-\ln\sqrt{p_1}]}{Z_{в1}Z_{в3}(\gamma_2^2-\gamma_1^2)(\gamma_3^2-\gamma_2^2)\,\mathrm{ch}\,(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1})}$
$I^a_{2II}(x)$	$\frac{A}{Z_в^2}\Bigg\{\Bigg[\frac{U_3(0)\,\varphi(N''_{32},\ \gamma_3,\ l_{3I}-l'_{2II},\ p_{3н},\ -N'_{32},\ \gamma_2,\ l_{2I}\,p_{2н})}{\mathrm{ch}\,(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3н}})} - \frac{U_1(0)\,\varphi(N'_{132},\ \gamma'_2\ l_{2I}+l'_{2II},\ p_{2н},\ N''_{132},\ \gamma_1,\ l_{3II}p_1)}{Z_{в1}(\gamma_2^2-\gamma_1^2)\,\mathrm{ch}\,(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1})}\Bigg]\times$ $\times\,\mathrm{sh}\,[\gamma_2(l_{2II}+l''_{2II}+l_{2III}-x)-\ln\sqrt{p_{2к}}] + \frac{U_3(l_0)\,\varphi(N''_{32},\ \gamma_3,\ l_{3III}-l''_{2II},\ p_{3к}-N'_{32},\ \gamma_2,\ l_{2III},\ p_{2к})}{\mathrm{ch}\,(\gamma_3 l_{3III}\ln\sqrt{p_{3к}})} -$ $-\frac{U_1(0)\,\varphi(-N'_{132},\ \gamma_2,\ l''_{2II}+l_{2III},\ p_{2к},\ N''_{132},\ p_1)}{Z_{в1}(\gamma_2^2-\gamma_1^2)\,\mathrm{ch}\,(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1})}\Bigg]\,\mathrm{sh}\,[\gamma_2(l_{2I}+l'_{2II}+x)-\ln\sqrt{p_{2н}}]\Bigg\} -$ $-\frac{I_{3II}(x)\,N'_{32}}{Z_{в2}(\gamma_3^2-\gamma_2^2)} + \frac{U_1(0)\,N'_{132}\,\mathrm{sh}\,[\gamma_1(l_{3II}-x)-\ln\sqrt{p_1}]}{Z_{в1}Z_{в2}Z_{в3}(\gamma_2^2-\gamma_1^2)\,\mathrm{ch}\,(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1})(\gamma_3^2-\gamma_2^2)}$

Определяемая величина	Формула
$U^{a}_{2II}(x)$	$A\left\{\left[\dfrac{U_3(0)\,\varphi\left(N''_{32},\gamma_3,\ l_{3I}-l'_{2II},p_{3н},-N'_{32},\ \gamma_2,\ l_{2I},\ p_{2н}\right)}{\mathrm{ch}\left(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3н}}\right)}-\dfrac{U_1(0)\left[\varphi\left(N'_{132},\gamma_2,l_{2I}+l'_{2II},p_{2н},N''_{132},\gamma_1,l_{3II},p_1\right)+\rightarrow\right.}{Z_{в1}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\mathrm{ch}\left(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}\right.\right.$ $\left.\dfrac{\rightarrow+\varphi\left(-N'_{132},\gamma_2,l_{2II}+l'_{2II}+l_{2I},p_{2н}-N''_{132}p_1\right)]}{}\right]\mathrm{ch}\left[\gamma_2\left(l_{2II}+l''_{2II}+l_{2III}-x\right)-\ln\sqrt{p_{2к}}\right]+$ $\left.+\dfrac{U_3(l_{3II})\,\varphi\left(N''_{32},\gamma_3,l_{3III}-l''_{2II},p_{3к},-N'_{32},\gamma_2,l_{2III},p_{2к}\right)}{\mathrm{ch}\left(\gamma_3 l_{3III}-\ln\sqrt{p_{3к}}\right)}\mathrm{ch}\left[\gamma_2\left(l_{2I}+l'_{2II}+x\right)-\ln\sqrt{p_{2н}}\right]\right\}-$ $-\dfrac{U_3(l_{3II})\,N''_{32}\,\mathrm{ch}\left[\gamma_3\left(l_{3II}+l_{3III}-x\right)-\ln\sqrt{p_{3к}}\right]}{Z_{в3}\left(\gamma_3^2-\gamma_2^2\right)\mathrm{ch}\left(\gamma_3 l_{3III}-\ln\sqrt{p_{3к}}\right)}$
$I^{a}_{2II''}(\ )$	$\dfrac{A}{Z_{в2}}\left\{\left[\dfrac{U_3(0)\,\varphi\left(N''_{32},\gamma_3,l_{3I}-l'_{2II},p_{3н},-N'_{32},\gamma_2,l_{2I},p_{2н}\right)}{\mathrm{ch}\left(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3н}}\right)}-\dfrac{U_1(0)\left[\varphi\left(N'_{132},\gamma_2,l_{2I}+l'_{2II},p_{2н},N''_{132},\rightarrow\right.\right.}{Z_{в1}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\mathrm{ch}\left(\gamma_1,l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}\right.\right.$ $\left.\dfrac{\rightarrow\ \gamma_1,l_{3II},p_1)+\varphi\left(-N'_{132},\gamma_2,l_{2II}+l'_{2II}+l_{2I},p_{2н},-N''_{132},p_1\right)}{}\right]\mathrm{sh}\left[\gamma_2\left(l_{2II}+l''_{2II}+l_{2III}-x\right)-\right.$ $\left.-\ln\sqrt{p_{2к}}\right]-\dfrac{U_3(l_0)\,\varphi\left(N''_{32},\gamma_3,l_{3III}-l''_{2II},p_{3к},-N'_{32},\gamma_2,l_{2III},p_{2к}\right)}{\mathrm{ch}\left(\gamma_3,l_{3III}-\ln\sqrt{p_{3к}}\right)}\mathrm{sh}\left[\gamma_2\left(l_{2I}+l'_{2II}+x\right)-\right.$ $\left.\left.-\ln\sqrt{p_{2н}}\right]\right\}-\dfrac{U_3(l_3)\,N'_{32}\,\mathrm{sh}\left[\gamma_3\left(l_{3II}+l_{3III}-x\right)-\ln\sqrt{p_{3к}}\right]}{Z_{в2}Z_{в3}\left(\gamma_3^2-\gamma_2^2\right)\mathrm{ch}\left(\gamma_3 l_{3III}-\ln\sqrt{p_{3к}}\right)}$

Определяемая величина	Формула
$U^b_{2II'}(x)$	$-A\Big\{\Big[I_3(l_{2II})N'_{32}Z_{\text{в}3}\,\mathrm{ch}(\gamma_2 l_{2III}-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}})-U_3(l_{2II})N''_{32}\,\mathrm{sh}(\gamma_2 l_{2III}-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}})+U_1(0)\times$ $\times\dfrac{[\varphi(N''_{132},\gamma_1, l_{3II}-l_{2II}, p_1, -N'_{132},\gamma_2, l_{2III}, p_{2\text{к}})+\varphi N'_{132},\gamma_2, l_{2II}+l_{2III}, p_{2\text{к}}, -N''_{132}, \gamma_1 l_{3II}, p_1)]}{Z_{\text{в}1}(\gamma_2^2-\gamma_1^2)\,\mathrm{ch}(\gamma_1, l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}}\Big]\times$ $\times\,\mathrm{ch}[\gamma_2(l'_{2II}+l_{2I}+x)-\ln\sqrt{p_{2\text{н}}}]-\dfrac{U_3(0)\,\varphi(N''_{32},\gamma_3, l_{3I}-l''_{2II}, p_{3\text{н}}, -N'_{32},\gamma_2, l_{2I}, p_{2\text{н}})}{\mathrm{ch}(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3\text{н}}})}\times$ $\times\,\mathrm{ch}[\gamma_2(l_{2II}+l_{2III}-x)-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}}]\Big\}-\dfrac{U_3(0)N''_{32}\,\mathrm{ch}[\gamma_3(l_{3I}+x)-\ln\sqrt{p_{3\text{н}}}]}{Z_{\text{в}3}(\gamma_3^2-\gamma_2^2)\,\mathrm{ch}(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3\text{н}}})}$
$I^b_{2II'}(x)$	$\dfrac{A}{Z_{\text{в}2}}\Big\{\Big[I_3(l_{2II})N'_{32}Z_{\text{в}3}\,\mathrm{ch}(\gamma_2 l_{2III}-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}})-U_3(l_{2II})N''_{32}\,\mathrm{sh}(\gamma_2 l_{2III}-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}})+$ $+\dfrac{U_1(0)[\varphi(N''_{132},\gamma_1, l_{3II}-l_{2II}, p_1, -N'_{132},\gamma_2, l_{2III}, p_{2\text{к}})+\varphi(N'_{132},\gamma_2, l_{2II}+l_{2III}, p_{2\text{к}}, \longrightarrow}{Z_{\text{в}1}(\gamma_2^2-\gamma_1^2)\,\mathrm{ch}(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1})}$ $\dfrac{\rightarrow -N''_{132}, \gamma_1 l_{3III}, p_1)]}{}\Big]\,\mathrm{sh}[\gamma_2(l'_{2II}+l_{2I}+x)-\ln\sqrt{p_{2\text{н}}}]+\dfrac{U_3(0)\,\varphi(N''_{32},\gamma_3, l_{2I}-l'_{2II}, p_{3\text{н}}, \longrightarrow}{\mathrm{ch}(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3\text{н}}})}$ $\dfrac{\rightarrow -N'_{32},\gamma_2, l_{2I}, p_{2\text{н}})}{}\,\mathrm{sh}[\gamma_2(l_{2II}+l_{2III}-x)-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}}]\Big\}+\dfrac{U_3(0)N'_{32}\,\mathrm{sh}[\gamma_3(l_{3I}+x)-\ln\sqrt{p_{3\text{н}}}]}{Z_{\text{в}2}Z_{\text{в}3}(\gamma_3^2-\gamma_2^2)\,\mathrm{ch}(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3\text{н}}})}$

Окончание табл. 10.1

Определяемая величина	Формула
$U^b_{2II}(x)$	$$-A\left\{\left[I_3(l_{2II})N'_{32}Z_{\text{в}3}\operatorname{ch}\left(\gamma_2 l_{2III}-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}}\right)-U_3(l_{2II})N''_{32}\operatorname{sh}\left(\gamma_2 l_{2III}-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}}\right)+\right.\right.$$ $$\left.+\frac{U_1(0)\,\varphi\left(N''_{132},\gamma_1,l_{3II}-l_{2II},l_1,-N'_{132},\gamma_2,l_{2III},p_{2\text{к}}\right)}{Z_{\text{в}1}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}\right]\operatorname{ch}\left[\gamma_2\left(l_{2I}+l'_{2II}+x\right)-\ln\sqrt{p_{2\text{н}}}\right]-$$ $$-\left[\frac{U_3(0)\,\varphi\left(N''_{32},\gamma_3,l_{3I}-l'_{2II},p_{3\text{н}},-N'_{32},\gamma_2,l_{2I},p_{2\text{н}}\right)}{\operatorname{ch}\left(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3\text{н}}}\right)}-\frac{U_1(0)\,\varphi\left(N'_{132},\gamma_2,l_{2I}+l'_{2II},p_{2\text{н}},\rightarrow\right.}{Z_{\text{в}1}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1,l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}\right.$$ $$\left.\left.\frac{\left.\rightarrow N''_{132},\gamma_1,l_{3II},p_1\right)}{}\right]\operatorname{ch}\left[\gamma_2\left(l_{2II}+l_{2III}-x\right)-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}}\right]\right\}-\frac{U_{3II}(x)\,N''_{32}}{Z_{\text{в}3}\left(\gamma_3^2-\gamma_2^2\right)}+$$ $$+\frac{U_1(0)\,N''_{132}\operatorname{ch}\left[\gamma_1\left(l_{3II}-x\right)-\ln\sqrt{p_1}\right]}{Z_{\text{в}1}Z_{\text{в}3}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)\left(\gamma_3^2-\gamma_2^2\right)}$$
$I^b_{2II}(x)$	$$\frac{A}{Z_{\text{в}2}}\left\{\left[I_3(l_{2II})N'_{32}Z_{\text{в}3}\operatorname{ch}\left(\gamma_2,l_{2III}-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}}\right)-U_3(l_{2II})N''_{32}\operatorname{sh}\left(\gamma_2 l_{2III}-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}}\right)+\right.\right.$$ $$\left.+\frac{U_1(0)\,\varphi\left(N''_{132},\gamma_1,l_{3II}-l_{2II},p_1,-N'_{132},\gamma_2,l_{2III},p_{2\text{к}}\right)}{Z_{\text{в}1}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}\right]\operatorname{sh}\left[\gamma_2\left(l_{2I}+l'_{2II}+x\right)-\ln\sqrt{p_{2\text{н}}}\right]+$$ $$+\left[\frac{U_3(0)\,\varphi\left(N''_{32},\gamma_3,l_{3I}-l'_{2II},p_{3\text{н}},-N'_{32},\gamma_2,l_{2I},p_{2\text{н}}\right)}{\operatorname{ch}\left(\gamma_3 l_{3I}-\ln\sqrt{p_{3\text{н}}}\right)}-\frac{U_1(0)\,\varphi\left(N'_{132},\gamma_2 l_{2I},l'_{2II},p_{2\text{н}},N''_{132},\gamma_1,l_{3II},p_1\right)}{Z_{\text{в}1}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}\right]\times$$ $$\left.\times\operatorname{sh}\left[\gamma_2\left(l_{2II}+l_{2III}-x\right)-\ln\sqrt{p_{2\text{к}}}\right]\right\}-\frac{I_{3II}(x)\,N'_{32}}{Z_{\text{в}2}\left(\gamma_3^2-\gamma_2^2\right)}+\frac{U_1(0)\,N'_{132}\operatorname{sh}\left[\gamma_1\left(l_{3II}-x\right)-\ln\sqrt{p_1}\right]}{Z_{\text{в}1}Z_{\text{в}2}Z_{\text{в}3}\left(\gamma_2^2-\gamma_1^2\right)\left(\gamma_3^2-\gamma_2^2\right)\operatorname{ch}\left(\gamma_1 l_{3II}-\ln\sqrt{p_1}\right)}$$

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ

НЕРЕГУЛЯРНЫЕ ВЛИЯНИЯ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ ДЛИННЫХ ЛИНИЙ

11.1. НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ ВЛИЯНИЕ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ

Рассмотрим зависимость между параметрами влияния в коротких участках и параметрами влияния длиной линии, состоящей из таких соединенных между собой участков (рис. 11.1).

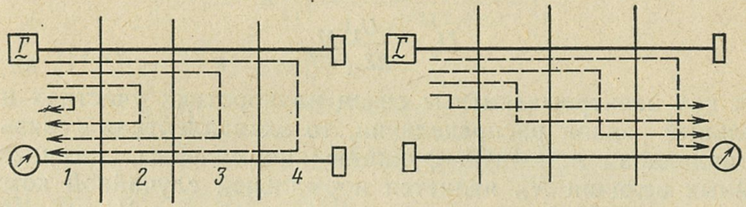


Рис. 11.1. Пути влияния на ближний (*а*) и дальний (*б*) концы с отдельных участков линии

Пути переходных токов на ближний конец с отдельных участков линии показаны на рис. 11.1*а*. Обозначим напряжение во влияющей цепи на участке i через U_{1i}, а напряжение переходного разговора через U'_{2i}. Тогда согласно гл. 9 имеем

$$U_{1i} = \frac{2Z_{\text{в}1}}{N_i} U'_{2i},$$

где N_i — параметр влияния на ближний конец участка i.

На каждом участке линии происходит уменьшение величины напряжения и изменение его фазы, которые характеризуются постоянными распространения влияющей цепи $\gamma_1 = \alpha_1 + i\beta_1$ и цепи, подверженной влиянию $\gamma_2 = \alpha_2 + i\beta_2$. Поэтому напряжение на участке i влияющей цепи отличается от напряжения в ее начале на величину $e^{-\gamma_1(i-1)}$. Соответственно напряжение переходного разговора в начале цепи, подверженной влиянию, отличается от напряжения на участке i на величину $e^{-\gamma_2(i-1)}$.

Следовательно, между напряжениями в начале влияющей и в начале подверженной влиянию цепей на участке i существует соотношение

$$U_{2i} = N_i \frac{U_1}{2Z_{\text{в}1}} e^{-(\gamma_1+\gamma_2)(i-1)}.$$

Напряжения переходного разговора, поступающего с отдельных участков линии, являются комплексными величинами, поэтому результирующее напряжение переходного разговора представляет собой геометрическую сумму n указанных напряжений:

$$U_2 = \sum_{i=1}^{n} U_{2i} = \frac{U_1}{2Z_{в1}} \sum_{i=1}^{n} N_i \, e^{-(\gamma_1+\gamma_2)(i-1)},$$

где n — число участков на линии.

Заменим сумму распределенных связей эквивалентной связью:

$$N_э = \sum_{i=1}^{n} N_i \, e^{-(\gamma_1+\gamma_2)(i-1)}, \tag{11.1}$$

тогда

$$U_2 = \frac{U_1}{2Z_{в1}} N_э.$$

Так как электромагнитные связи на коротких участках имеют нормальный закон распределения, то эквивалентная связь $N_э$, представляющая линейную функцию нормальных комплексных случайных величин N_i, является нормальной случайной комплексной величиной. Найдем такое значение величины $N_э$, вероятность превысить которое весьма невелика. Для этого зададимся некоторым значением величины $N_э$ и определим вероятность того, что действительная величина превзойдет заданное значение в определенное число раз. В качестве такого значения удобно выбрать среднее квадратическое значение модуля величины $N - \sqrt{\overline{|N|^2}}$. В соответствии с ф-лой (11.1)

$$\overline{|N|^2} = \overline{\left| \sum_{i=1}^{n} N_i \, e^{-(\gamma_1+\gamma_2)(i-1)} \right|^2}.$$

Так как электромагнитные связи отдельных участков независимы, то

$$\overline{|N|} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \overline{|N_i|^2} \, e^{-2(\alpha_1+\alpha_2)(i-1)}}.$$

Поскольку средние квадратические значения связей различных отрезков примерно одинаковы, т. е.

$$\overline{|N_1|^2} = \overline{|N_2|^2} = \cdots = \overline{|N_i|^2} = \text{const},$$

то, вынося $\overline{|N_i|^2}$ за знак суммы и заменяя в подкоренном выражении степенной ряд его суммой, получим

$$\overline{|N|} = \sqrt{\overline{|N_i|^2}} \sqrt{\frac{1 - e^{-2n(\alpha_1+\alpha_2)}}{1 - e^{-2(\alpha_1+\alpha_2)}}}. \tag{11.2}$$

Для определения вероятности того, что действительная величина превзойдет среднее квадратическое значение, найдем параметр

$$b=\frac{|\overline{N^2}|}{|\overline{N}|^2}=\frac{\left|\left[\sum_{i=1}^{n}\overline{N}_i\,e^{-(\gamma_1+\gamma_2)(i-1)}\right]^2\right|}{\overline{|N|^2}};\qquad(11.3)$$

причем из условия независимости величин N_i следует

$$|\overline{N^2}|=\left|\sum_{i=1}^{n}\overline{N_i^2}\,e^{-2(\gamma_1+\gamma_2)(i-1)}\right|.\qquad(11.4)$$

Вынося в последнем выражении $N^2{}_i=\text{const}$ за знак суммы и заменяя степенной ряд его суммой, получим

$$|\overline{N^2}|=|\overline{N_i^2}|\left|\frac{1-e^{-2n(\gamma_1+\gamma_2)}}{1-e^{-2(\gamma_1+\gamma_2)}}\right|.$$

Из ур-ний (11.3) и (11.4) следует, что

$$b=\frac{|\overline{N_i^2}|\,|1-e^{-2n(\gamma_1+\gamma_2)}|\,[1-e^{-2(\alpha_1+\alpha_2)}]}{\overline{|N_i|}\,|1-e^{-2(\gamma_1+\gamma_2)}|\,[1-e^{-2n(\alpha_1+\alpha_2)}]}.$$

Положим, что $\overline{|N^2{}_i|}=|\overline{N}_i|^2$, тогда

$$b=\frac{|1-e^{-2n(\gamma_1+\gamma_2)}|\,[1-e^{-2(\alpha_1+\alpha_2)}]}{|1-e^{-2(\gamma_1+\gamma_2)}|\,[1-e^{-2n(\alpha_1+\alpha_2)}]}.\qquad(11.5)$$

При сделанном допущении величина параметра b получается несколько больше истинной, что дает некоторый запас достоверности последующих выводов. В частных случаях ф-лы (11.2) и (11.5) могут быть значительно упрощены.

При влиянии между цепями высокочастотных кабелей следует учитывать, что $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$ и $e^{-2n(\alpha+\alpha)}\ll 1$, поэтому параметры $|\overline{N}|$ и b можно определить по упрощенным формулам:

$$|\overline{N}|=\sqrt{\overline{|N_i|}^2}\,\frac{1}{\sqrt{1-e^{-4\alpha}}},$$

$$b=\frac{1-e^{-4\alpha}}{|1-e^{4\gamma}|}.$$

Следовательно, величина b только на отдельных частотах $(f=iv/4l)$ может достигать своего максимального значения — единицы, а на других частотах $b<1$.

Точность расчетной формулы должна соответствовать допустимой погрешности измерений, которая для переходного затухания составляет 1,74 дБ. Поэтому примем вероятность того, что рассчитанная величина переходного затухания превзойдет истинную величину больше чем на 1,74 дБ, составляет 1%. Изменению величины переходного затухания на 1,74 дБ соответствует изменение электромагнитной связи примерно на 20%. Из теории вероятности комплексных величин известно, что вероятность того, что действительная величина связи превзойдет удвоенное среднее квадратическое значение от ее модуля больше чем на 20%, составляет примерно 1% при $b \leqslant 0{,}7$ и достигает 1,5% при $0{,}7 < b \leqslant 1{,}0$. Следовательно, при подстановке в расчетные формулы вместо N значения $2\sqrt{\overline{|N|^2}}$ погрешность результатов расчетов с вероятностью 99%, как правило, не превзойдет 1,74 дБ.

На основании сказанного можно получить следующее выражение для переходного затухания на ближний конец между одинаковыми цепями:

$$A_{0\,\text{мин}} = 20\lg \frac{|Z_\text{в}|\sqrt{1-e^{-4\alpha}}}{\sqrt{\overline{|N_i|^2}}}.$$

В общем виде переходное затухание на ближний конец определяется выражением

$$A_{0\,\text{мин}} = 20\lg \frac{\sqrt{Z_{\text{в}1} Z_{\text{в}2}}}{\sqrt{\overline{|N_i|^2}}} \sqrt{\frac{e^{-\frac{a_1+a_2}{n}} \operatorname{sh} \frac{a_1+a_2}{n}}{e^{-(a_1+a_2)} \operatorname{sh}(a_1+a_2)}}, \tag{11.6}$$

где a_1 и a_2 — затухания цепей *1* и *2* на усилительном участке.

При влиянии на дальний конец (рис. 11.1*б*) между напряжениями в начале влияющей U_1 и в конце подверженной влиянию цепей U_2 существует следующее соотношение:

$$U_2 = \sum_{i=1}^{n} U_{2i} = \sum_{i=1}^{n} F_i \frac{U_1}{2Z_{\text{в}1}} e^{-\gamma_2 n} e^{-(\gamma_1-\gamma_2)(i-1)},$$

где F_i — параметр влияния на дальний конец участка i; U_{2i} — напряжение на дальнем конце цепи, подверженной влиянию, на участке i.

Введя эквивалентный параметр влияния на дальний конец

$$F_\text{э} = \sum_{i=1}^{n} F_i \, e^{-(\gamma_1-\gamma_2)(i-1)},$$

получим

$$U_2 = \frac{U_1}{2Z_{\text{в}1}} e^{-\gamma_2 n} F_\text{э}. \tag{11.7}$$

Величины $\overline{|F|}$ и b в этом случае имеют следующие выражения:

$$\overline{|F|} = \sqrt{\overline{|F|^2}} \sqrt{\frac{1-e^{-2n(\alpha_1-\alpha_2)}}{1-e^{-2(\alpha_1-\alpha_2)}}}, \tag{11.8}$$

$$b = \frac{|1-e^{-2n(\gamma_1-\gamma_2)}|\,[1-e^{-2(\alpha_1-\alpha_2)}]}{|1-e^{-2(\gamma_1-\gamma_2)}|\,[1-e^{2n(\alpha_1-\alpha_2)}]}. \tag{11.9}$$

В случае влияния между одинаковыми цепями ($\gamma_1=\gamma_2$) ф-лы (11.8) и (11.9) значительно упрощаются:

$$\overline{|F|} = \sqrt{\overline{|F_i|^2}}\sqrt{n},$$

$$b = 1,$$

т. е. имеет место алгебраическое сложение связей отдельных участков. В этом случае токи, поступающие на дальний конец с отдельных участков, проходят одинаковый, путь и претерпевают одинаковые затухания и сдвиг фазы. Для получения расчетных формул, имеющих точность 1,74 дБ с вероятностью 99%, следует в ф-лу (11.7) вместо $F_э$ подставлять $2{,}2\sqrt{\overline{|F_э|^2}}$.

Таким образом, в случае влияния между одинаковыми цепями получается следующее выражение для защищенности на дальнем конце:

$$A_{зl\,мин} = 20\lg\frac{0{,}9\,|Z_{в1}|}{\sqrt{\overline{|F_i|^2}}\sqrt{n}}.$$

В общем виде защищенность цепей на дальнем конце определяется выражением

$$A_{зl\,мин} = 20\lg\frac{0{,}9\sqrt{Z_{в1}Z_{в2}}}{\sqrt{\overline{|F_i|^2}}}\sqrt{\frac{e^{-\frac{a_1-a_2}{n}}\,\mathrm{sh}\,\frac{a_1-a_2}{n}}{e^{-(a_1-a_2)}\,\mathrm{sh}\,(a_1-a_2)}}. \quad (11.10)$$

Выражения (11.6) и (11.10) позволяют установить зависимость между переходным затуханием при влиянии на ближний конец и защищенностью на дальнем конце на усилительном участке и в строительных длинах симметричных кабелей. Из ф-лы (11.6) следует, что

$$A_{0\,мин} = \bar{A}_{0с} + 20\lg\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1-e^{-2(\alpha_1+\alpha_2)}}{1-e^{-2n(\alpha_1+\alpha_2)}}}, \quad (11.11)$$

где $A_{0с}$ — переходное затухание при влиянии на ближний конец в строительной длине.

В случае влияния между одинаковыми цепями $|\alpha_1=\alpha_2|$ на высоких частотах ф-ла (11.11) упрощается:

$$A_{0\,мин} = \bar{A}_{0с} + 20\lg\frac{\sqrt{1-e^{-4\alpha}}}{2};$$

при $\alpha<0{,}1$ действительно еще более простое приближенное выражение:

$$A_{0\,мин} \approx \bar{A}_{0с} + 20\ln\sqrt{\alpha}$$

Из выражения (11.9) следует, что

$$A_{зl\,мин} = \bar{A}_{з\,l\,с} + 20\lg\frac{1}{2{,}2}\sqrt{\frac{1-e^{-2(\alpha_1-\alpha_2)}}{1-e^{-2n(\alpha_1-\alpha_2)}}}, \quad (11.12)$$

где $A_{зlс}$ — защищенность на дальнем конце в строительной длине. При влиянии между одинаковыми цепями $(\alpha_1=\alpha_2)$ ф-ла (11.12) значительно упрощается:

$$A_{зl\,мин} = \bar{A}_{з\,l\,с} + 20\lg\frac{1}{2{,}2\sqrt{n}}.$$

11.2. ВЛИЯНИЕ ЧЕРЕЗ ТРЕТЬИ ЦЕПИ

Рассмотрим нерегулярное влияние через третьи цепи только на дальний конец[1], причем для упрощения выводов ограничимся случаем согласованных нагрузок концов третьих цепей.

Под действием тока I_{10} влияющей цепи (рис. 11.2) в третьей цепи индуцируется ток I_{30}, текущий к ее ближнему концу, и ток

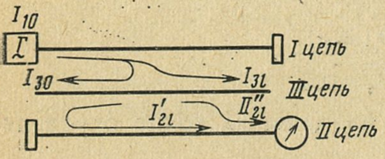


Рис. 11.2. Пути переходных токов при влиянии на дальний конец через третьи цепи

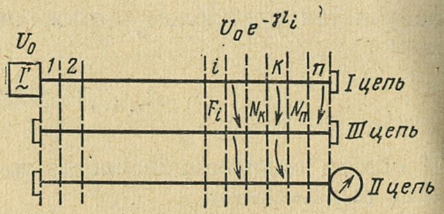


Рис. 11.3. Пути влияния через третьи цепи с отдельных участков

I_{3l}, текущий к ее дальнему концу. Величины токов I_{30} и I_{3l} определяются параметрами влияния на ближний N_{13} и дальний F_{13} концы. Под действием тока I_{30} в цепи, подверженной влиянию, индуцируется ток I'_{2l}, направленный к ее дальнему концу. Под действием тока I_{3l} в подверженной влиянию цепи индуцируется ток I''_{2l}, также направленный к ее дальнему концу. Таким образом, на дальний конец подверженной влиянию цепи поступают токи I'_{2l} и I''_{2l}.

Рассматривая влияние через третью цепь, разобьем линию на n участков одинаковой длины (рис. 11.3). При этом напряжение на i-м участке влияющей цепи равняется $U_0 e^{-\gamma l i}$, где U_0 — напряжение в ее начале, а γl — коэффициент распространения участка цепи. Под действием этого напряжения на k-м участке третьей цепи индуцируется напряжение U_{k3}, обусловленное переходом энергии по закону ближнего конца на участках от k-го до $n (U'_{3k})$ и переходом энергии по закону дальнего конца на участках от 1-го до $k (U''_{3k})$:

$$U_{3к} = U'_{3k} + U''_{3k} = \frac{U_0}{2Z_в} \left[e^{\gamma_3 lk} \sum_{i=k}^{n} N_i e^{-l(\gamma+\gamma_3) i} + e^{-\gamma_3 lk} \sum_{i=1}^{k} F_i e^{(\gamma_3-\gamma) li} \right],$$

представляющее собой напряжение эквивалентного генератора, включенного в третью цепь и являющегося источником влияния на вторую цепь.

При влиянии на дальний конец напряжение, индуцируемое в конце второй цепи, представляет собой сумму двух напряжений $U_{2l} = U'_{2l} + U''_{2l}$. Напряжение U'_{2l} обусловливается переходом

[1] В гл. 10 было показано, что влияние через третьи цепи на ближний конец мало.

энергии с первой цепи на третью, а затем с третьей цепи на вторую, т. е. повторным переходом по закону ближнего конца. Оно представляет собой результат суммирования напряжений на дальнем конце подверженной влиянию цепи, индуцируемых под действием напряжений U'_{3k} на всех участках третьей цепи от 1-го до n:

$$U'_{2l} = \frac{U_0}{4Z_{\text{в}}Z_{\text{в3}}} \sum_{k=1}^{n} N_{\text{к}} \mathrm{e}^{-\gamma nl} \mathrm{e}^{(\gamma+\gamma_3)\, lk} \sum_{i=k}^{n} N_i \mathrm{e}^{-(\gamma+\gamma_3)\, li}.$$

Напряжение U''_{2l} обусловливается переходом энергии с первой цепи на третью по закону дальнего конца, а затем с третьей на вторую также по закону дальнего конца, т. е. повторным переходом по закону дальнего конца. Оно представляет собой результат суммирования напряжений на дальнем конце подверженной влиянию цепи, индуцируемых под действием напряжений U''_{3k} на всех участках третьей цепи от 1-го до n:

$$U''_{2l} = \frac{U_0}{4Z_{\text{в}}Z_{\text{в3}}} \sum_{k=1}^{n} F_k \mathrm{e}^{-\gamma nl} \mathrm{e}^{(\gamma-\gamma_3)\, lk} \sum_{i=1}^{k} F_i \mathrm{e}^{-(\gamma-\gamma_3)\, li}.$$

Таким образом, напряжение в конце подверженной влиянию цепи будет

$$U_{2l} = \frac{U_0}{4Z_{\text{в}}Z_{\text{3в}}} \mathrm{e}^{-\gamma n} \left[\sum_{k=1}^{n} N_{\text{к}} \mathrm{e}^{(\gamma+\gamma_3)\, k} \sum_{i=k}^{n} N_i \mathrm{e}^{-(\gamma+\gamma_3)\, li} + \right.$$
$$\left. + \sum_{k=1}^{n} F_{\text{к}} \mathrm{e}^{(\gamma-\gamma_3)\, lk} \sum_{i=1}^{k} F_i \mathrm{e}^{-(\gamma-\gamma_3)\, li} \right].$$

Среднее значение квадрата модуля величины U_{2l} составит

$$\overline{|U_{2l}|^2} = \frac{|U_0|^2 \mathrm{e}^{-2\alpha l n}}{16 Z_{\text{в}}^2\, Z_{\text{в3}}^2} \left\{ \overline{|N|^4} \left[\sum_{k=1}^{n} \mathrm{e}^{2(\alpha+\alpha_3)\, lk} \sum_{i=k}^{n} \mathrm{e}^{-2(\alpha+\alpha_3)\, li} \right] + \right.$$
$$\left. \overline{+ |F|^4} \left[\sum_{k=1}^{n} \mathrm{e}^{2(\alpha-\alpha_3)\, lk} \sum_{i=1}^{k} \mathrm{e}^{-2(\alpha-\alpha_3)\, li} \right] \right\} = \overline{|U'_{2l}|^2} + \overline{|U''_{2l}|^2} \qquad (11.13)$$

Первая двойная сумма в выражении (11.13) соответствует переходному разговору при влиянии на дальний конец вследствие повторного влияния по закону ближнего конца, вторая — повторного влияния по закону дальнего конца. Среднее значение затухания повторного перехода по закону ближнего конца определяется следующим выражением:

$$\bar{A}'_l = 10 \lg \frac{|U_0|^2}{\overline{|U'_{2l}|^2}},$$

где $$\overline{|U'_{2l}|^2} = \frac{|U_0|^2}{16Z_в^2 Z_{в3}^2} e^{-2a} \overline{|N|^4} \sum_{k=1}^{n} e^{2(\alpha+\alpha_з) lk} \sum_{l=k}^{n} e^{-2(\alpha+\alpha_з) li}. \quad (11.14)$$

При условии $2(\alpha+\alpha_з) l < 8{,}7$, которое обычно имеет место в современных кабелях, выражение (11.14) может быть преобразовано:

$$\overline{A'_l} = 20\lg \frac{4Z_в Z_{вз}}{\overline{|N|^2}} + 20\lg 2(\alpha+\alpha_з) l + a - 10\lg [2(a+a_з) - \\ -1 + e^{-2(a+a_з)}],$$

где a и $a_з$ — затухание основной и третьей цепей, или

$$\overline{A'_l} = \overline{A'_{13}} + \overline{A'_{32}} + 20\lg 2(\alpha+\alpha_з) l + a - 10\lg [2(a+a_з) - \\ -1 + e^{-2(a+a_з)}].$$

Полагая, что $\overline{A'_{13}} = \overline{A'_{32}}$, среднее значение разности уровней полезного сигнала и помех вследствие повторного перехода по закону ближнего конца определяется по формуле

$$\overline{A'_{зl}} = 2\overline{A'_{13}} + 20\lg 2(\alpha+\alpha_з) l - 10\lg [2(a+a_з) - 1 + e^{-2(a+a_з)}].$$

Затухание основных и третьих цепей на усилительном участке обычно настолько велико, что величиной $1+e^{-2(a+a_з)}$ можно пренебречь по сравнению с величиной $2(a+a_з)$, тогда

$$\overline{A'_{зl}} = 2\overline{A'_{13}} + 20\lg \frac{\sqrt{2(\alpha+\alpha_з) l}}{\sqrt{n}}.$$

Минимально допустимая величина защищенности от повторного перехода по закону ближнего конца определяется по формуле

$$A'_{зl\,мин} = 2A'_{lз\,мин} + 20\lg \frac{2\sqrt{2(\alpha+\alpha_з) l}}{\sqrt{n}}. \quad (11.15)$$

Среднее значение затухания повторного перехода по закону дальнего конца определяется следующим выражением:

$$A'' = 10\lg \frac{|U_0|^2}{\overline{|U''_{2l}|^2}},$$

где

$$\overline{|U''_{2l}|^2} = \frac{|U_0|^2 e^{-2a}}{16Z_в^2 Z_{в3}^2} \overline{|F|^4} \sum_{k=1}^{n} e^{2(\alpha-\alpha_з) lk} \sum_{i=1}^{k} e^{2(\alpha_з-\alpha) li}.$$

Поскольку обычно $(\alpha_з-\alpha) l \leqslant 8{,}7$, то

$$\overline{A''_l} = 20\lg \frac{4Z_в Z_{вз}}{\overline{|F|^4}} + 20\lg 2(\alpha_з-\alpha) l + a - 10\lg \times \\ \times [2(a_з-a) - 1 - a^{-2(a_з-a)}]$$

или $\overline{A''_l} = \overline{A''_{13}} + \overline{A''_{32}} + 20\lg 2(\alpha_3 - \alpha)\, l + a - 10\lg [\, 2(a_3 - a) -$

$$1 + e^{-2\,(a_3 - a)}\,].$$

Среднее значение защищенности вследствие повторного перехода по закону дальнего конца при $\overline{A''}_{13} = \overline{A''}_{32}$ определяется по формуле

$$\overline{A''_{3l}} = 2\overline{A''_{13}} + 20\lg 2(\alpha_3 - \alpha)\, l - 10\lg [2(a_3 - a) - 1 + e^{-2\,(a_3 - a)}]\,.$$

При равенстве затуханий основных и третьих цепей, раскрывая неопределенность в квадратных скобках, получим

$$\overline{A''_{3l}} = 2\overline{A''_{13}} + 10\lg 2 - 20\lg n.$$

Минимально допустимая величина защищенности от повторного перехода по закону дальнего конца определяется соотношением

$$A''_{3l\,\text{мин}} = 2A''_{3l\,\text{мин}} + 20\lg 4(\alpha_3 - \alpha)\, l - 10\lg [2(a_3 - a) - 1 + e^{-2\,(a_3 - a)}\,].$$

Так как обычно $2\ (a_3 - a) > 1 - e^{-2(a_3 - a)}$, то

$$A''_{3l\,\text{мин}} = 2A''_{l3\,\text{мин}} + 10\lg 8\,(a_3 - a). \tag{11.16}$$

Как видно из выражений (11.15) и (11.16), нерегулярное влияние на дальний конец через третьи цепи пропорционально квадрату частоты (величины $2A'_{13}$ и $2A''_{13}$ обратно пропорциональны квадрату частоты) и корню квадратному из длины линии.

11.3. ВЛИЯНИЕ ВСЛЕДСТВИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ЦЕПЕЙ

Неоднородность полуфабрикатов, используемых для изготовления кабелей, и технологические допуски в процессе изготовления кабеля приводят к тому, что электрические характеристики кабеля и, в первую очередь, волновое сопротивление его цепей изменяются по длине, в результате чего линия оказывается неоднородной. В местах изменения волнового сопротивления происходит отражение части электромагнитной энергии, передаваемой по цепям.

В неоднородной линии часть энергии рассеивается вследствие многократных отражений от неоднородностей, в результате чего затухание неоднородных цепей имеет бо́льшую величину, чем у однородных, причем частотные характеристики рабочего затухания и входного сопротивления неоднородных цепей имеют волнообразный характер.

Помимо нежелательных колебаний частотных характеристик вторичных параметров неоднородность цепей является источником дополнительного взаимного влияния между цепями. При наличии неоднородностей в местах стыков появляются отраженные волны, движущиеся к началу цепи. Отраженные волны создают дополнительные источники влияния на дальний конец тем, что, влияя по закону ближнего конца на соседние цепи, индуцируют в них токи, распространяющиеся к дальнему концу, как это показано на рис. 11.4.

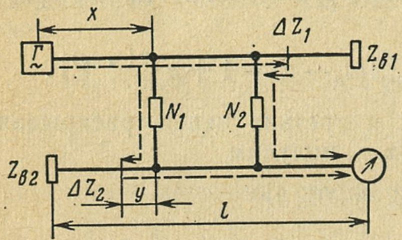


Рис. 11.4. Пути влияния на дальний конец вследствие неоднородности линии

Наряду с этим происходит влияние первой цепи на ближний конец второй цепи. Токи переходного разговора, текущие по второй цепи к ее началу, отражаются от неоднородностей и направляются к дальнему концу второй цепи. Помимо отраженных волн, направляющихся к началу цепи, в неоднородной цепи вследствие повторных отражений возникают волны, совпадающие по направлению с передаваемой энергией, а также отраженные волны более высоких порядков. После каждого из отражений амплитуды волн уменьшаются соответственно коэффициентам отражения. Поэтому при малых коэффициентах отражения, которые обычно имеют место, амплитуды отраженных волн высших порядков настолько незначительны, что практически с ними следует считаться только при передаче импульсов.

Разделим линию на n равных, однородных участков, предварительно определив, какой участок можно рассматривать в качестве однородного, поскольку совершенно однородных цепей практически не бывает. Для этого рассмотрим участок линии с произвольным законом распределения величин волнового сопротивления $Z_в(x)$ по его длине. Входное сопротивление $Z_{вх}$ такого участка линии при нагрузке его противоположного конца на среднее волновое сопротивление Z_0 отличается от последнего на величину $\delta(\omega)$, где

$$\delta(\omega) = Z_{вх} - Z_0 = 2\gamma \int_0^l \delta(x)\, e^{-2\gamma x}\, dx,$$

где $\delta(x) = Z_в(x) - Z_0$ — отклонение волнового сопротивления отрезка неоднородной линии от среднего значения.

Пренебрегая коэффициентом затухания цепи по сравнению с коэффициентом фазы $\alpha \ll \beta$ и полагая $\beta = \omega/v$, получим

$$\delta(\omega) = 2i \frac{\omega}{v} \int_0^l \delta(x)\, e^{-2i \frac{\omega}{v} x}\, dx,$$

где v — скорость распространения электромагнитной энергии по цепи.

Поскольку $\delta(x)$ вне интеграла $0 - l$ равно нулю, последнее равенство может быть переписано:

$$\delta(\omega) = \frac{2}{v} \int_{-\infty}^{\infty} \delta'(x) e^{-2i\frac{\omega}{v}x} dx,$$

где $\delta'(x) = 2i\omega\delta(x)$.

Следовательно, отклонение волнового сопротивления участка неоднородной линии от его среднего значения представляет собой спектр производной закона распределения отклонений волнового сопротивления вдоль линии, т. е. $\delta(\omega)$ есть спектр $\delta(x)$. Поскольку интерес представляют значения $\delta(\omega)$ в некотором определенном спектре частот, ограниченном $f_в$, то в соответствии с теоремой Котельникова $\delta(x)$ достаточно охарактеризовать конечным числом значений, отстоящих на расстоянии $\Delta x = v\Delta t/2$, где $\Delta t = 1/2f_в$, т. е. $\Delta x = v/4f_в = \lambda/4$, где λ — длина волны высшей частоты. Из последнего соотношения можно определить длину участка линии, который можно рассматривать как однородный в спектре частот $\leqslant f_в$. Следовательно, длина рассматриваемого в качестве однородного отрезка будет тем меньше, чем шире диапазон частот. Так, при $f'_в = 250$ кГц и $v = 240\,000$ км/с $\Delta x' = 0{,}24$ км.

Причинами взаимного влияния являются неоднородности обеих цепей, однако для установления количественных зависимостей рассматриваемый процесс удобно представить в виде наложения двух процессов:

влияющая цепь имеет неоднородности, а в подверженной влиянию цепи неоднородности отсутствуют;

неоднородности имеются в цепи, подверженной влиянию, но отсутствуют во влияющей цепи.

Схема взаимного влияния, соответствующая первому процессу, приведена на рис. 11.5. Обозначим напряжение в начале влияющей цепи через U_{10}, тогда напряжение на k-м стыке будет $U_{1k} = U_{10}e^{-\gamma l_k}$, где γ — коэффициент распространения однородного участка цепи; l_k — расстояние от начала цепи до k-го стыка.

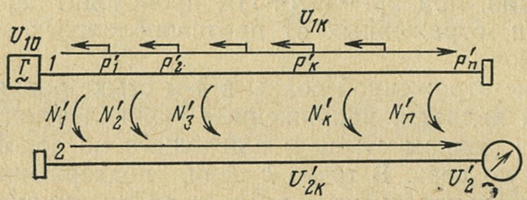


Рис. 11.5. Схема влияния неоднородной цепи на однородную при случайных законах распределения неоднородностей и связей

Коэффициент отражения в k-м стыке, учитывающий разность волновых сопротивлений смежных однородных отрезков линии, равен

$$p'_k = \frac{Z_{\text{вк}+1} - Z_{\text{вк}}}{Z_{\text{вк}+1} + Z_{\text{вх}}} \approx \frac{Z_{\text{вк}+1} - Z_{\text{вк}}}{2Z_{\text{в}}},$$

поскольку $Z_{\text{вк}+1} \approx Z_{\text{вк}} \approx Z_{\text{в}}$. Здесь $Z_{\text{вк}}$ — волновое сопротивление цепи отрезка k; $Z_{\text{вк}+1}$ — волновое сопротивление цепи отрезка $k+1$.

Представим волновые сопротивления цепей однородных отрезков следующим образом: $Z_{\text{вк}} = Z_{\text{в}} + \Delta Z_{\text{вк}}$; $Z_{\text{вк}+1} = Z_{\text{в}} + \Delta Z_{\text{вк}+1}$ и допустим, что в каждом месте соединения смежных отрезков имеется бесконечно короткий отрезок цепи со средним волновым сопротивлением Z_0. Тогда коэффициент отражения в месте соединения цепей можно представить состоящим из двух частей: части, вызванной отклонением волнового сопротивления участка k цепи от среднего значения $\Delta Z_{\text{вк}}$, и части, вызванной отклонением волнового сопротивления участка $k+1$ цепи от среднего значения $\Delta Z_{\text{вк}+1}$. Поскольку участки однородны, то коэффициенты отражения от их противоположных концов одинаковы по величине и противоположны по знаку. Поэтому волны, отраженные от двух концов однородного участка, складываются, имея различие фаз, равное $2\beta l$, где l — длина однородного участка. Таким образом, между разностью волновых сопротивлений смежных однородных участков (эту величину будем называть стыком) и отклонением волнового сопротивления от среднего значения имеет место следующее соотношение:

$$Z_{\text{вк}+1} - Z_{\text{вк}} = \Delta Z_{\text{вк}} \left(1 - e^{-2\gamma l}\right).$$

Следовательно,

$$p'_k = \frac{\Delta Z_{\text{вк}}}{2Z_{\text{в}}} \left(1 - e^{-2\gamma l}\right).$$

Нетрудно видеть, что при низких частотах или коротких однородных отрезках ($e^{-\gamma l} \approx 1$) имеет место сильная взаимная компенсация волн, отраженных от разных концов отрезка. Это же явление наблюдается в случае, когда $2\beta l = 2\pi n$, где n — целое число. Напротив, при $2\beta l = (2n+1)\pi$ происходит арифметическое сложение волн, отраженных от противоположных концов однородных отрезков.

Напряжение отраженной волны в k-м стыке равняется $p'_k U_{1\text{к}} = p_k' U_{10} e^{-\gamma lk}$ и является напряжением эквивалентного генератора, включенного в данном стыке и влияющего по закону ближнего конца на другую цепь. В точке k цепи, подверженной влиянию, под действием эквивалентного генератора индуцируется напряжение

$$U'_{2k} = \frac{U_{10}}{2Z_{\text{в}}} p'_k e^{-\gamma lk} \sum_{i=1}^{k} N'_i e^{-2\gamma (k-i) l},$$

где N'_i — электромагнитная связь переходного разговора на ближний конец i-го участка цепей.

Напряжение в конце подверженной влиянию цепи при этом будет

$$U'_{2i} = \frac{U_{10}}{2Z_{\text{в}}} p'_k e^{-2\gamma lk} e^{-\gamma ln} \sum_{i=1}^{k} N'_i e^{2\gamma li}.$$

Аналогичные выражения получаются для напряжений в конце подверженной влиянию цепи вследствие отражений от других стыков.

Суммируя напряжения переходного разговора на дальний конец, вызванные отражениями в n стыках, получим результирующее напряжение переходного разговора вследствие неоднородности влияющей цепи

$$U'_2 = \frac{U_{10}}{2Z_{\text{в}}} e^{-\gamma ln} \sum_{k=1}^{n} p'_k e^{-2\gamma lk} \sum_{i=1}^{k} N'_i e^{2\gamma li}. \qquad (11.17)$$

Схема влияния однородной цепи на неоднородную, соответствующая второму случаю, представлена на рис. 11.6.

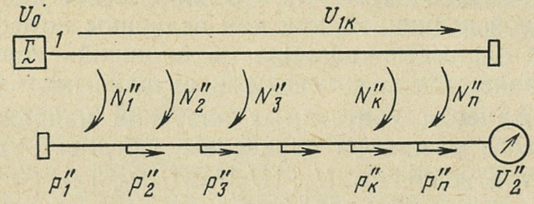


Рис. 11.6. Схема влияния однородной цепи на неоднородную при случайных законах распределения неоднородностей и связей

Напряжение переходного разговора у k-го стыка второй цепи, вызванное влиянием по закону ближнего конца, определяется выражением

$$U''_{2k} = \frac{U_{10}}{2Z_{\text{в}}} e^{-\gamma (k-1) l} \sum_{i=k}^{n} N''_i e^{-2\gamma (i-k) l}.$$

Напряжение отраженной от k-го стыка волны, движущейся к концу подверженной влиянию цепи, составляет

$$p''_k U_{2k} = \frac{U_{10}}{2Z_{\text{в}}} p''_k e^{-\gamma (k-1) l} \sum_{i=k}^{n} N''_i e^{-2\gamma (i-k) l}.$$

При этом напряжение в конце цепи, подверженной влиянию, будет

$$U''_{2i} = \frac{U_{10}}{2Z_{\text{в}}} p''_k e^{2\gamma lk} e^{-\gamma ln} \sum_{i=k}^{n} N''_i e^{-2\gamma li}.$$

Суммируя на дальнем конце подверженной влиянию цепи напряжения волн, отраженных от n стыков, получим результирующее напряжение переходного разговора вследствие неоднородности цепи, подверженной влиянию,

$$\dot{U}_2'' = \frac{U_{10}}{2Z_\text{в}} e^{-\gamma l n} \sum_{k=1}^{n} p_k'' e^{2\gamma l k} \sum_{i=k}^{n} N_i' e^{-2\gamma l i}. \qquad (11.18)$$

Результирующее напряжение переходного разговора на дальнем конце получается путем суммирования ур-ний (11.17) и (11.18):

$$U_2 = U_2' + U_2'' = \frac{U_{10}}{2Z_\text{в}} e^{-\gamma l n} \left[\sum_{k=1}^{n} p_k' e^{-2\gamma l k} \sum_{i=1}^{k} N_i' e^{2\gamma l i} + \sum_{k=1}^{n} p_k'' e^{2\gamma l k} \times \right.$$

$$\left. \times \sum_{i=k}^{n} N_i'' e^{-2\gamma l i} \right]. \qquad (11.19)$$

Из ф-лы (11.19) следует, что это напряжение является случайной комплексной величиной, так как величины коэффициентов отражения p_k и параметра влияния на ближний конец отдельных участков N_i являются комплексными случайными величинами.

Для установления допустимых значений напряжения косвенного переходного разговора определим среднее квадратическое значение модуля величины U_2: $\overline{|U_2|^2} = \overline{U_2 \dot{U}_2}$, где $\dot{U}_2$ — сопряженное комплексное напряжение. Так как параметр влияния участков кабеля N_i так же, как и коэффициенты отражения p_k, является независимыми случайными величинами со средними арифметическими значениями, равными нулю, то, обозначая средние квадратические значения величин N_i и p_k через $\overline{|N_i|^2} = S^2$, $\overline{|p_k|^2} = \sigma^2$, получим

$$\overline{|U_2|^2} = |U_0|^2 = \frac{S^2 \sigma^2 e^{-2a}}{4Z_\text{в}^2} \; \frac{4a - 1 + e^{-4a}}{8\alpha^2 l^2},$$

где a — затухание цепи.

Среднее значение переходного затухания при влиянии на дальний конец вследствие неоднородности цепей

$$\overline{A}_{l\text{н}} = 20 \lg \frac{2Z_\text{в}}{S} - 10 \lg \frac{\sigma^2 (4a - 1 + e^{-4a})}{8\alpha^2 l^2} + a.$$

Среднее значение защищенности при влиянии вследствие конструктивных неоднородностей

$$\overline{A}_{\text{з}\, l\, \text{н}} = 20 \lg \frac{2Z_\text{в}}{S} - 10 \lg \frac{\sigma^2 (4a - 1 + e^{-4a})}{8\alpha^2 l^2}, \qquad (11.20)$$

где $20 \lg (2Z_\text{в}/S) = \overline{A}_0$ — средняя величина переходного затухания на ближний конец на отдельных участках кабеля.

Поскольку затухание цепей на усилительном участке при четырехпроводной системе связи обычно превышает 17 дБ, то величиной $1-e^{-4a}$ по сравнению с величиной $4a$ можно пренебречь, в результате чего ф-ла (11.20) значительно упрощается:

$$\bar{A}_{з\,l\,н} = \bar{A}_0 + 20\lg\frac{\sqrt{2\alpha l}}{\sigma\sqrt{n}}.$$

Величина косвенного влияния является функцией произведения двух случайных величин: электромагнитной связи на ближнем конце и коэффициента отражения. Следовательно, затухание косвенного переходного разговора (в дБ) зависит от суммы логарифмов указанных величин, что условно может быть записано следующим образом:

$$A_{з\,l\,н} \approx \lg\frac{1}{N} + \lg\frac{1}{p}. \tag{11.21}$$

Из соотношения (11.21) следует, что подстановка в оба логарифма максимальных значений N и p, превосходящих соответствующие средние значения примерно в три раза, вызовет уменьшение величины $A_{зlн}$ по сравнению со средним значением на 19 дБ. Получение такого абсолютного минимума величины $A_{зlн}$ практически маловероятно, поскольку трудно ожидать, что на всех участках кабеля связи на ближнем конце имеют максимальные значения и одновременно все коэффициенты отражения также максимальны. Среднее квадратическое значение суммы двух множеств одинакового объема, имеющих одинаковые средние квадратические значения, превосходит последние в $\sqrt{2}$ раз. Применительно к рассматриваемому случаю это означает, что

$$A_0 = \bar{A}_0 - 9{,}55\sqrt{2} = \bar{A}_0 - 13 \text{ дБ},$$

т. е. минимальное значение A_0 меньше среднего не на 19 дБ, а на 13 дБ и, следовательно,

$$A_{з\,l\,н} = A_0 + 20\lg\frac{2\sqrt{2\alpha l}}{p_{к\,макс}\sqrt{n}}. \tag{11.22}$$

11.4. ВЛИЯНИЕ ВСЛЕДСТВИЕ НЕСОГЛАСОВАННОСТИ АППАРАТУРЫ С ЛИНИЕЙ

Влияние вследствие несогласованности аппаратуры с линией является частным случаем влияния вследствие неоднородности цепей. Поскольку волновые сопротивления цепей и входные сопротивления станционной аппаратуры имеют разброс вокруг некоторых средних значений, то в месте соединения линий с аппаратурой неизбежно возникает несогласованность сопротивлений.

Рассмотрим две цепи: влияющую (первую) и подверженную влиянию (вторую), показанные на рис. 11.7. Вследствие того, что нагрузка в начале второй цепи практически отличается от ее волнового сопротивления ($Z_{20} \neq Z_{в2}$), ток переходного разговора

I_{20}, поступающий к ближнему концу второй цепи, частично отражается от него и направляется к ее дальнему концу. В результате этого к дальнему концу второй цепи поступает ток I'_{2l}. Ток I_{2l}, приходящийся к дальнему концу первой цепи, вследствие несогласованности ее нагрузки ($Z_{1l} \neq Z_{в1}$) также частично отражается от нагрузки и направляется обратно к началу цепи. Отраженный ток I'_{1l}, распространяясь справа налево, вызывает на дальнем конце второй цепи ток переходного разговора I''_{2l}. Если первая и вторая цепи одинаковы, то влияние на ближний конец слева характеризуется величиной $t_1 = I_{20}/I_{10}$, а справа $t_2 = I''_{2l}/I'_{1l}$.

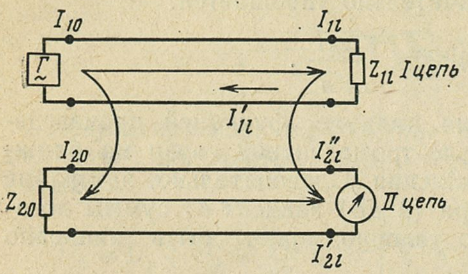


Рис. 11.7. Схема влияния вследствие несогласованности нагрузок

Мерой несогласованности нагрузки $Z_н$ с волновым сопротивлением цепи $Z_в$ служит коэффициент отражения

$$p = \left| \frac{Z_в - Z_н}{Z_в + Z_н} \right|.$$

Если обозначить коэффициент отражения от левого конца второй цепи через $p_1 = \left| \frac{Z_{в2} - Z_{20}}{Z_{в2} + Z_{20}} \right|$, а от правого конца первой цепи через $p_2 = \left| \frac{Z_{в1} - Z_{1l}}{Z_{в1} + Z_{1l}} \right|$, то ток переходного разговора на дальнем конце второй цепи будет

$$I_{2l} = I'_{2l} + I''_{2l} = I_{10}(t_1 p_1 + t_2 p_2)\, e^{-\gamma l},$$

переходное затухание на дальний конец вследствие отражений

$$A_{l_0} = 20\lg \left| \frac{I_{10}}{I_{2l}} \right| = \alpha l - 20\lg |p_1 t_1 + p_2 t_2|,$$

а защищенность от влияния вследствие отражений от нагрузок

$$A_{з\, l0} = A_{l0} - \alpha l = -20\lg |p_1 t_1 + p_2 t_2| = -20\lg(r_1 + r_2) = -20\lg(r); \quad (11.23)$$

причем

$$-20\lg(t_1) = A_0; \; -20\lg(t_2) = A'_0; \; -20\lg(p_1) = A_{н1};$$

$$-20\lg(p_2) = A_{н2}; \; r_1 = p_1 t_1; \; r_2 = p_2 t_2 \text{ и } r = r_1 + r_2,$$

где A_0, A_0' — переходное затухание при влиянии на ближний конец соответственно слева и справа; $A_{н1}$, $A_{н2}$ — затухание несогласованности соответственно слева и справа.

Нетрудно видеть, что токи влияния на дальний конец (I_{2l}' и I''_{2l}) будут тем меньше, чем меньше влияние между цепями на ближнем конце (t_1 и t_2) и чем меньше коэффициенты отражения (p_1 и p_2). Влияние вследствие несогласованности нагрузок согласно ф-ле (11.23) определяется суммой r величин r_1 и r_2, каждая из которых является произведением независимых случайных комплексных величин $t_1 p_1$ и $t_2 p$. Следовательно, r является случайной комплексной величиной. Найдем такое значение $|r|$, вероятность превзойти которое весьма мала.

Законы распределения случайных комплексных величин t и p весьма близки к круговым. Вероятность того, что модуль величины r превзойдет ее среднее квадратическое значение r_0 в некоторое число раз n, составляет

$$\overset{*}{q}_r(n) = p(|r| > nr_0) = (2n)^2 K_2(2n\sqrt{2}),$$

где K_2 — видоизмененная функция Кельвина второго порядка.

Как и выше, примем вероятность того, что рассчитанная величина переходного затухания превзойдет истинную величину больше, чем на 1,74 дБ, равняется 1%. Для выполнения этого условия в ф-лу (11.23) следует вместо величины $|r|$ подставить $2{,}2\,r_0$:

$$|r| = 2{,}2r_0 = 2{,}2\sqrt{2}\,r_{10} = 2{,}2\sqrt{2}\,p_0 t_0.$$

Измерения показали, что минимальные величины переходных затуханий при влиянии на ближний конец и затуханий несогласованности примерно на 8,7 дБ меньше соответствующих средних значений, т. е.

$$A_{0\,\text{мин}} \approx \overline{A}_0 - 8{,}7\ \text{дБ},\ A_{\text{н мин}} \approx \overline{A}_\text{н} - 8{,}7\ \text{дБ}.$$

Следовательно,

$$t_\text{макс} \approx 3\overline{t} = 3t_0 \text{ и } p \approx 3\overline{p} = 3p_0.$$

Учитывая указанные соотношения, получим

$$|r| = 2{,}2\sqrt{2}\frac{|p||t|}{9} = 0.35|p||t|.$$

Логарифмируя последнее выражение, найдем

$$A_{\text{з}\,l0} = A_\text{н} + A_0 + 9{,}12\ \text{дБ},$$

откуда

$$p = 10^{-0{,}05A_\text{н}} = 10^{-0{,}05\,(A_{\text{з}\,l0} - A_0)}\,2{,}86 = 2{,}06\cdot 10^{-0{,}05\,(A_{\text{з}\,l0} - A_0)}. \quad (11.24)$$

Величину $A_{\text{з}l0}$ принято определять из условия: переходный разговор вследствие несогласованности нагрузок не должен заметно снижать результирующую величину защищенности цепей на дальнем конце. Поскольку погрешность при измерениях переходных затуханий обычно находится в пределах 1,7 дБ, то желательно, чтобы снижение защищенности не превышало 1,7 дБ, т. е.

$$A_{\text{з}\,l\,\text{рез}} \geqslant A_{\text{з}\,l} - 1{,}7\ \text{дБ}. \quad (11.25)$$

Полагая, что влияние вследствие несогласованности аппаратуры с линией в наиболее неблагоприятном случае может сложиться арифметически с влиянием при согласованных нагрузках, найдем допустимую величину защищенности на дальнем конце от этого влияния из условия

$$10^{-0,05A_{з\,l\,рез}} = 10^{-0,05A_{з\,l}} + 10^{-0,05A_{з\,l_0}}. \tag{11.26}$$

Подставляя выражения (11.25) и (11.26) в ф-лу (11.24), получим соотношение для допустимой величины коэффициента отражения:

$$p = 0,5 \cdot 10^{-0,05\,(A_{з\,l} - A_0)}.$$

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ

ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ

12.1. ВЗАИМНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРОВОДНИКОВ И ЧАСТИЧНЫЕ ИНДУКТИВНОСТИ

Особенности взаимного влияния между цепями воздушных линий связи связаны со следующими конструктивными характеристиками:

параллельное расположение проводников цепей;

большое удаление проводников от земли (заземленных металлических поверхностей) по сравнению с расстояниями между проводниками;

малое отношение диаметра проводников к расстоянию между ними;

наличие скрещиваний.

При определении электрического влияния между цепями линий обычно исходят из первой группы формул Максвелла (не следует смешивать с первым уравнением Максвелла, приведенным в § 2.1). Эти формулы позволяют определить потенциалы в системе заряженных тел φ_i по величинам их зарядов q_i:

$$\begin{aligned}
\varphi_1 &= q_1\alpha_{11} + q_2\alpha_{12} + q_3\alpha_{13} + \cdots\\
\varphi_2 &= q_1\alpha_{21} + q_2\alpha_{22} + q_3\alpha_{23} + \cdots\\
\varphi_3 &= q_1\alpha_{31} + q_2\alpha_{32} + q_3\alpha_{33} + \cdots\\
\varphi_4 &= q_1\alpha_{41} + q_2\alpha_{42} + q_3\alpha_{43} + \cdots\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots
\end{aligned}$$

где α_{ij} — взаимный потенциальный коэффициент, км/Ф; α_{ii} — собственные потенциальные коэффициенты, км/Ф.

В случае линии из n проводников с зарядами q_i на единицу длины (i — номер проводника), расположенных параллельно поверхности земли (рис. 12.1):

$$\alpha_{ii} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a}\ln\frac{a_{ii'}}{r},\quad \alpha_{ij} = \alpha_{ji} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a}\ln\frac{a_{ij'}}{a_{ij}}, \tag{12.1}$$

где r — радиус проводника; $\varepsilon_a = \frac{10^{-9}}{36\pi}\varepsilon$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость, Ф/м; a_{ii} — удвоенная высота подвеса проводника i над землей; a_{ij} — расстояние между осями проводников i и j; $a_{ij'}$ — расстояние между осями проводника i и зеркального отображения проводника j.

Рассмотрим магнитное поле той же системы проводников при прохождении по одному из проводников переменного тока. Пусть по проводнику i течет ток i_i, возвращающийся обратно к источнику через землю. Допустим, что частота этого тока достаточно высока, чтобы магнитное поле не проникало в толщу металла, а все проводники сделаны из немагнитных материалов. Магнитная индукция в точке j (проекция оси проводника j на плоскость чертежа)

$$B = \frac{\mu_a}{2\pi}\,\frac{i_i}{a_{ij}},$$

где $\mu_a = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, Г/м — абсолютная магнитная проницаемость.

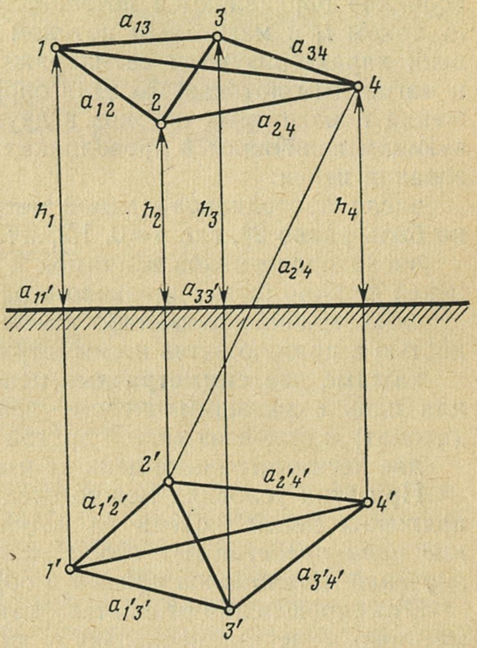


Рис. 12.1. Определение взаимных потенциальных коэффициентов проводников

Создаваемый этим током магнитный поток на единицу длины, пронизывающий петлю, образованную проводником j и его зеркальным отражением j', равен

$$\Phi_{ij} = \int\limits_{a_{ij}}^{a_{ij'}} B da = \frac{\mu_a}{2\pi}\, i_i \int\limits_{a_{ij}}^{a_{ij'}} \frac{da}{a} = \frac{\mu_{a_{ii}}}{2\pi} \ln \frac{a_{ij'}}{a_{ij}}.$$

Отношение магнитного потока Φ_{ij} к вызвавшему его току назовем *частичной индуктивностью*:

$$L_{ij} = \frac{\Phi_{ij}}{i_i} = \frac{\mu_a}{2\pi} \ln \frac{a_{ij'}}{a_{ij}}. \tag{12.2}$$

Сравнение ф-л (12.1) и (12.2) показывает, что между потенциальными коэффициентами и частичными индуктивностями существует взаимозависимость

$$L_{ij} = \mu_a \varepsilon_a \alpha_{ij}.$$

Поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением, главным образом, электрического влияния.

12.2. ВЗАИМНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ЦЕПЕЙ, ЕМКОСТНЫЕ И ИНДУКТИВНЫЕ СВЯЗИ

Подобно тому, как электромагнитные процессы отдельных проводников определяются потенциалом проводника φ_i, его зарядом q_i, током i_i и магнитным потоком Φ_i электромагнитные процессы цепи характеризуются ее напряжением $U_ц$, зарядом $q_ц$, током $i_ц$ и магнитным потоком $\Phi_ц$. Для определения зарядов, токов, напряжений и магнитных потоков в двухпроводных цепях по соответствующим величинам в проводниках сформулируем принципы образования цепей:

число проводников прямой ветви несимметричной цепи должно быть равно 2^n, где $n=0$, 1,2, ... ;.

число проводников в прямой и обратной ветвях симметричных цепей должно быть одинаково и равно 2^n, где $n=0$, 1, 2 ... ;

симметричная цепь либо совсем не входит, либо входит полностью в прямую ветвь несимметричной цепи;

каждые две симметричные цепи или не имеют общих ветвей, или цепь с меньшим числом проводников целиком относится (входит) к одной из ветвей другой цепи;

две несимметричные цепи не имеют общих ветвей.

При этих условиях можно следующим образом определить напряжения цепей, исходя из потенциалов проводников: *напряжение цепи представляет собой разность средних арифметических значений потенциалов прямой и обратной ветвей.*

Это определение относится как к симметричным, так и несимметричным цепям, поскольку у последних потенциал обратной ветви равен нулю. Необходимость введения в определение напряжения цепи понятия о среднем потенциале ветви вызвана тем, что в случае многопроводных ветвей потенциалы отдельных проводников ветви могут быть различными, поскольку проводники принадлежат одновременно различным цепям. Поэтому потенциал ветви должен распределяться таким образом, чтобы доли потенциалов всех проводников прямой и обратной ветвей были равны. Последнее достигается тем, что напряжение цепи вычисляется из средних арифметических значений потенциалов ветвей.

Проиллюстрируем вышесказанное на примере системы из четырех проводников и земли (рис. 12.2), образующих четыре независимые цепи: две основные (первую и вторую), фантомную и суперпикаровскую. Напряжения этих цепей определяются следующими уравнениями:

$$U_{01} = \varphi_a - \varphi_b,$$

$$U_{02} = \varphi_c - \varphi_d,$$

$$U_{ф} = \frac{(\varphi_a + \varphi_b) - (\varphi_c + \varphi_d)}{2},$$

$$U_{сп} = \frac{(\varphi_a + \varphi_b + \varphi_c + \varphi_d)}{4} - \varphi_e,$$

где $\varphi_a \div \varphi_d$ — потенциалы соответствующих проводников; φ_e — потенциал оболочки. Заметим, что в случае заземленной оболочки $\varphi_e = 0$.

Аналогично может быть определен заряд цепи по зарядам отдельных проводников. При этом существенными являются равенст-

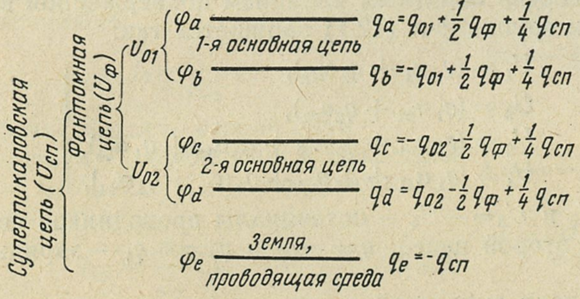


Рис. 12.2. Заряды и потенциалы системы из четырех проводников и земли

во по величине и противоположность по знаку зарядов прямой и обратной ветвей цепи. Поэтому различие по абсолютной величине зарядов прямой и обратной ветвей является признаком того, что к заряду основной цепи, которую из них можно образовать, относится только часть зарядов ее ветвей, а остальная часть зарядов относится к другим цепям. Это положение также иллюстрируется рис. 12.2. Действительно, заряды проводников a и b, образующих ветви 1-й основной цепи, неодинаковы ($q_a \neq q_b$), поскольку к данной цепи относятся лишь части этих зарядов q_{01} в проводниках a и b, равные по величине и противоположные по знаку, а остальные части зарядов в этих проводниках относятся к фантомной ($q_ф/2$) и суперпикаровской ($q_{сп}/4$) цепям. Очевидно, что заряд прямой ветви основной цепи будет равен $(q_a - q_b)/2$, ее обратной ветви — $(q_a - q_b)/2$, а остаточные заряды прямой и обратной ветвей основной цепи составят соответственно

$$q_a - \frac{1}{2}(q_a - q_b) = \frac{1}{2}(q_a + q_b) = \frac{1}{2} q_ф + \frac{1}{4} q_{сп}$$

и

$$q_b + \frac{1}{2}(q_a - q_b) = \frac{1}{2}(q_a + q_b) = \frac{1}{2} q_ф + \frac{1}{4} q_{сп}.$$

Аналогично заряд прямой ветви фантомной цепи равен $\frac{1}{2}[(q_a + q_b) - (q_c + q_d)]$, а обратной ветви $-\frac{1}{2}[(q_a + q_b) - (q_c + q_d)]$, остаточные заряды обеих ветвей $\frac{1}{2} q_{сп}$.

Таким образом, заряды ветвей состоят из заряда цепи и остаточного заряда, причем заряды цепи в обеих ветвях равны по величине и различны по знаку, а остаточные заряды обеих ветвей одинаковы. Отсюда следует правило определения заряда цепи: *заряд симметричной цепи равен полуразности суммарных зарядов проводников прямой и обратной ветвей; заряд несимметричной цепи равен сумме зарядов проводников прямой ветви.*

При влиянии между двумя цепями воздушных линий связи можно пренебречь обратным влиянием подверженной влиянию цепи. При этом группа ф-л (12.1) запишется так:

$$\left.\begin{aligned} U_1 &= (q_1\alpha_1 + q_2\alpha_{12}), \\ U_2 &= (q_1\alpha_{21} + q_2\alpha_{22}), \\ U_3 &= (q_1\alpha_{31} + q_2\alpha_{32} + q_3\alpha_{33} + q_4\alpha_{34}), \\ U_4 &= (q_1\alpha_{41} + q_2\alpha_{42} + q_3\alpha_{43} + q_4\alpha_{44}), \end{aligned}\right\} \qquad (12.3)$$

где $U_1 = -U_2$ и $U_3 = -U_4$ — потенциалы проводников соответственно первой и второй цепей; $q = -q_2$ и $q_3 = -q_4$ — заряды этих проводников.

Коэффициент емкостной связи между цепями определяется из выражения

$$c_{12} = \frac{q_3}{U_1 - U_2}. \qquad (12.4)$$

Величину q_3 определим из условия, что при заземлении проводников второй цепи

$$U_3' = U_4' = 0 \text{ и } U_3' - U_4' = 0. \qquad (12.5)$$

Подставляя ф-лы (12.3) в условие (12.5), получим

$$q_1(\alpha_{31} - \alpha_{32} - \alpha_{41} + \alpha_{42}) + q_3(\alpha_{33} - \alpha_{34} - \alpha_{43} + \alpha_{44}) = 0.$$

Учитывая, что $\alpha_{33} \approx \alpha_{44}$, получим

$$q_3 = \frac{q_1(\alpha_{32} - \alpha_{31} + \alpha_{41} - \alpha_{42})}{2(\alpha_{33} - \alpha_{34})}. \qquad (12.6)$$

Полагая аналогично, что $\alpha_{11} = \alpha_{22}$, из (12.3) следует

$$U_1 - U_2 = 2q_1(\alpha_{11} - \alpha_{22}). \qquad (12.7)$$

Подставляя ф-лы (12.6) и (12.7) в (12.4), получаем

$$c_{12} = \frac{\alpha_{32} - \alpha_{31} + \alpha_{41} - \alpha_{\ 2}}{4(\alpha_{33} - \alpha_{44})(\alpha_{11} - \alpha_{12})}.$$

Поскольку

$$\alpha_{41} - \alpha_{31} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a}\ln\frac{a_{41'}a_{31}}{a_{31'}a_{41}} \approx \frac{1}{2\pi\varepsilon_a}\ln\frac{a_{31}}{a_{41}} \text{ и т. п.,}$$

то коэффициент емкостной связи

$$c_{12} = \frac{\frac{1}{2\pi\varepsilon_a}\ln\frac{a_{31}a_{42}}{a_{41}a_{32}}}{4\frac{1}{(2\pi\varepsilon_a)^2}\left(\ln\frac{a_{12}}{r}\right)\left(\ln\frac{a_{34}}{r}\right)}. \qquad (12.8)$$

Установим соотношение между величиной емкостной связи и взаимным потенциальным коэффициентом. Для этого рассмотрим короткий отрезок линии, содержащий две двухпроводные цепи: первую — из проводов *1* и *2* и вторую — из проводов *3* и *4*, электрическое влияние между которыми характеризуется емкостной связью c_{12} (рис. 12.3). Между напряжением и током помех в подверженной влиянию цепи имеет место следующее соотношение:

$$U_2 = I_2 \frac{1}{i\,\omega C_2},$$

где C_2 — рабочая емкость второй цепи.

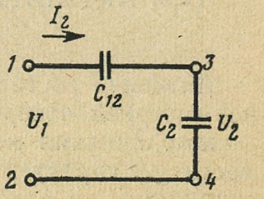


Рис. 12.3. Емкостная связь

В соответствии с определением емкостной связи $i\omega c_{12} = I_2/U_1$, где U_1 — напряжение во влияющей цепи, т. е.

$$c_{12} = \frac{U_2}{U_1} C_2. \qquad (12.9)$$

Так как взаимный потенциальный коэффициент $\alpha_{12} = U_2/q_1$, то представляя заряд первой цепи в виде произведения ее напряжения U_1 на рабочую емкость C_1, получим

$$\alpha_{12} = \frac{U_2}{U_1 C_1}. \qquad (12.10)$$

Из сравнения выражений (12.9) и (12.10) следует, что $c_{12} = C_1 C_2 \alpha_{12}$. Аналогично для связи между любыми двумя проводами i и j коэффициент емкостной связи равен

$$c_{ij} = C_i C_j \alpha_{ij}. \qquad (12.11)$$

Поскольку рабочая емкость цепи

$$C_{1,2} = \frac{1}{\pi\varepsilon_a \ln \dfrac{a}{r}},$$

то из сравнения ф-л (12.8) и (12.11) следует, что в числителе (12.8) находится выражение для расчета взаимного потенциального коэффициента α_{12}. Учитывая, что $\varepsilon_a = 10^{-9}\varepsilon/36\pi$ для цепей воздушных линий связи ф-ла (12.9) имеет следующий вид:

$$c_{12} = 0{,}0139 \cdot 10^{-9} \frac{\ln \dfrac{a_{31}a_{42}}{a_{41}a_{32}}}{\ln \dfrac{a_{12}}{r} \ln \dfrac{a_{34}}{r}}.$$

Выражение для коэффициента индуктивной связи между цепями получается путем подстановки в ф-лу частичной индуктивности выражения для α_{12} из ф-лы (12.10):

$$m_{12} = \mu_a \varepsilon_a \alpha_{12} = \frac{\mu_a}{2\pi} \ln \frac{a_{31}a_{42}}{a_{41}a_{32}} = 200 \cdot 10^{-9} \ln \frac{a_{31}a_{42}}{a_{41}a_{32}}. \qquad (12.12)$$

Отношение индуктивных связей к емкостным находится из ф-л (12.11) и (12.12):

$$\frac{m_{12}}{c_{12}} = \frac{\mu_a \varepsilon_a}{C^2} = 2{,}5 \div 3 \cdot 10^5 \text{ Г/Ф}.$$

12.3. АКТИВНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ СВЯЗЕЙ

Активная составляющая электрической связи g обусловлена асимметрией потерь в диэлектрике. При рассмотрении гальванического влияния между основными цепями (рис. 12.4) проводимости g_{ij} характеризуют потери энергии в изоляции между проводниками i и j, которые пропорциональны $\omega C_{ij} \operatorname{tg} \delta_{ij}$, где C_{ij} — частичная емкость между проводниками i и j, $\operatorname{tg} \delta_{ij}$ — тангенс угла диэлектрических потерь изоляции между проводами i и j. Если диэлектрик неоднороден по своим электрическим свойствам или геометрическим размерам, то величины g_{ij} будут неодинаковы, в результате чего симметрия мостика, образованного проводниками (рис. 12.4), будет нарушена. Величины активных составляющих электрической связи определяются через частичные проводимости изоляции аналогично емкостным связям:

$$g_1 = g_{14} + g_{23} - g_{24} - g_{13}.$$

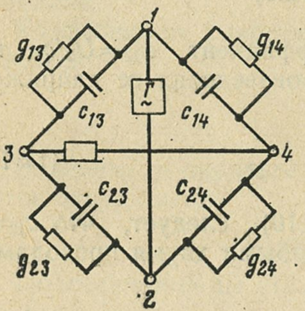


Рис. 12.4. Гальваническое влияние

Активные составляющие электрических связей между цепями воздушных линий практически очень малы.

Причинами возникновения активной составляющей магнитной связи является: различие сопротивлений проводников цепей переменному току и несимметричное расположение проводов одной цепи относительно другой цепи и проводящих поверхностей. Первая из этих причин обусловлена продольным электрическим полем, а вторая — поперечным магнитным полем. Активную составляющую магнитной связи, возникающую вследствие различия сопротивлений проводов взаимовлияющих цепей, удобнее рассматривать отдельно от активной составляющей, обусловленной асимметрией потерь в металле. В воздушных линиях связи вторая составляющая пренебрежимо мала. Поэтому определим, в первую очередь, влияние асимметрии цепей на величину переходного разговора между основными цепями и между основными и фантомной цепями.

Под действием генератора, включенного в электрически короткую основную цепь *1*, по ней течет ток I (рис. 12.5*а*). При наличии в цепи сосредоточенной асимметрии ΔR на ней возникает падение напряжения $U = \Delta R I$, которое можно рассматривать как продольную электродвижущую силу некоторого эквивалентного генератора, включенного в проводник b цепи 1, полагая при этом, что сама цепь симметрична. Рассмотрим действие этой ЭДС в цепи, составленной из проводника b цепи 1 и проводника c цепи 2. Пусть волновое сопротивление такой цепи $Z'_{в3}$, тогда входное сопротивление разомкнутой цепи слева и справа от эквивалентного генера-

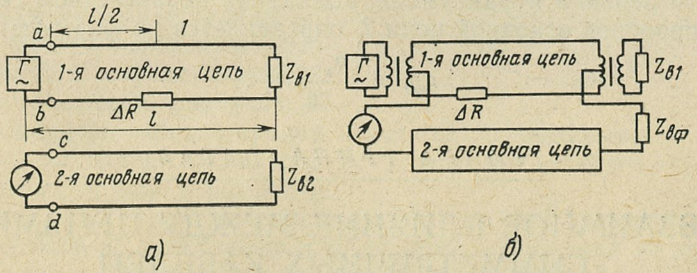


Рис. 12.5. Влияние вследствие омической асимметрии: *а*) между основными цепями; *б*) между основной и фантомной цепями

тора будет $Z'_{в3}\operatorname{cth}(\gamma'_3 l/2)$, где l — длина взаимовлияющих цепей. Следовательно, ток в рассматриваемой цепи будет

$$I'_3 = \frac{\Delta RI}{\Delta R + 2Z'_{в3}\operatorname{cth}\dfrac{\gamma'_3 l}{2}} \approx \frac{\Delta RI}{2Z'_{в3}\operatorname{cth}\dfrac{\gamma'_3 l}{2}},$$

где γ'_3 — коэффициент распространения цепи, составленной из проводников b и c.

Величина этого тока весьма невелика, так как входное сопротивление короткого отрезка разомкнутой цепи очень большое. Под действием той же ЭДС возникает ток I''_3 в цепи, составленной из проводников b и d:

$$I''_3 \approx \frac{\Delta RI}{2Z''_{в3}\operatorname{cth}\dfrac{\gamma''_3 l}{2}},$$

где $Z''_{в3}$, γ''_3 — волновое сопротивление и коэффициент распространения цепи, составленной из проводников b и d.

Учитывая, что $Z''_{в3}$ и γ''_3 незначительно отличаются от $Z'_{в3}$ и γ'_3, а также сказанное выше о небольшой величине токов I'_3 и I''_3, практически можно не считаться с разностью этих токов $I_3 = I'_3 - I''_3$, которая характеризует влияние основной цепи 1 на основную цепь 2 вследствие асимметрии сопротивлений проводов первой цепи.

Иначе обстоит дело в случае влияния между основной и фантомной цепями (рис. 12.5*б*), поскольку в этом случае эквивалентная продольная ЭДС, возникающая под действием половины тока фантомной цепи $E_2 = \Delta R(I_ф/2)$, включена непосредственно в основную цепь *1*. По определению магнитной связи ее активная составляющая находится по формуле

$$\operatorname{Re} M = r_{1\text{ф}} = -\frac{E_2}{I_1} = -\frac{\Delta R_1}{2} = \frac{R_2 - R_1}{2}.$$

Аналогично активная составляющая магнитной связи между основной цепью *2* и фантомной, вызванная неравенством сопротивлений проводов основной цепи *2*, определяется по формуле

$$r_{2\text{ф}} = \frac{R_4 - R_3}{2}.$$

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ СИММЕТРИЧНЫХ КАБЕЛЕЙ

13.1. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ И ЧАСТИЧНЫЕ ИНДУКТИВНОСТИ В КАБЕЛЯХ

Проводники в кабелях скручены и поэтому располагаются в пространстве не параллельно друг другу, а сложными спиралями. Но так как шаг скрутки обычно в десятки и даже сотни раз превосходит поперечные размеры кабельных цепей, то короткий участок кабеля можно представить себе как систему параллельных проводников. Такое представление позволит при дальнейшем рассмотрении использовать часть выводов гл. 12, а особенности, возникающие за счет скрутки, рассмотреть отдельно.

Отличием кабельных линий от воздушных линий связи является также наличие металлической оболочки. Поэтому в качестве эквивалента электрического поля короткого отрезка кабеля примем электрическое поле параллельных проводников, заключенных в цилиндрическую металлическую оболочку. Как известно, для уединенного тонкого проводника с зарядом q на единицу длины потенциал электрического поля на расстоянии r от оси проводника определяется выражением

$$\varphi = -\frac{q}{2\pi\varepsilon_a}\ln r + \varphi_0,$$

где φ_0 — постоянная интегрирования.

Два тонких проводника с зарядами на единицу длины $+q$ и $-q$ (рис. 13.1), расположенных в точках a и b, создают в точке m, находящейся от осей проводников на расстояниях r_a и r_b, потенциал φ_m, который складывается из потенциалов от обоих проводников:

$$\varphi_m = \frac{q}{2\pi\varepsilon_a}\ln\frac{1}{r_a} + \frac{-q}{2\pi\varepsilon_a}\ln\frac{1}{r_b} + 2\varphi_0 = \frac{r}{2\pi\varepsilon_a}\ln\frac{r_b}{r_a} + 2\varphi_0. \quad (13.1)$$

Для определения постоянной интегрирования положим, что потенциал в бесконечности равен нулю, т. е. при $r_a = r_b = \infty$ суммарный потенциал точки m $\varphi_{(\infty)}=0$, следовательно, $\varphi_0=0$. Уравнение (13.1) перепишется так:

$$\varphi_m = \frac{q}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{r_b}{r_a}.$$

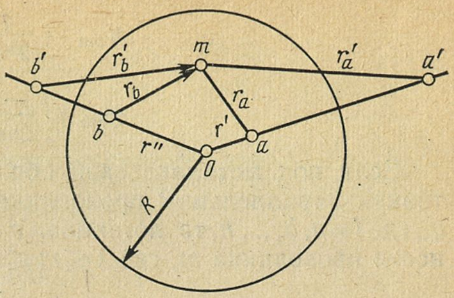


Рис. 13.1. Определение потенциала электрического поля

Наличие металлической оболочки учитывается при помощи метода зеркальных изображений. В случае цилиндрической оболочки радиусом R и заряженного тонкого проводника a, находящегося на расстоянии r' от оси 0 оболочки, для учета действия оболочки введем фиктивный проводник a', расположенный на расстоянии R^2/r' от центра оболочки на продолжении радиуса, проведенного через точку a (рис. 13.1). Заряд проводника a' равен по величине и противоположен по знаку заряду проводника a. Потенциал электрического поля в точке m, создаваемый фиктивным проводником a':

$$\varphi'_m = \frac{-q}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{1}{r'_a} + \varphi'_0,$$

где r'_a — расстояние между точкой m и проводником a'. Аналогично потенциал, создаваемый в той же точке фиктивным проводником b':

$$\varphi''_m = \frac{q}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{1}{r'_в} + \varphi'_0,$$

где r'_b — расстояние между точкой m и проводником b'.

Суммарный потенциал в точке m от действия зарядов проводника a и фиктивного проводника a':

$$\varphi_{ma} = \frac{q}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{r'_a}{r_a} + 2\varphi'_0.$$

При определении постоянной интегрирования φ'_0 следует исходить из условия: при $r=R$ суммарный потенциал проводника a и фиктивного проводника a' равен нулю, так как фиктивный заряд нейтрализует основной. Поэтому для некоторой произвольной точки K, находящейся на внутренней поверхности оболочки кабеля, постоянная интегрирования

$$\varphi'_0 = -\frac{q}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{a'K}{aK} = -\frac{q}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{\frac{R^2}{r'} - R}{R - r'} = -\frac{q}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{R}{r'}.$$

Следовательно, суммарные потенциалы, создаваемые проводами, находящимися в металлической оболочке, могут быть рассчитаны по формулам:

$$\varphi_{ma} = \frac{q}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{r_a' r'}{r_a R},$$

$$\varphi_{mb} = \frac{-q}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{r_b' r''}{r_b R}.$$

Если под металлической оболочкой расположены не два, а n тонких параллельных проводников с зарядами на единицу длины q_i, где $i=a, b, ..., n$, то потенциал в точке m, расположенной на поверхности проводника m, где $1 \leqslant m \leqslant n$ будет

$$\varphi_m = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a} \sum_{i=a}^{n} q_i \ln \frac{r_i' r'}{r_i R},$$

причем r_i означает радиус проводника. Таким образом, в случае n проводников получается система из n уравнений с n неизвестными потенциалами. Величины, как уже указывалось в гл. 12,

$$\frac{1}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{r_i' r'}{r_i R} = \alpha_{mi} \qquad (13.2)$$

называют *потенциальными коэффициентами проводников*.

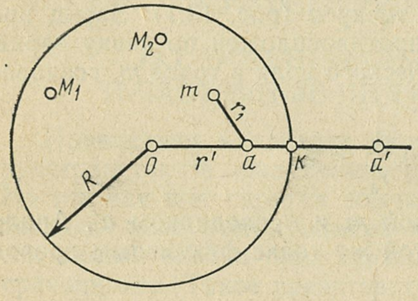


Рис. 13.2. Определение магнитной индуктивности

Рассмотрим магнитное поле параллельных проводников, заключенных в цилиндрическую оболочку. Пусть по проводнику a (рис. 13.2) проходит переменный ток i_1, который обратно течет по оболочке. Так же, как и в гл. 12, полагаем, что ток имеет достаточно высокую частоту и магнитное поле не проникает в толщу металла.

Создаваемый этим током магнитный поток на единицу длины, пронизывающий петлю из двух проводников M_1 и M_2, находящихся от проводников a на расстояниях aM_1 и aM_2, равен

$$\Phi_{M_1M_2} = \int_{aM_1}^{aM_2} B dr = \frac{\mu_a i_1}{2\pi} \int_{aM_1}^{aM_2} \frac{dr}{r} = \frac{\mu_a i_1}{2\pi} \ln \frac{aM_2}{aM_1}.$$

Наличие металлической оболочки так же, как и в случае электрического поля, учитывается введением на расстоянии R^2/r' от оси кабеля (рис. 13.2) фиктивного проводника a' с током $-i_1$. Следовательно, магнитный поток с учетом реакции оболочки будет

$$\Phi'_{M_1M_2} = \frac{\mu_a i_1}{2\pi} \ln \frac{aM_2 a'M_1}{aM_1 a'M_2}. \qquad (13.3)$$

Если один из рассматриваемых проводников, например M_2, расположить на оболочке в точке K, то ур-ние (13.3) перепишется так:

$$\Phi'_{M_1K} = \frac{\mu_a i_1}{2\pi} \ln \frac{(R-r')\,a'M_1}{aM_1\left(\dfrac{R^2}{r'} - R\right)} = \frac{\mu_a i_1}{2\pi} \ln \frac{r'a'M_1}{RaM_1}. \qquad (13.4)$$

Сравнивая ф-лы (13.4) и (13.2), нетрудно видеть, что

$$\Phi'_{M_1K} = \frac{\mu_a}{2\pi} i_1 2\pi\varepsilon_a \alpha_{aM_1}.$$

Частичная индуктивность проводника M_1

$$L'_{M_1} = \frac{\Phi'_{M_1K}}{i_1} = \frac{\mu_a}{2\pi} \ln \frac{r'a'M_1}{RaM_1}.$$

При n параллельных проводниках с токами i_i, где $a \leqslant i \leqslant n$, магнитные потоки всех проводников складываются и

$$\Phi'_{M_1} = \frac{\mu_a}{2\pi} \sum_{i=1}^{n} i_i \ln \frac{r'_i a_i M_1}{Ra_i M_1}. \qquad (13.5)$$

Поскольку напряжения и заряды цепей являются линейными функциями потенциалов и зарядов проводников и такая же зависимость, как между зарядами, существует и для токов проводников и цепей, а зависимости между магнитными потоками цепей и проводников аналогичны соотношениям между напряжением цепей и потенциалами проводников, то имеется возможность непосредственно определить взаимные потенциальные коэффициенты цепей.

Рассмотрим взаимный потенциальный коэффициент между двумя несимметричными системами $\alpha_{н/н}$. В частном случае двух однопроводных цепей взаимный потенциальный коэффициент совпадает с таковым для проводников. Обозначая проводник первой цепи a_1, а второй — a_2, а их зеркальные отражения — соответствующими буквами со штрихом, согласно ур-нию (13.2) получим

$$\alpha_{н/н} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{a'_1 a_2 r_{a1}}{a_1 a_2 R} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{a'_2 a_1 r_{a2}}{a_2 a_1 R}. \qquad (13.6)$$

Если же прямые ветви несимметричных цепей состоят не из одного, а из нескольких проводников, то $\alpha_{н/н}$ получается как среднее арифметическое всех значений отдельных проводников, поскольку частичные заряды, относящиеся к данной цепи, у всех проводников ветви одинаковы и равны $1/n$ части заряда ветви, где n — число проводников ветви. Поэтому и для многопроводных несимметричных цепей может быть использована ф-ла (13.6), но вместо расстояний a'_1a_2, a_1a_2 и r_{a1} следует подставлять средние геометрические значения расстояний от a_2 или оси кабеля до всех проводников, входящих в ветвь a_1 и т. п. Подстановка среднего геометрического значения производится потому, что все расстояния являются аргументами логарифмической функции, а требуется определить среднеарифметическое значение нескольких таких функций.

Взаимный потенциальный коэффициент между симметричной и несимметричной цепями в соответствии с принципом суперпозиции равен разности взаимных потенциальных коэффициентов прямого проводника a_1 и обратного проводника b_1 симметричной цепи относительно несимметричной $\alpha_{с/н}$, поэтому

$$\alpha_{с/н} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{a_1' a_2 b_1 a_2 r_{a1}}{a_1 a_2 b_1' a_2 r_{b1}} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{a_2 b_1 a_2' a_1}{a_2' b_1 a_2 a_1}. \qquad (13.7)$$

Взаимный потенциальный коэффициент $\alpha_{с/с}$ между двумя симметричными цепями $a_1—b_1$ и $a_2—b_2$ получается как разность двух значений, определяемых согласно выражению (13.7):

$$\alpha_{с/с} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{a_1' a_2 b_1 a_2 a_1 b_2 b' b_2}{a_1 a_2 b_1' a_2 a_1' b_2 b_1 b_2} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_a} \ln \frac{a_2' a_1 b_2 a_1 a_2 b_1 b_2' b_1}{a_2 a_1 b_2' a_1 a_2' b_1 b_2 b_1}. \qquad (13.8)$$

При этом в ур-ния (13.7) и (13.8) в случае многопроводных ветвей следует вместо расстояний между однопроводными ветвями подставлять средние геометрические значения расстояний между всеми проводниками, входящими в рассматриваемые ветви.

13.2. ЕМКОСТНЫЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ СИММЕТРИЧНЫХ КАБЕЛЕЙ

Особенности взаимного влияния между цепями симметричных кабелей обусловлены скруткой цепей и близостью металлической оболочки. В конструкции кабелей приняты меры к тому, чтобы по возможности уменьшить взаимные влияния цепей. Из соотношений (12.8) и (12.12) следует, что электромагнитное влияние за счет емкостной и индуктивной связей между цепями ab и cd отсутствует при условии

$$\ln \frac{r_{bc} r_{ad}}{r_{ac} r_{bd}} = 0.$$

Для выполнения этого условия необходимо, чтобы

$$r_{ad} = r_{ac} \text{ и } r_{bc} = r_{bd} \qquad (13.9)$$

или

$$r_{ad} = r_{bd} \text{ и } r_{bc} = r_{ac}. \qquad (13.10)$$

Нетрудно видеть, что соотношения (13.9) — (13.10) соответствуют расположению цепей, приведенному на рис. 13.3. В обоих случаях взаимовлияющие цепи располагаются во взаимно перпендикулярных плоскостях, причем плоскость одной из цепей пересекает плоскость цепи по линии, равноотстоящей от обеих жил второй цепи. Частный случай расположения жил двух цепей, отвечающий одновременно соотношениям (13.9) и (13.10), представлен на рис. 13.4. Такое расположение жил принято называть *звездным.*

Следовательно, при наличии в пространстве только двух цепей можно было бы обеспечить отсутствие влияния между ними при их расположении на всем протяжении линии в соответствии с

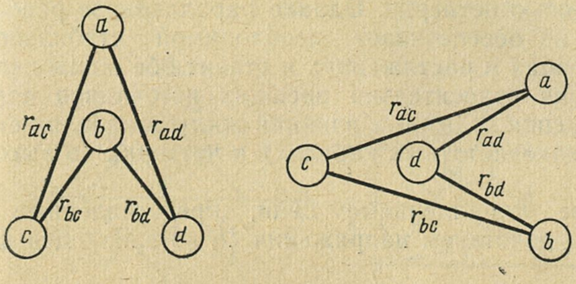


Рис. 13.3. Расположение цепей, обеспечивающее отсутствие взаимного влияния

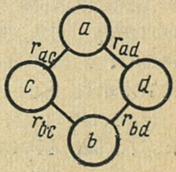


Рис. 13.4. Расположение цепей в звездной четверке

рис. 13.3 и 13.4. При наличии металлической оболочки в соответствии с выражением (13.10) возникают дополнительные условия отсутствия влияния между цепями, а именно:

$$\ln \frac{r_{a'c}\, r_{b'd}}{r_{b'c}\, r_{a'd}} = 0.$$

Для выполнения этого условия необходимо, чтобы

$$r_{a'c} = r_{a'd} \text{ и } r_{b'c} = r_{b'd} \tag{13.11}$$

или

$$r_{a'c} = r_{b'c} \text{ и } r_{b'd} = r_{a'd}\,. \tag{13.12}$$

Сопоставляя рис. 13.5 с условиями (13.11) и (13.12), видно, что они имеют место только в тех случаях, когда центры жил одной из цепей расположены на диаметре поперечного сечения кабеля. Для одновременного соблюдения этих условий необходимо, чтобы

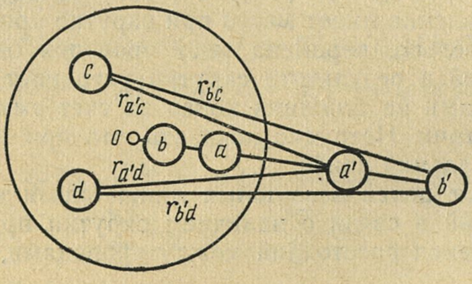


Рис. 13.5. Расположение цепей в четверке и их зеркальные отображения

центр жил четверки совпадал с центром поперечного сечения металлической оболочки. Таким образом, в случае расположения жил согласно рис. 13.4 при наличии металлической оболочки взаимное влияние цепей будет отсутствовать только при условии совпадения оси оболочки с осью четверки. Однако параллельное расположение жил кабеля не обеспечивает необходимой стабильности конструкции при изгибах и растяжениях и ставит обе жилы цепи в неодинаковые условия относительно внешних источников помех. Поэтому для уменьшения взаимных влияний жилы в кабелях скручивают в пары (в низкочастотных кабелях) и четверки (в высокочастотных кабелях).

Рассмотрим две параллельные цепи, представленные на рис. 13.6*а*. Пусть под действием напряжения U_1 во влияющей цепи

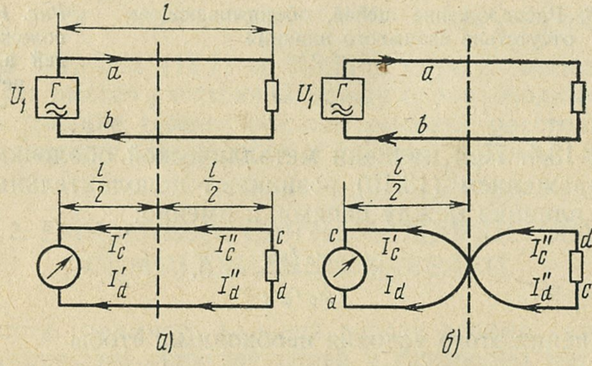


Рис. 13.6. Объяснение действия скрутки

в левой и правой половинах подверженной влиянию цепи возникают токи помех, причем так как проводник c расположен ближе проводника d к влияющей цепи, то $I'_c > I'_d$ и $I''_c > I''_d$. Ток помех на ближнем конце второй цепи при этом будет $(I'_c + I''_c) - (I'_d + I''_d)$. Если в результате скрутки второй цепи провода займут положение, показанное на рис. 13.6*б*, то ток помех будет отсутствовать, т. е. $(I'_c + I''_d) - (I' + I''_d) \approx 0$, так как $I'_c = I''_c$ и $I'_d = I''_d$. Аналогичное явление имеет место при скрутке проводов влияющей цепи. Следовательно, перемена мест проводов одной из взаимовлияющих цепей в результате скрутки устраняет взаимное влияние между цепями на ближний конец за счет емкостной и индуктивной асимметрии. Нетрудно показать, что при этом устраняется и влияние на дальний конец.

В отличие от цепей воздушных линий связи емкостные связи кабельных линий в связи с наличием скрутки принято выражать не через отношения расстояний между проводами, а через частичные емкости.

Рассмотрим соотношения между емкостными связями и частичными емкостями в четверке со звездной скруткой жил. Учитывая, что в четверке жил обычно используют две основные цепи (a—b и c—d) и фантомную цепь (a, b—c, d), найдем выражения для емкостных связей между основными и основными и фантомной цепями. В соответствии с вышесказанным схема частичных емкостей между жилами четверки с учетом наличия заземленной оболочки представлена на рис. 13.7*а*. Все точки с индексом «0»

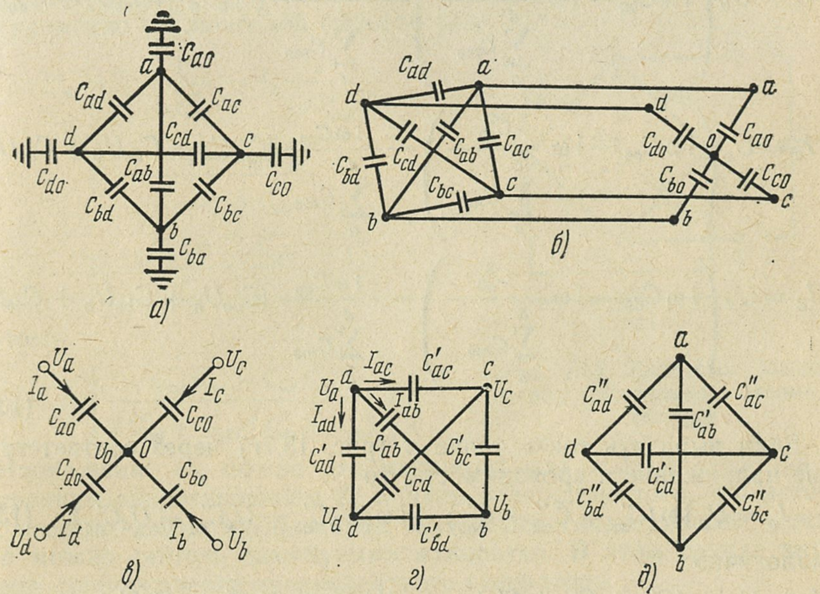


Рис. 13.7. Частичные емкости между жилами четверки с заземленной оболочкой

можно соединить в одну, а распределение частичных емкостей представить в виде рис. 13.7*б*. Частичные емкости по отношению к земле показаны на рис. 13.7*в*. Это распределение частичных емкостей по отношению к земле можно заменить эквивалентной схемой рис. 13.7*г*. Действительно, согласно закону Кирхгофа сумма токов в точке *0* (рис. 13.7*в*) должна быть равна нулю: $I_a+I_b+I_c+I_d=0$, кроме того,

$$\left.\begin{aligned} I_a=(U_a-U_0)\,\mathrm{i}\,\omega\, C_{a0},\ \ I_c=(U_c-U_0)\,\mathrm{i}\,\omega\, C_{c0},\\ I_b=(U_b-U_0)\,\mathrm{i}\,\omega\, C_{b0},\ \ I_d=(U_d-U)_0\,\mathrm{i}\,\omega\, C_{d0}.\end{aligned}\right\} \tag{13.13}$$

Отсюда

$$U_0=U_a\frac{C_{c0}}{\sum\limits_a^d C_{m0}}+U_b\frac{C_{b0}}{\sum\limits_a^d C_{m0}}+U_c\frac{C_{c0}}{\sum\limits_a^d C_{m0}}+Ud\frac{C_{d0}}{\sum\limits_a^d C_{m0}}. \tag{13.14}$$

Подставляя значение U_0 в выражение (13.13), получим

$$I_a = U_a\left(i\omega C_{a0} - i\omega \frac{C_{a0}^2}{\sum\limits_a^d C_{m0}}\right) - \frac{i\omega C_{a0}}{\sum\limits_a^d C_{m0}}(C_{b0}U_b + C_{c0}U_c + C_{d0}U_d),$$

$$I_b = U_b\left(i\omega C_{b0} - i\omega \frac{C_{b0}^2}{\sum\limits_a^d C_{m0}}\right) - \frac{i\omega C_{b0}}{\sum\limits_a^d C_{m0}}(C_{a0}U_a + C_{c0}U_c + C_{d0}U_d),$$

$$I_c = U_c\left(i\omega C_{c0} - i\omega \frac{C_{c0}^2}{\sum\limits_a^d C_{m0}}\right) - \frac{i\omega C_{c0}}{\sum\limits_a^d C_{m0}}(C_{a0}U_a + C_{b0}U_b + C_{d0}U_d),$$

$$I_d = U_d\left(i\omega C_{d0} - i\omega \frac{C_{d0}^2}{\sum\limits_a^d C_{m0}}\right) - \frac{i\omega C_{d0}}{\sum\limits_a^d C_{m0}}(C_{a0}U_a + C_{b0}U_b + C_{c0}U_c). \tag{13.15}$$

Если выразить ток в точке a (рис. 13.7г) через соответствующие напряжение и проводимость, то

$$I_a = U_a i\omega(C'_{ac} + C'_{ad} + C'_{ab}) - i\omega(U_bC'_{ab} + U_cC'_{ac} + U_dC'_{ad}). \tag{13.16}$$

Аналогично

$$\left.\begin{aligned} I_b &= U_b i\omega(C'_{bd} + C'_{bc} + C'_{ab}) - i\omega(U_aC'_{ab} + U_cC'_{bc} + U_dC'_{bd}),\\ I_c &= U_c i\omega(C'_{ac} + C'_{bc} + C'_{cd}) - i\omega(U_aC'_{ac} + U_bC'_{bc} + U_dC'_{cd}),\\ I_d &= U_d i\omega(C'_{ad} + C'_{bd} + C'_{cd}) - i\omega(U_aC'_{ad} + U_bC'_{bd} + U_cC'_{cd}). \end{aligned}\right\} \tag{13.17}$$

Сравнивая выражения (13.15), (13.16) и (13.17), получим

$$C'_{ab} = C_{a0}C_{b0} \Big/ \sum_a^d C_{m0},$$

и аналогичные выражения для C'_{ac}, C'_{ad}, C'_{bc}, C'_{bd}, C'_{cd}.

Если теперь четырехлучевую звезду (рис. 13.7*в*) заменить эквивалентным четырехугольником (рис. 13.7*г*), то после наложения четырехугольников рис. 13.7*б* и 13.7*г* друг на друга получим распределение частичных емкостей, показанное на рис. 13.7*д*. При этом

$$\left.\begin{aligned} C''_{ad} &= C_{ad} + C'_{ad}, & C''_{bc} &= C_{bc} + C'_{bc},\\ C''_{bd} &= C_{bd} + C'_{bd}, & C''_{ab} &= C_{ab} + C'_{ab},\\ C''_{ac} &= C_{ac} + C'_{ac}, & C''_{cd} &= C_{cd} + C'_{cd}. \end{aligned}\right\} \tag{13.18}$$

Рассмотрим сначала связь между основными цепями. Если к жилам a и b подключить генератор с напряжением U_1, то вследствие различия частичных емкостей между жилами на второй паре жил (c и d) появится напряжение влияния U_2. На рис. 13.8 частичные емкости C'_{ab} и C'_{cd} для удобства вынесены из схемы мостика, составленного из частичных емкостей C''_{ad}, C''_{bd}, C''_{ac} и C''_{bc}. При временно отключенной емкости C'_{cd}

$$U_2 = I_1 \frac{1}{i\omega C''_{ac}} - I_2 \frac{1}{i\omega C''_{ad}},$$

где
$$I_1 = \frac{U_1 i\omega C''_{ac} C''_{bc}}{C''_{ac} + C''_{bc}}$$

и
$$I_2 = \frac{U_1 i\omega C''_{ad} C''_{bd}}{C''_{ad} + C''_{bd}}.$$

Поэтому
$$U_2 = I_1 \left[\frac{C''_{ad} C''_{bc} - C''_{bd} C''_{ac}}{(C''_{ad} + C''_{bd})(C''_{ac} + C''_{bc})} \right].$$

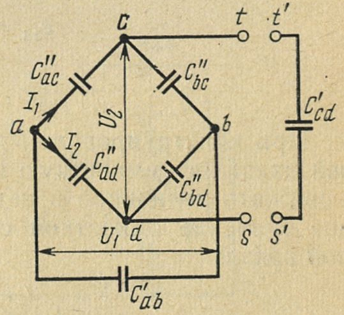


Рис. 13.8. Емкостное влияние между основными цепями в четверке

Напряжение U_2 можно рассматривать как ЭДС генератора с внутренним сопротивлением Z; причем вследствие того, что источник энергии имеет очень малое внутреннее сопротивление, точки $a—b$ можно считать замкнутыми накоротко. В этом случае внутреннее сопротивление эквивалентного генератора

$$Z = \frac{C''_{ad} + C''_{bd} + C''_{ac} + C''_{bc}}{i\omega (C''_{ad} + C''_{bd})(C''_{ac} + C''_{bc})}.$$

Присоединим теперь к этому эквивалентному генератору емкость C'_{cd}, тогда ток в ней

$$I = \frac{U_2}{Z + \frac{1}{i\omega C'_{cd}}},$$

и напряжение на этой емкости

$$U = I \frac{1}{i\omega C'_{cd}}.$$

Обозначив рабочую емкость между жилами c и d через C_2, получим

$$\frac{U}{U_1} = \frac{C''_{ad} C''_{bc} - C''_{bd} C''_{ac}}{\sum_a^d C''_m C_2}.$$

В соответствии с определением емкостная связь между основными цепями

$$\mathrm{i}\,\omega\, c_{12} = \frac{I}{U_1} = \frac{U\,\mathrm{i}\,\omega\, C_2}{U_1},$$

откуда

$$c_{12} = \frac{C''_{ad}\,C''_{bc} - C''_{bd}\,C''_{ac}}{\sum\limits_{a}^{d} C''_m}.$$

При конструировании приборов для измерения емкостных связей оказалось емкостную связь между основными цепями удобней выражать величиной в четыре раза большей, чем c_{12}. Учетверенное значение емкостной связи называют *коэффициентом емкостной связи:*

$$k_1 = 4\,\frac{C''_{ad}\,C''_{bc} - C''_{bd}\,C''_{ac}}{\sum\limits_{a}^{d} C''_m},$$

Следовательно,

$$\frac{U}{U_1} = \frac{k_1}{4C_2}.$$

Приложив напряжение U_1 ко второй паре жил (c—d), получим напряжение влияния U на паре жил a—b. Отношение напряжения в цепи, подверженной влиянию к влияющему напряжению, будет

$$\frac{U}{U_1} = \frac{-k_1}{4C_1},$$

где

$$C_1 = C'_{ab} + \frac{(C''_{ad} + C''_{ac})(C''_{bd} + C''_{bc})}{C''_{ad} + C''_{bd} + C''_{ac} + C''_{bc}}$$

— рабочая емкость между жилами a и b. Если обозначить

$$\left.\begin{aligned} k'_1 &= C''_{ad} - C''_{bd} - C''_{ac} + C''_{bc},\\ k_2 &= C''_{ad} + C''_{ac} - C''_{bd} - C''_{bc},\\ k_3 &= C''_{ad} + C''_{bd} - C''_{ac} - C''_{bc}, \end{aligned}\right\} \qquad (13.19)$$

то

$$k'_1 - \frac{k_2\,k_3}{\sum\limits_{a}^{d} C''_m} = \frac{4\,(C''_{ad}\,C''_{bc} - C''_{bd}\,C''_{ac})}{\sum\limits_{a}^{d} C''_m}.$$

Поэтому

$$k_1 = k_1' - \frac{k_2 k_3}{\sum\limits_a^d C_m''}. \qquad (13.20)$$

Для определения емкостной связи между первой (a—b) основной цепью и фантомной воспользуемся рис. 13.9*а*. Так как обмотка трансформатора имеет небольшое сопротивление, то можно

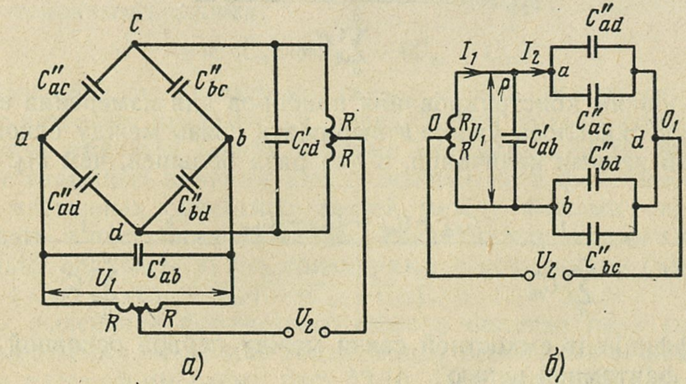


Рис. 13.9. Емкостное влияние между основной и фантомной цепями в четверке

считать клеммы c и d замкнутыми накоротко. Поэтому схему рис. 13.9*а* можно заменить схемой рис. 13.9*б*. Согласно обозначениям на рис. 13.9*б* потенциал в точке 0 по отношению к точке p будет $U_0 = U_1 - I_1 R$, а в точке 0_1 по отношению к той же точке p

$$U_{01} = U_1 - I_2 \frac{1}{i\omega\left(C_{ad}'' + C_{ac}''\right)};$$

поэтому

$$U_2 = U_{01} - U_0 = I_1 R - I_2 \frac{1}{i\omega\left(C_{ad}'' + C_{ac}''\right)}.$$

Поскольку

$$I_1 = \frac{U_1}{2R}, \quad \text{а} \quad I_2 = U_1 \frac{i\omega\left(C_{ad}'' + C_{ac}''\right)\left(C_{bd}'' + C_{bc}''\right)}{C_{ad}'' + C_{bd}'' + C_{ac}'' + C_{bc}''},$$

то, подставляя значения I_1 и I_2 в выражение для U_2, получим

$$U_2 = U_1\left(\frac{1}{2} - \frac{C_{bd}'' + C_{bc}''}{\sum\limits_a^d C_m''}\right).$$

Согласно определению емкостная связь между первой основной и фантомной цепями

$$\mathrm{i}\,\omega c_{1\text{ф}} = \frac{I_{2\text{ф}}}{U_1} = \frac{U_2\,\mathrm{i}\,\omega C_\text{ф}}{U_1} = \frac{\mathrm{i}\,\omega U_2 \sum\limits_a^d C''_m}{2U_1},$$

откуда

$$c_{1\text{ф}} = \frac{C''_{ad} + C''_{ac} - C''_{bd} - C''_{bc}}{\sum\limits_a^d C''_m}.$$

По условиям конструирования приборов для измерения емкостных связей оказалось удобней выражать связь между основной и фантомной цепями величиной, в два раза большей, чем $c_{1\text{ф}}$. Отсюда

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{\sum\limits_a^d C''_m}\;\frac{C''_{ad} + C''_{ac} - C''_{bd} - C''_{bc}}{2} = \frac{k_2}{2}\;\frac{1}{\sum\limits_a^d C''_m},$$

т. е. коэффициент емкостной связи между первой основной цепью (a—b) и фантомной цепью

$$k_2 = (C''_{ad} + C''_{ac}) - (C''_{bd} + C''_{bc}).$$

Аналогично предыдущему может быть получен коэффициент емкостной связи между второй основной (c—d) и фантомной цепями:

$$k_3 = (C''_{ad} + C''_{bd}) - (C''_{ac} + C''_{bc}).$$

Таким образом, выражения (13.19) есть не что иное, как коэффициенты емкостных связей соответственно: k'_1 — между основными цепями; k_2 — между первой основной и фантомной; k_3 — между второй основной и фантомной, причем они связаны между собой зависимостью (13.20). Так как произведение k_2k_3 представляет собой очень маленькую величину, то можно с очень большой точностью положить $k'_1 = k_1$. Если теперь в соотношения (13.19) подставить значения из выражений (13.18) и положить $\sum\limits^d C_{m0} \approx 4C$; $C_{d0} + C_{c0} \approx 2C$ и $C_{a0} + C_{b0} \approx 2C$, то, обозначив

$$C_{a0} - C_{b\,0} = e_1, \quad C_{d\,0} - C_{c\,0} = e_2,$$

получим

$$\left.\begin{aligned}
k_1 &= (C_{ad} + C_{bc}) - (C_{bd} + C_{ac}) + \frac{e_1 e_2}{4C},\\
k_2 &= (C_{ad} + C_{ac}) - (C_{bc} + C_{bd}) + \frac{e_1}{2},\\
k_3 &= (C_{ad} + C_{bd}) - (C_{ac} + C_{bc}) + \frac{e_2}{2}.
\end{aligned}\right\} \qquad (13.21)$$

Величины e_1 и e_2 получили названия *емкостной асимметрии основных цепей* (соответственно первой и второй) *относительно земли.* Аналогично определяется величина емкостной асимметрии относительно земли фантомной цепи:

$$e_3 = (C_{a\,0} + C_{b\,0}) - (C_{c\,0} + C_{d\,0}).$$

Вследствие того, что величина $e_1 e_2/4C$ обычно значительно меньше, чем $(C_{ad}+C_{bc})-(C_{ac}+C_{bd})$, практически пользуются приближенным выражением для расчета коэффициента емкостной связи между основными цепями:

$$k \approx (C_{ad} + C_{bc}) - (C_{ac} + C_{bd}).$$

Таким образом, емкостная связь между основными цепями внутри четверки практически определяется только соотношением частичных емкостей между жилами взаимовлияющих цепей. При расчете взаимных влияний между основными и фантомной цепями кроме частичных емкостных связей между жилами приходится учитывать и частичные емкостные связи между жилами и землей, поскольку величины e_1 и e_2 соизмеримы с величинами $(C_{ac}+C_{ad})-(C_{bc}+C_{bd})$ и $(C_{ad}+C_{bd})-(C_{ac}+C_{bc})$.

Для выяснения физического смысла наличия двух составляющих выражения емкостной связи между основными и фантомными цепями рассмотрим схему рис. 13.10. При отсутствии емкостной

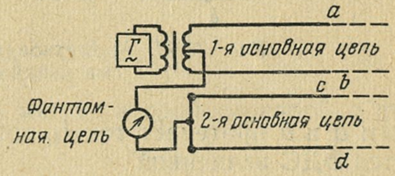


Рис. 13.10. К объяснению физического смысла наличия двух составляющих емкостной связи между основными и фантомными цепями в четверке

асимметрии первой основной цепи потенциал ветви a—b фантомной цепи относительно земли будет равен нулю. Под действием зарядов на проводах a и b первой основной цепи на проводах c и d возникнут индуцированные заряды, которые создадут некоторый потенциал второй ветви c—d фантомной цепи относительно земли, и, следовательно, между ветвями a—b и c—d фантомной цепи возникнет разность потенциалов. Эта разность потенциалов характеризует влияние первой основной цепи на фантомную цепь при отсутствии емкостной асимметрии первой основной цепи и зависит исключительно от соотношения частичных емкостей между жилами: $(C_{ac}+C_{ad})-(C_{bc}+C_{bd})$.

В случае наличия емкостной асимметрии первой основной цепи $e_1=C_{a0}-C_{b0}\neq 0$ под действием зарядов в жилах a и b ветви a—b фантомной цепи возникнет некоторый потенциал относительно земли, величина которого зависит исключительно от емкостной асимметрии e_1. В результате разность потенциалов между ветвями a—b и c—d фантомной цепи изменится. Поэтому в выражениях (13.21) для величины емкостной связи между основными и фантомной цепями первое слагаемое [например, $(C_{ad}+C_{ac})-(C_{bc}+$

$+C_{bd})]$ характеризует величину влияния основной цепи на пикаровскую цепь другой основной цепи, а второе слагаемое $e_1/2$ — влияние основной цепи на собственную пикаровскую цепь. Аналогично можно получить выражения для емкостных связей между основными и между основными и фантомными цепями, находящимися в разных четверках.

13.3. ИНДУКТИВНЫЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ СИММЕТРИЧНЫХ КАБЕЛЕЙ

Индуктивную связь можно представить как совокупность взаимных индуктивностей между однопроводными цепями, образованными каждым из проводников взаимовлияющих цепей и оболочкой кабеля. Рассмотрим четверку жил и взаимные индуктивности между ними (рис. 13.11). Предположим, что по провод-

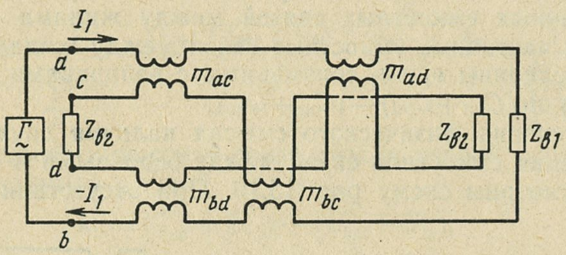


Рис. 13.11. Магнитное влияние между основными цепями в четверке

никам a и b протекает ток I_1, тогда между точками c и d возбуждается ЭДС величиной

$$E_{cd} = -\mathrm{i}\,\omega I_1 (m_{ac} + m_{bd} - m_{ad} - m_{bc}).$$

В соответствии с определением индуктивная связь между основными цепями равна

$$m_1 = -\frac{E_{cd}}{\mathrm{i}\,\omega I_1} = m_{ac} + m_{bd} - m_{ad} - m_{bc}.$$

Схема распределения взаимных индуктивностей между первой основной и фантомной цепями четверки представлена на рис. 13.12.

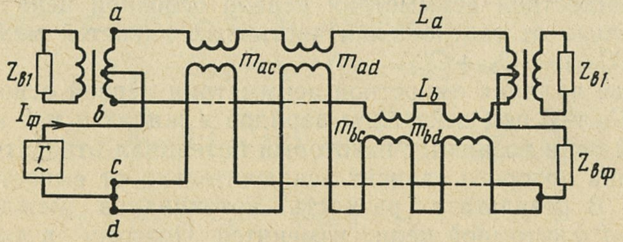


Рис. 13.12. Магнитное влияние между основной и фантомной цепями в четверке

Пусть по фантомной цепи протекает ток $I_ф$. Протекая по проводам c и d, он индуцирует в первой цепи между точками a и b ЭДС, определяемую равенством

$$E_{ab} = -\mathrm{i}\,\omega \frac{I_ф}{2} [(m_{ac} + m_{ad} - m_{bc} - m_{bd}) - (L_a - L_b)],$$

где L_a и L_b — индуктивности проводов a и b.

Индуктивную связь между первой основной и фантомной цепями можно определить из следующего соотношения:

$$m_{1\,ф} = -\frac{E_{ab}}{\mathrm{i}\,\omega I_ф} = \frac{1}{2} [(m_{ac} + m_{ad} - m_{bc} - m_{bd}) - (L_a - L_b)],$$

Индуктивную связь между первой основной и фантомной цепями, обусловленную действием поперечного магнитного поля, обозначают через

$$m_2 = m_{ac} + m_{ad} - m_{bc} - m_{bd},$$

а индуктивную асимметрию первой основной цепи, обусловленную действием продольного магнитного поля, через

$$\Delta L_1 = L_a - L_b.$$

Если в полученную формулу для $m_{1ф}$ ввести указанные обозначения, то

$$m_{1ф} = \frac{1}{2} (m_2 - \Delta L_1).$$

Аналогично индуктивная связь между второй основной и фантомной цепями равна

$$m_{1ф} = \frac{1}{2} (m_2 - \Delta L_1).$$

Сравнение выражений для емкостных и индуктивных связей показывает, что частичным емкостям между жилами соответствуют взаимные индуктивности между цепями жила — земля, а частичным емкостям между жилами и землей — собственные индуктивности цепей жила — земля. Аналогично емкостным связям могут быть определены индуктивные связи между цепями разных четверок.

13.4. АКТИВНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ СИММЕТРИЧНЫХ КАБЕЛЕЙ

Активная составляющая электрической связи между цепями симметричных кабелей обусловлена асимметрией потерь в диэлектрике (см. § 12.3). В диапазоне тональных частот активная составляющая электрической связи пренебрежимо мала, а при высоких частотах (>10 кГц) — обычно не превосходит 5—15% величины емкостной связи. Активная составляющая магнитной связи между основными цепями симметричных кабелей в основном определяется потерями от вихревых токов в металлических частях (оболочке) кабеля.

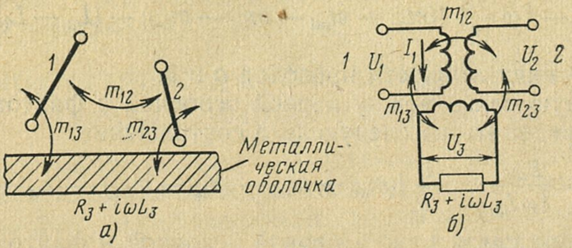


Рис. 13.13. Потери в металлических оболочках
а) магнитные связи; *б*) эквивалентная схема

Представив оболочку (рис. 13.13*а*) в виде эквивалентной цепи *3* (рис. 13.13*б*), найдем выражение для ЭДС в цепях *2* и *3*, наводимых током I_1, протекающим в цепи *1*,

$$E_2' = -\mathrm{i}\,\omega\, m_{12} I_1,$$

$$E_3 = -\mathrm{i}\,\omega\, m_{13} I_1,$$

где m_{12}, m_{13} — индуктивные связи соответственно между цепями *1* и *2*, *1* и *3*. Под действием ЭДС E_3 в цепи *3* возникают вихревые токи

$$I_3 = \frac{E_3}{R_3 + \mathrm{i}\,\omega L_3} = \frac{-\mathrm{i}\,\omega\, m_{13} I_1}{R_3 + \mathrm{i}\,\omega L_3},$$

где R_3, L_3 — сопротивление и индуктивность эквивалентной цепи *3*. Индуцированные в третьей цепи вихревые токи вызывают в цепи *2* дополнительное напряжение

$$E_2'' = -\mathrm{i}\,\omega\, m_{32} I_3,$$

где m_{32} — индуктивная связь между цепями *3* и *2*. Суммарное напряжение во второй цепи

$$E_2 = E_2' + E_2'' = -I_1\left(\mathrm{i}\,\omega\, m_{12} + \frac{\omega^2 m_{13} m_{23}}{R_3 + \mathrm{i}\omega L_3}\right) =$$

$$= -\mathrm{i}\,\omega M I_1 = -\mathrm{i}\,\omega I_1 (M_p + \mathrm{i}\, M_a),$$

где $M_p = m_{12} - \dfrac{\omega^2 m_{13} m_{23} L_3}{R_3^2 + \omega^2 L_3^2}$ — реактивная составляющая магнитной связи (индуктивная связь), $M_a = -\dfrac{\omega\, m_{13} m_{23} R_3}{R_3^2 + \omega^2 L_3^2}$ — активная составляющая магнитной связи.

Получение количественных соотношений для определения активной составляющей магнитной связи связано с весьма громоздким и математическими преобразованиями (см., например, [15]). В диапазоне тональных частот активная составляющая магнитной связи пренебрежимо мала, а при высоких частотах достигает 50—60% индуктивной связи.

13.5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ СИММЕТРИЧНЫХ КАБЕЛЕЙ

Как было показано ранее, электромагнитная связь на ближний конец определяется суммой, а на дальний конец — разностью электрических и магнитных связей. Примерные соотношения отдельных составляющих связей в строительных длинах симметричного кабеля в % от общей величины связи приведены на рис. 13.14.

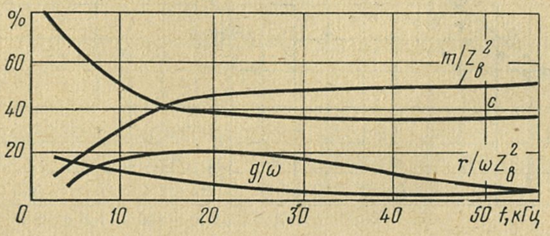


Рис. 13.14. Процентное соотношение первичных параметров влияния в строительных длинах кабеля в зависимости от частоты

На основе обработки и анализа результатов массовых измерений емкостных и индуктивных связей в строительных длинах симметричных кабелей (рис. 13.15) выявлена корреляция как между их величинами, так и знаками. Причина этой корреляции заключается в том, что индуктивные и емкостные связи определяются, главным образом, взаимным расположением жил взаимодействующих цепей. Однако функциональная зависимость между потенциальными коэффициентами и частичными индуктивностями в реальных кабелях не может иметь места из-за случайного характера величины абсолютной диэлектрической проницаемости ε_a, входящей в это соотношение.

В среднем отношение величин индуктивной связи к коэффициенту емкостной связи m_1/k_1, называемое *характеристическим*, в кабелях звездной скрутки составляет 7000—8000 Г/Ф. Поскольку электрические и магнитные связи являются величинами комплексными, то их суммирование и вычитание производится геометрически. Из наличия корреляции величин и знаков индуктивной и емкостной связей следует, что электромагнитная связь на ближнем конце превосходит по абсолютной величине связь на дальнем конце (рис. 13.16).

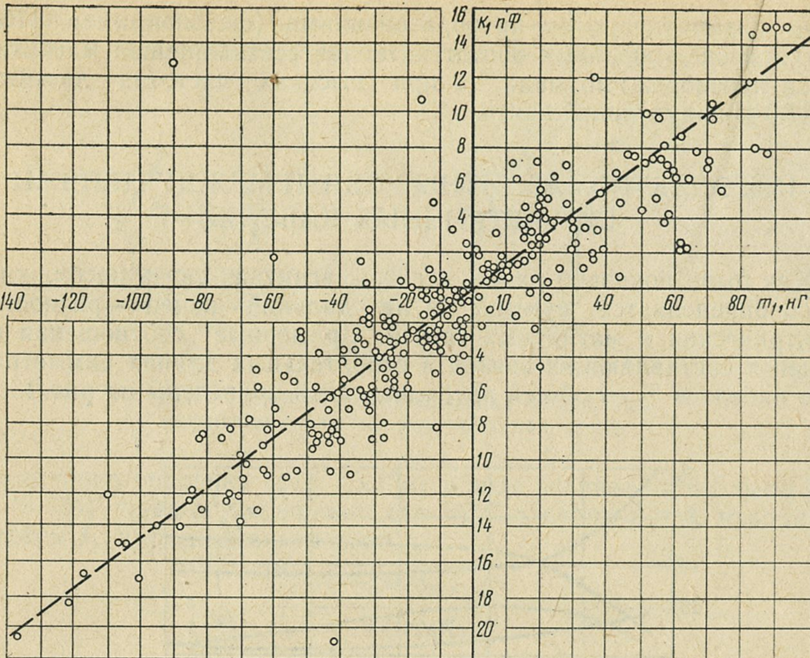


Рис. 13.15. Корреляция коэффициентов емкостной и индуктивной связей

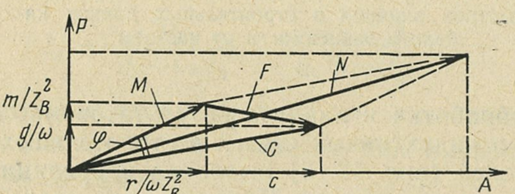


Рис. 13.16. Векторы электромагнитных связей на ближнем и дальнем концах и их составляющие

13.6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВЯЗИ МЕЖДУ СКРУЧЕННЫМИ ЦЕПЯМИ

Электромагнитные связи на ближнем и дальнем концах можно представить следующим образом:

$$N = \omega (T + Q) \int_0^l L(x)\, e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) x}\, dx,$$

$$F = \omega (T - Q) \int_0^l L(x)\, e^{-(\gamma_1 - \gamma_2) x}\, dx,$$

где T, Q — параметры, зависящие от конструкции кабеля; $L(x) = L_1(x) - L_2(x)$ — коэффициент связи в поперечном сечении кабеля в точке с координатной x; $L_1(x)$ — составляющая этого коэффициента, характеризующая непосредственное влияние; $L_2(x)$ — составляющая этого коэффициента, характеризующая действие реакции оболочки.

В диапазоне высоких частот можно пренебречь активной составляющей у величин электрической и магнитной связей и полагать их чисто реактивными. Кроме того, поскольку шаг скрутки (100—300 мм) во много раз больше, чем расстояние между жилами (4—6 мм), для расчета параметров T и Q можно пользоваться формулами, полученными для параллельных проводов:

$$T = \frac{\pi \varepsilon Z_{\text{в}}}{2 \ln\left(\frac{d_{ab}}{r_0}\right) \ln\left(\frac{d_{cd}}{r_0'}\right)}; \quad Q = \frac{\mu_0}{2\pi Z_{\text{в}}};$$

$$L_1(x) = \ln \frac{d_{ac}\, d_{bd}}{d_{bc}\, d_{ad}}; \quad L_2(x) = \ln \frac{d_{a'c}\, d_{b'd}}{d_{b'c}\, d_{a'd}},$$

где $Z_{\text{в}}$ — волновое сопротивление цепей, Ом; ε — диэлектрическая проницаемость изоляции; μ — магнитная проницаемость сердечника кабеля; d_{ij} — расстояние между жилами i и j; d_{ij} — расстояние между зеркальным изображением жилы i и жилой j; r_0 — радиус жил первой цепи; r'_0 — то же, второй цепи.

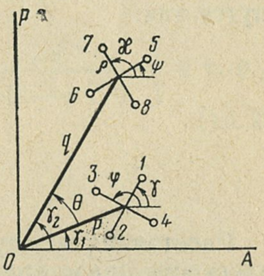


Рис. 13.17. Расположение скрученных цепей при отсутствии металлической оболочки

Рассмотрим влияние между цепями двух четверок звездной скрутки (рис. 13.17). Здесь приняты следующие обозначения: *1 ... 4* — жилы первой четверки; *5 ... 8* — жилы второй четверки; p — радиус повива, в котором находится первая четверка; q — радиус повива, в котором находится вторая четверка; ρ — радиус скрутки жил в четверки; γ_1, γ_2 — углы поворота соответственно первой и второй четверок при скрутке в повиве; γ, φ, ψ, χ — углы поворота пар при скрутке в четверки; $\theta = \gamma_2 - \gamma_1$ — относительный угол скрутки повивов. Все указанные углы скрутки являются периодическими функциями координаты X (ось X направлена вдоль оси кабеля) и зависят от соответствующих шагов скрутки и начальных углов поворота:

$$\gamma_1 = \frac{2\pi}{H_1} x + \gamma_{10}; \quad \gamma_2 = \frac{2\pi}{H_2} x + \gamma_{20};$$

$$\gamma = \frac{2\pi}{h_1'} x + \gamma_0; \quad \varphi = \frac{2\pi}{h_1'} + \varphi_0;$$

$$\psi = \frac{2\pi}{h'_2} x + \psi_0; \quad \chi = \frac{2\pi}{h'_2} + \chi_0,$$

где H_1, H_2 — шаги скрутки *1* и *2*-го повивов; h'_1, h'_2 — эффективные шаги скрутки *1* и *2*-й четверок; γ_0, φ_0, ψ_0, χ_0, γ_{10}, γ_{20} — соответствующий угол в начале рассматриваемого отрезка кабеля;

$$h'_i = \frac{h_i}{f}; \quad f = \frac{\sqrt{H^2 + \pi^2 (D_п + D_з)^2}}{H};$$

h_i — шаг скрутки четверки; H_j — шаг скрутки повива; $D_з$ — диаметр четверки; $D_п$ — диаметр повива.

Поскольку скрутка цепей ВЧ кабелей всегда производится с откруткой, то прямая, соединяющая центры жил одной пары в поперечном сечении кабеля, сохраняет постоянный угол относительно осей координат независимо от скрутки в повив. Поэтому отсчет всех углов поворота производится от горизонтальной прямой.

Цепи расположены в одной четверке

$$L_{I/II} = \ln \frac{d_{13}\, d_{24}}{d_{14}\, d_{23}}. \tag{13.22}$$

Для расчета связей представим расстояния между осями проводников в комплексной плоскости и используем свойства натурального логарифма комплексного числа $\mathrm{Re}(\ln z) = \ln t$, где $z = t\,\mathrm{e}^{i\tau}$. Тогда координаты осей жил взаимовлияющих цепей запишутся так:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma_1} + \rho\,\mathrm{e}^{i\,\gamma}, \\ x_2 &= p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma_1} - \rho\,\mathrm{e}^{i\gamma}, \\ x_3 &= p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma_1} + \rho\,\mathrm{e}^{i\,\varphi}, \\ x_4 &= p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma_1} - \rho\,\mathrm{e}^{i\,\varphi}. \end{aligned}\right\} \tag{13.23}$$

Расстояния между жилами в выражении (13.22) в комплексной плоскости представим в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned} d_{13} &= |x_1 - x_3| = p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma_1}(1 + \rho/p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma'}), \\ d_{24} &= |x_2 - x_4| = p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma_1}(1 - \rho/p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma'}), \\ d_{14} &= |x_1 - x_4| = p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma_1}(1 + \rho/p\,\mathrm{e}^{i\,\varphi'}), \\ d_{23} &= |x_3 - x_3| = p\,\mathrm{e}^{i\,\gamma_1}(1 - \rho/p\,\mathrm{e}^{i\,\varphi'}), \end{aligned}\right\} \tag{13.24}$$

где $\gamma' = \gamma - \gamma_1$, $\varphi' = \varphi - \gamma_1$.

Путем подстановки выражений (13.24) в ф-лу (13.22) легко показать, что систематические связи между цепями внутри группы отсутствуют. Это соответствует физической картине явления.

Цепи расположены в одном повиве ($q = p$)

$$L_{I/III} = \ln \frac{d_{15}\, d_{26}}{d_{16}\, d_{25}}. \tag{13.25}$$

Аналогично вышеизложенному представим

$$d_{15} = p\, e^{i\,\gamma_1}(1 - e^{i\,\theta})\left[1 + \frac{\rho}{M}\, e^{i\,(\gamma' - \xi)} - \frac{\rho}{M}\, e^{i\,(\psi' - \xi)}\right]. \qquad (13.26)$$

Здесь

$$M^2 = 2\,p^2(1 - \cos\theta), \quad \theta = 2\pi\,\frac{m+1}{n},$$

где n — число четверок в повиве; m — число четверок, расположенных между рассматриваемыми цепями,

$$\sin\xi = -p/M\sin\theta, \quad \cos\xi = p/M\,(1 - \cos\theta).$$

Подставив выражение (13.26) и ему подобные для d_{16}, d_{26} и d_{25} в ф-лу (13.25) и заменив выражения типа $\ln(1+d)$ их разложениями в степенные ряды, найдем действительную часть полученного соотношения, которая определяет искомый коэффициент связи:

$$L_{I/III} = 4\,\rho^2/M^2\cos(\gamma' + \psi' - 2\,\xi) + 4\,\rho^4/M^4\,[\cos(3\gamma' + \psi' - 4\xi) + \\ + \cos(\gamma' + 3\,\psi' - 4\,\xi)],$$

где $\psi' = \psi - \gamma_1$.

Цепи расположены в разных повивах

$$L'_{I/III} = \ln\frac{d_{15}\,d_{26}}{d_{25}\,d_{16}}. \qquad (13.27)$$

Аналогично вышеизложенному представим

$$d_{15} = p\,e^{i\,\gamma_1}(1 - \mu^{i\,\theta})\left[1 + \frac{\rho\,e^{i\,\gamma'}}{p\,(1 - \mu\,e^{i\,\theta})} - \frac{\rho\,e^{i\,\psi'}}{p\,(1 - \mu\,e^{i\,\theta})}\right] \text{ и т. п.,} \qquad (13.28)$$

где

$$\mu = \frac{q}{p} < 1.$$

Подставляя выражения (13.28) в ф-лу (13.27) и заменяя выражения типа $\ln(1+d)$ их разложениями в степенные ряды, а также заменяя в последних выражения типа $(1 - \mu e^{i\theta})^n$ их разложениями в степенные ряды, после громоздких преобразований получим выражение для коэффициента связи:

$$L'_{I/III} = 4\,\frac{\rho^2}{p^2}\,[\cos(\gamma' + \psi') + 2\,\mu\cos(\gamma' + \psi' + \theta) + \ldots] + \\ + 4\,\frac{\rho^4}{p^4}\,[\cos(3\,\gamma' + \psi') + \cos(\gamma' + 3\,\psi') + 4\,\mu\cos(3\,\gamma' + \psi' + \theta) + \ldots]. \qquad (13.29)$$

Используя метод зеркальных изображений (рис. 13.18), заменим систему типа «проводник i — металлическая оболочка» эквивалентной системой «проводник i — зеркальное изображение проводника i». При этом расстояние от оси кабеля 0 до оси i-го проводника r_i и расстояние от 0 до оси зеркального изображения этого проводника r'_i связаны следующим соотношением:

$$r'_i = \frac{R^2}{r_i}.$$

На рис. 13.18 цифрами со штрихами обозначены зеркальные изображения осей проводников относительно металлической оболочки с радиусом R. Остальные обозначения те же, что и на рис. 13.17.

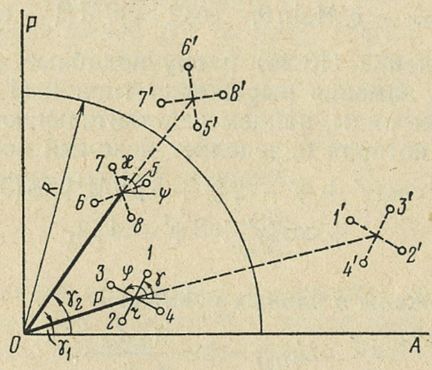


Рис. 13.18. Расположение скрученных цепей при наличии оболочки

Цепи расположены в одной четверке. Дополнительное влияние цепи *II* на цепь *I* вследствие реакции металлической оболочки характеризует связь между цепью *I* и цепью *II'*, образованной из зеркальных изображений проводов *3* и *4*, составляющих цепь *II*. Обозначим по аналогии с принятым выше

$$L_{I/II'} = \ln \frac{d_{13'}\, d_{24'}}{d_{14'}\, d_{23'}}. \tag{13.30}$$

В соответствии с (13.14) координаты осей зеркальных изображений жил определяются из выражения

$$x_{3'} = \frac{R^2}{p\, e^{-i\gamma_1} + \rho\, e^{-i\varphi}} \tag{13.31}$$

и т. п. Разлагая выражение (13.31) и ему подобные для других жил в степенные ряды и учитывая соотношения (13.22), получим

$$d_{13'} = -K\left[1 - \frac{\rho}{K} e^{i\gamma'} - \frac{R^2\rho}{p^2 K} e^{-i\varphi'} + \frac{R^2\rho^2}{p^2 K} e^{-2i\varphi'}\right], \tag{13.32}$$

где
$$K = \frac{R^2 - p^2}{p}.$$

Подставляя соотношение (13.32) и ему подобные в ф-лу (13.31), получим выражение, характеризующее дополнительную связь между цепями за счет реакции металлической оболочки.

$$L_{I/II'} = 8\frac{R^4 \rho^4}{p^5 K^3}\sin 2\varphi' - 4\left(\frac{R^6 \rho^4}{p^6 K^4} + \frac{R^2 \rho^4}{p^2 K^4}\right)\sin 2\varphi' - $$
$$- 12\frac{R^6 \rho^6}{p^8 K^4}\sin 4\varphi'. \qquad (13.33)$$

Определив подобным способом выражение, характеризующее дополнительное влияние цепи *I* на цепь *II* за счет реакции металлической оболочки, получим

$$L_{I'/II} = 8\frac{R^4 \rho^4}{p^5 K^3}\sin 2\varphi' - 4\left(\frac{R^6 \rho^4}{p^6 K^4} + \frac{R^2 \rho^4}{p^2 K^4}\right)\sin 2\varphi' + $$
$$+ 12\frac{R^6 \rho^6}{p^8 K^4}\sin 4\varphi'. \qquad (13.34)$$

Таким образом, в результате реакции оболочки между цепями звездной четверки возникает систематическая связь, которой не было при отсутствии оболочки, причем имеет место явление перестановки, так как знаки у третьего слагаемого в ф-лах (13.33) и (13.34) противоположны.

Физическая сущность явлений систематической связи и систематической перестановки может быть пояснена схемой рис. 13.19,

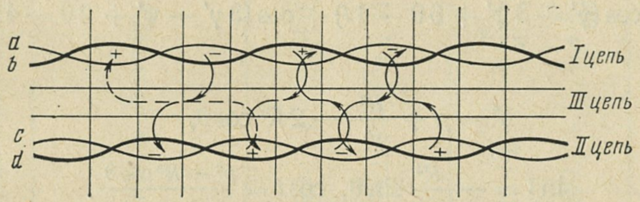


Рис. 13.19. Связи, вызывающие систематическое влияние и эффект перестановки

на котором показаны две основные цепи из одной четверки звездной скрутки и третья цепь. Вторая цепь сдвинута по сравнению с первой на 1/4 шага скрутки *h*. Знаки «+» и «—» относятся к регулярным связям между основными и третьей цепями. Сплошными стрелками показаны наикратчайшие пути перехода энергии между основными цепями через третьи цепи, когда влияние происходит на смежных участках длиной $h/4$ каждый. Для влияния цепи *I* на цепь *II* характерно взаимодействие связей между цепями *I—III* и цепями *III—II*, имеющих одинаковые знаки, так что результирующая связь всегда положительна. В то же время для влияния цепи *II* на цепь *I* характерно взаимодействие связей *II—III* и *III—I*, имеющих разные знаки, вследствие чего результирующая связь всегда отрицательна. Таким образом, связь через третьи цепи имеет на всех элементах длины одинаковую величину и один и тот же знак и поэтому растет пропорционально длине цепи, т. е. имеет систематический характер. Такой же характер присущ эффекту перестановки: изменение знака связи происходит одинаково на всех элементах длины линии при перемене местами взаимовлияющих цепей.

Пунктирными стрелками показаны другие возможные пути перехода энергии через третьи цепи в результате взаимодействия связей несмежных участков линии длиной $h/4$. Как видно из рисунка, влияние по путям, показанным пунктирными стрелками, меньше, чем влияние по путям, показанным сплошными стрелками, вследствие большего затухания энергии при распространении по *III* цепи, а также знакопеременного характера, приводящего к значительной взаимной компенсации влияний, поступающих с разных участков. Поэтому влияние между основными цепями четверки звездной скрутки имеет ярко выраженный систематический характер и систематический эффект перестановки.

Цепи расположены в одном повиве $(q=p)$. Изложенным выше способом получается выражение для расчета коэффициента связей вследствие реакции оболочки:

$$L_{I/III'} = -4\,\frac{R^2\rho^2}{p^2 s^2}\cos(\gamma'-\psi'+2\theta-2t)-$$

$$-8\,\frac{R^4\rho^4}{p^5 s^3}\cos(\gamma'-3\psi'+5\theta-3t)-4\,\frac{\rho^4 R^2}{p^2 s^4}\times$$

$$\times\left[\frac{R^4}{\rho^4}\cos(\gamma'-3\psi'+6\theta-4t)+\cos(3\gamma'-\psi'+2\theta-4t)\right]\ldots,$$

где

$$s^2 = p+\frac{R^4}{p^2}-2R^2\cos\theta,$$

$$\sin t = -\frac{R^2}{ps}\sin\theta,\ \ \cos t = \frac{p^2-R^2\cos\theta}{ps}.$$

Цепи расположены в разных повивах. Коэффициент связи вследствие реакции оболочки определяется следующим выражением:

$$L'_{I/III'} = -4\,\frac{\rho^2}{R^2}\left[\cos(\gamma'-\psi')+\frac{2pq}{R^2}\cos(\gamma'-\psi'-\theta+\ldots\right]+$$

$$+8\,\frac{\rho^4}{q^2R^2}\left[\cos(\gamma'-3\psi'+2\theta)+3\,\frac{pq}{R^2}\cos(\gamma'-3\psi'+\theta)+\ldots.\right]-$$

$$-4\,\frac{\rho^4}{q^2R^2}\left[\cos(\gamma'-3\psi'+2\theta)+4\,\frac{pq}{R^2}\cos(\gamma'-3\psi'+\theta)+\ldots\right]\ldots. \tag{13.35}$$

Формулы (13.23), (13.29), (13.33) и (13.35) показывают, что связи между скрученными цепями могут быть представлены суммами тригонометрических функций с убывающими коэффициентами. Исключая вспомогательные углы ξ и t, полученные выражения можно выразить более компактно (табл. 13.1), причем расчеты показывают, что практически достаточно ограничиваться первыми членами рядов.

Таблица 13.1

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СВЯЗЬ В КАБЕЛЕ СО ЗВЕЗДНОЙ СКРУТКОЙ ЖИЛ

Связь между цепями	При отсутствии металлической оболочкой	За счет реакции металлической оболочки
Внутри четверки	Систематическая связь отсутствует	$\sum\limits_{m=1,2,3,\dots} L_m \sin 2m\varphi'$ $L_1 = -8\frac{R^4\rho^4}{p^5K^3} - 4\frac{R^6\rho^4}{p^6K^4} - 4\frac{R^2\rho^4}{p^2K^4}$ $L_2 = -12\frac{R^6\rho^6}{p^8K^4}$
Четверки расположены в одном повиве	$\sum\limits_{m,n=0,1,2,\dots} L_{mn}\cos[(2m+1)\gamma' + (2n+1)\psi'] + \sum\limits_{m,n} L'_{mn}\sin[(2m+1)\gamma' + (2n+1)\psi']$	$\sum\limits_{mn} L_{mn}\cos[(2m+1)\gamma' - (2n+1)\psi'] + \sum L'_{mn}\sin[(2m+1)\gamma' - (2n+1)\psi']$
	$L_{00} = -4\frac{\rho^2}{M^2}\cos\theta,\ L'_{00} = -4\frac{\rho^2}{M^2}\sin\theta$ $L_{10} = L_{01} = 4\frac{\rho^4}{M^4}\cos 2\theta,\ L'_{10} = L'_{01} = 4\frac{\rho^4}{M^4}\sin 2\theta$	$L_{00} = -4\frac{R^2\rho^2}{p^2s^2}\left[\frac{\cos 2\theta}{p^2s^2}(p^4 - 2p^2R^2\cos^2\theta + R^4\cos 2\theta) + \frac{\sin 2\theta}{p^2s^2}R^2(2p^2\sin\theta - R^2\sin 2\theta)\right],$ $L'_{00} = -4\frac{R^2\rho^2}{p^2s^2}\left[\frac{\sin 2\theta}{p^2s^2}(p^4 - 2p^2R^2\cos^2\theta + R^4\cos 2\theta) - \frac{\cos 2\theta}{p^2s^2}R^2(2p^2\sin\theta - R^2\sin 2\theta)\right]$
Четверки расположены в разных повивах (влияющая цепь в наружном повиве по отношению к другой цепи)	$\sum\limits_{m,n=0,1,2,\dots} L_{mnt}\cos[(2m+1)\gamma' + (2n+1)\psi' + t\theta]$	$\sum\limits_{mnt} L_{mnt}\cos[(2m+1)\gamma' - (2n+1)\psi' \pm t\theta]$
	$L_{000} = 4\frac{\rho^2}{p^2},\ L\,L'_{001} = 8\frac{\rho^2\mu}{p^2}$ $L_{002} = 12\frac{\rho^2\mu^2}{p^2},\ L_{010} = L_{100} = 4\frac{\rho^2}{p^4}$	$L_{000} = -4\frac{\rho^2}{R^2},\qquad L_{001} = -8\frac{pq\rho^2}{R^4}$

ВЛИЯНИЕ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ

14.1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ЦЕПЯМИ КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ

Как показано в гл. 4, коаксиальная цепь не имеет внешних поперечных электромагнитных полей, так как радиальное электрическое поле E_r и тангенциальное магнитное поле H_φ не выходят за пределы пространства, ограниченного внешним и внутренним проводниками коаксиальной цепи, а радиальное магнитное H_r и тангенциальное электрическое E_φ поля отсутствуют вследствие осевой симметрии цепи. Влияние между коаксиальными цепями вызывается только продольной составляющей электрического поля E_z, обусловленной падением напряжения на внешней поверхности внешнего проводника при протекании по нему тока (рис. 14.1). При наличии вблизи второй коаксиальной пары в

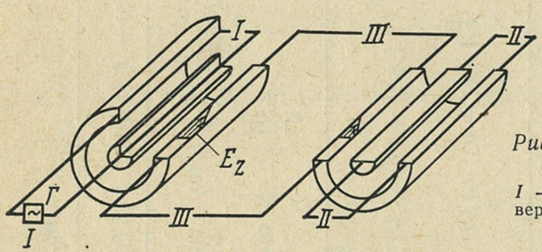


Рис. 14.1. Схема влияния в коаксиальных цепях:
I — влияющая цепь; *II* — цепь, подверженная влиянию; *III* — промежуточная цепь

цепи, составленной из внешних проводников этих пар, под действием продольной ЭДС возникает ток. Этот ток вызывает падение напряжения на внешней поверхности внешнего проводника второй (подверженной влиянию) коаксиальной пары. Наличие продольного напряжения на внешней поверхности приводит к появлению продольной ЭДС на внутренней поверхности второй коаксиальной цепи, под действием которой в ней возникает ток помех.

Таким образом, влияние между коаксиальными цепями происходит только через третью цепь, образованную внешними проводниками взаимовлияющих пар. Непосредственное влияние между коаксиальными парами отсутствует. В этом заключается характерная особенность влияния между коаксиальными цепями, отличающая его от влияния между цепями симметричной конструкции. Другое отличие, связанное с отсутствием у коаксиальных цепей внешних поперечных электромагнитных полей, не носит столь общего характера, поскольку при влиянии между симметричными цепями учитываются не только поперечные поля, но и продольное электрическое поле, обусловленное электрической и индуктивной асимметрией проводов цепей (см. § 12.3).

Поскольку величина влияния между коаксиальными цепями определяется значением продольной ЭДС E_z, то параметр, характеризующий отношение этой ЭДС к току I, протекающему в коаксиальной цепи $Z_{св}=E_z/I$, получил название *сопротивления связи.*

Действие продольной составляющей электрической связи подобно действию поперечной составляющей магнитной связи в том отношении, что каждая из этих составляющих связи определяется как отношение продольной ЭДС E к току I, протекающему по цепи:

$$M = r + \mathrm{i}\,\omega m = E/I; \quad Z_{св} = E/I,$$

где M — магнитная связь в симметричном кабеле; r — ее активная составляющая; m — ее реактивная составляющая; $Z_{св}$ — сопротивление связи в коаксиальном кабеле.

Так и рассматривается в гл. 12 взаимное влияние между симметричными цепями вследствие продольной асимметрии проводов цепи переменному току, обусловливающее продольную составляющую электрической связи:

$$M' = \Delta r + \mathrm{i}\,\omega\,\Delta L = E/I,$$

где M' — связь между симметричными цепями, обусловленная продольной асимметрией проводов цепи переменному току; Δr — омическая асимметрия; Δl — индуктивная асимметрия.

Поскольку при влиянии между коаксиальными цепями отсутствуют поперечные электрические и магнитные связи, то электромагнитные связи влияния на ближний и дальний концы одинаковы, т. е. $N=F=Z_{св}$.

Величина сопротивления связи (Ом/км) определяется аналогично сопротивлению внешнего проводника коаксиального кабеля [см. ур-ния (4.13) и (4.23)], только напряженность поля E_z принимается не на внутренней $(r=r_b)$, а на внешней поверхности $(r=r_c)$ внешнего проводника:

$$Z_{св} = \frac{\sqrt{\mathrm{i}}\,k}{2\pi\sqrt{r_b r_c}\,\sigma\,\mathrm{sh}\,\sqrt{\mathrm{i}}\,kt}, \tag{14.1}$$

где $k=\sqrt{\omega\mu\sigma}$ — коэффициент вихревых токов; r_b и r_c — внутренний и внешний радиусы внешнего проводника, мм; t — толщина проводника, мм; σ — проводимость материала проводника.

При этом сопротивления связи влияющей и подверженной влиянию цепей одинаковы [5]. Анализ ф-лы (14.1) показывает, что с увеличением частоты ее знаменатель растет несколько быстрее, чем числитель, поскольку рост гиперболического синуса происходит быстрее, чем увеличение его аргумента. Поэтому с увеличением частоты величина сопротивления связи уменьшается и, следовательно, уменьшается взаимное влияние между коаксиальными парами. В этом отношении коаксиальные цепи отличаются от симметричных, влияние между которыми с ростом частоты увеличивается. Небольшие взаимные влияния на высоких частотах являются одной из основных предпосылок применения коаксиальных кабелей для передачи широкого спектра частот.

Для уменьшения влияния в низкочастотном диапазоне (до 100 кГц) коаксиальный кабель экранируется стальными лентами, накладываемыми в два слоя. В малогабаритных кабелях применяются трехслойные экраны конструкции медь — сталь — медь. Сопротивление связи коаксиальной пары, имеющей медный внешний проводник и экран из стальных лент, наложенных спирально, определяется из выражения

$$Z_{\text{св}} = Z_{\text{св}} \frac{L_z}{L_z + L_{\text{вн}}},$$

где $L_z = \mu_c \frac{4\pi r_c t_c}{h^2} \cdot 10^{-4}$ — продольная индуктивность, обусловленная стальными лентами, Г/км; $L_{\text{вн}} = 2\mu_c \ln\frac{r_c + t_c}{r_c} \cdot 10^{-4}$ — внутренняя индуктивность стальных лент, Г/км; μ_c — относительная магнитная проницаемость стальных лент; t_c — толщина стального экрана, мм; h — ширина стальных лент, мм.

Характерным для сопротивления связи коаксиальных пар является то, что оно зависит только от геометрических размеров и материалов цепи, а поэтому постоянно по всей длине линии.

Современные магистральные кабели, как правило, являются комбинированными, так как кроме коаксиальных пар содержат симметричные цепи, диапазон уплотнения которых совпадает с нижней частью спектра частот, передаваемого по коаксиальным парам. В связи с этим имеет место взаимное влияние между коаксиальными парами и симметричными цепями. Это влияние происходит через третью цепь, в качестве которой в данном случае выступает цепь «пучок жил — внешний проводник коаксиальной пары». Вследствие несимметрии симметричной цепи часть энергии поступает в третью цепь и благодаря сопротивлению связи внешнего проводника в коаксиальной цепи возбуждается напряжение помех. Асимметрия влияющей цепи (см. гл. 12) состоит из двух частей: поперечной асимметрии относительно внешнего проводника коаксиальной пары и продольной асимметрии. В отличие от сопротивления связи коаксиальной пары асимметрия изменяется вдоль цепи по величине и знаку. Поперечная асимметрия равна разности частичных емкостей жил симметричной цепи относительно внешнего проводника коаксиальной пары $l = C_{10} - C_{20}$. Продольная асимметрия равна разности активных и индуктивных сопротивлений жил:

$$r = \frac{1}{n} [i\omega (L_2 - L_1) + R_2 - R_1],$$

где n — число жил всех симметричных цепей.

При влиянии на ближний конец результирующая асимметрия равна

$$e_0 = e_1 + \frac{r}{i\omega Z_{\text{в}0} Z_{\text{в}III}},$$

где $Z_{в0}$ — волновое сопротивление симметричной цепи; $Z_{в\,III}$ — волновое сопротивление цепи «пучок жил — внешний проводник коаксиальной пары».

При влиянии на дальний конец результирующая асимметрия равна

$$e_l = e_1 - \frac{r}{i\,\omega Z_{в\,0} Z_{в\,III}}.$$

14.2. ЗАЩИЩЕННОСТЬ КОАКСИАЛЬНЫХ ЦЕПЕЙ И ПЕРЕХОДНОЕ ЗАТУХАНИЕ МЕЖДУ НИМИ

Защищенность коаксиальных пар и переходное затухание между ними можно определить из выражений, приведенных в табл. 10.1 для рис. 10.11*а* при подстановке в них следующих упрощающих условий:

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma,$$

$$Z_{в1} = Z_{в2} = Z_в,$$

$$2II' = 2II'' = 3I = 3III = 0,$$

$$p_{1н\,(k)} = p_{2н\,(k)} = 0,$$

$$p_{3н\,(к)} = p_3 = \frac{Z_{3\,н\,(к)} - Z_{в3}}{Z_{3н\,(к)} + Z_{в3}},$$

$$Y_{13} = Y_{32} = 0,$$

$$Z_{13} = Z_{32} = Z_{св}.$$

В результате получаются следующие выражения для напряжения на ближнем и дальнем концах цепи, подверженной влиянию:

$$U_{20} = \frac{U_{10} Z_{св}^2}{2 Z_в Z_{в3}(\gamma_3^2 - \gamma^2)} \left[\frac{\gamma_3}{2\gamma}(1 - e^{-2\gamma l}) + \right.$$

$$+ \frac{2e^{-2\gamma l} - (1 + e^{-2\gamma l})\,\mathrm{ch}\,\gamma_3 l}{2\dfrac{1+p_3}{1-p_3}\,\mathrm{ch}\,\gamma_3 l + \dfrac{2(1+p_3^2)\,\mathrm{ch}\,\gamma_3 l}{(1-p_3)^2\,\mathrm{sh}\,\gamma_3 l}} \cdot \frac{\gamma_3^2 (1 + p_3/1 - p_3)^2 - \gamma^2}{\gamma_3^2 - \gamma^2} -$$

$$\left. - \frac{\dfrac{1+p_3}{1-p_3}(\gamma_3^2 - \gamma^2)(1 + e^{-2\gamma l}) - \gamma\gamma_3 \dfrac{2p_3}{(1-p_3)^2}(1 - e^{-2\gamma l})\,\mathrm{sh}\,\gamma_3 l}{(\gamma_3 - \gamma)^2 \left[2\dfrac{1+p_3}{1-p_3}\,\mathrm{ch}\,\gamma_3 l + 2\dfrac{(1+p_3^2)}{(1-p_3)^2}\,\mathrm{sh}\,\gamma_3 l \right]} \right], \quad (14.2)$$

$$U_{2l} = \frac{U_{10} e^{-l} Z_{св}^2}{2 Z_в Z_{в3}(\gamma_3^2 - \gamma^2)} \times$$

$$
\times \left\{ \gamma_з l - \frac{\left(\gamma_з^2 + \gamma^2\right)\left[\frac{4}{(1-p_з)^2}\,e^{\gamma_з l} + \frac{4p_з^2}{(1-p_з)}\,e^{-\gamma_з l}\right] - 8\,\frac{\left(\gamma_з^2-\gamma^2\right)\operatorname{ch}\gamma_з l}{(1-p_з)^2} - 2\left(\gamma_з\frac{1+p_з}{1-p_з}+\gamma\right)^2 e^{\gamma l} - 2\left(\gamma_з\frac{1+p_з}{1-p_з}-\gamma\right)^2 e^{-\gamma l}}{\left(\gamma_з^2-\gamma^2\right)\left[\frac{4}{(1-r_з)^2}\,e^{\gamma_з l} - \frac{4p_з^2}{(1-p_з)^2}\,e^{-\gamma_з l}\right]} \right\},
\tag{14.3}
$$

где U_{10} — напряжение в начале влияющей цепи; U_{20} — напряжение помехи в начале цепи, подверженной влиянию; U_{2l} — то же, на ее конце; $Z_{св}$ — сопротивление связи; $Z_в$, $Z_{вз}$, γ, $\gamma_з$ — волновые сопротивления и коэффициенты распространения основной и третьей цепей; $Z_{зн(к)}$ — нагрузка 3-й цепи; l — длина линии.

Обозначим выражение в ф-ле (14.2), заключенное в квадратные скобки, через $Б$, а выражение в ф-ле (14.3), заключенное в фигурные скобки, через D, тогда для коротких линий ($\alpha l < 4{,}3$ дБ)

$$
Б = Д = l^2\,\frac{\gamma_з^2\left(1-p_з+p_з^2\right)-\gamma^2}{2p_з+\gamma_з l\left(1+p_з^2\right)}.
$$

Обычно внешние проводники обеих коаксиальных пар по всей длине соприкасаются, т. е. $\gamma_з \to \infty$ и $Z_{вз} \to 0$, тогда

$$
U_{20} = U_{2l} = \frac{Z_{св}^2\,l\,U_{10}}{2\,Z_в\,Z_{вз}\,\gamma_з} = \frac{Z_{св}^2\,l\,U_{10}}{2\,Z_в\,Z_з},
$$

где $Z_з = Z_{вз}\gamma_з$.

Для длинных линий ($\alpha l > 13$ дБ)

$$
Б = \frac{\gamma_з-\gamma}{2(\gamma_з+\gamma)}\left(\frac{\gamma_з}{\gamma}+\frac{2}{p_з+1}\right),
$$

$$
Д = \gamma_з l - \frac{\gamma_з^2+\gamma^2}{\gamma_з^2-\gamma^2}\,\frac{1-p_з}{1+p_з}.
$$

При соприкасающихся внешних проводниках коаксиальных пар

$$
U_{20} = \frac{Z_{св}^2\,U_{10}}{4\,Z_в\,\gamma\,Z_{вз}\,\gamma_з} = \frac{Z_{св}^2\,U_{10}}{4\,Z_в\,\gamma\,Z_з},
$$

$$
U_{2l} = \frac{Z_{св}^2\,l\,U_{10}}{2\,Z_в\,Z_{вз}\,\gamma_з}\,e^{-\gamma l} = \frac{Z_{св}^2\,l\,U_{10}}{2\,Z_в\,Z_з}\,e^{-\gamma l}.
$$

Если нагрузки согласованы ($Z_н = Z_в$) и внешние проводники соприкасаются ($\gamma_з \to \infty$ и $Z_{вз} \to 0$), то между коаксиальными парами переходное затухание на ближнем конце

$$
A_0 = 20\lg\left|\frac{4\,Z_в\,Z_з\,\gamma}{Z_{св}^2\left(1-e^{-2\gamma l}\right)}\right|;
$$

защищенность на дальнем конце

$$A_з = 20 \lg \left| \frac{2 Z_в Z_з}{Z_{св}^2 l} \right|;$$

переходное затухание на дальнем конце

$$A_l = A_з + \alpha_l = 20 \lg \left| \frac{2 Z_в Z_з}{Z_{св}^2 l} \right| + \alpha l.$$

Эти уравнения могут быть несколько упрощены для случая коротких линий ($\alpha l < 4,3$ дБ), когда величина $(1 - e^{-2\gamma l}) \to 2\gamma l$:

$$A_0 = A_з = 20 \lg \left| \frac{2 Z_в Z_з}{Z_{св}^2 l} \right| \tag{14.4}$$

и для случая длинных линий ($\alpha l > 13$ дБ):

$$\left.\begin{aligned} A_0 &= 20 \ln \left| \frac{4 Z_в Z_з \gamma}{Z_{св}^2} \right|, \\ A_з &= 20 \lg \left| \frac{2 Z_в Z_з}{Z_{св}^2 l} \right|, \end{aligned}\right\} \tag{14.5}$$

$$A_l = A_з + \alpha l.$$

Как следует из ф-л (14.4) и (14.5), переходное затухание на ближнем конце между коаксиальными цепями при незначительной длине линии равно защищенности цепей на дальнем конце, а на длинных линиях превосходит последнюю, так как $2\gamma > 1/l$. Это иллюстрируется рис. 14.2. Это различие коаксиальных и симметричных цепей вызвано двумя причинами:

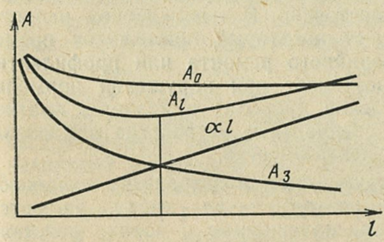


Рис. 14.2. Изменение величины переходного затухания и защищенности коаксиального кабеля с увеличением длины линии

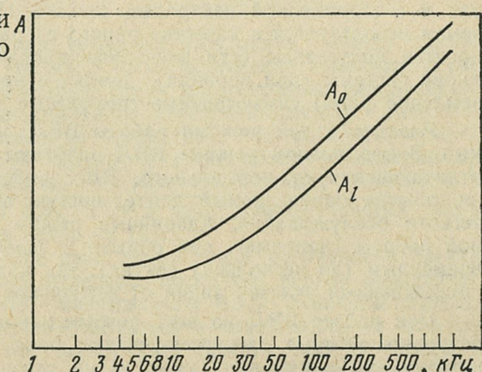


Рис. 14.3. Пример частотной зависимости переходных затуханий между коаксиальными цепями

электромагнитные связи на дальний конец в симметричных кабелях меньше, чем на ближний, а коаксиальных — одинаковы;

связи в симметричных кабелях имеют случайный характер, а в коаксиальных — систематический.

С ростом частоты переходные затухания на ближний и дальний концы между коаксиальными цепями возрастают (рис. 14.3), тогда как между симметричными цепями уменьшаются.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ЛИНИЙ НА ЦЕПИ СВЯЗИ

15.1. ХАРАКТЕР ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ЛИНИЙ

Высоковольтными линиями (ВВЛ) называют линии электропередачи высокого напряжения и контактные сети электрифицированных железных дорог. Линии электропередачи, работающие на переменном токе частотой 50 Гц, имеют напряжение от 3 до 500 кВ и более. Линии электропередачи постоянного тока используют напряжения 500—1500 кВ. На электрифицированных железных дорогах переменного тока частотой 50 Гц применяется напряжение 25—27 кВ, а постоянного тока — 3,3 кВ. Постоянный ток, передаваемый по ВВЛ, получают на электростанции преобразованием трехфазного переменного тока промышленной частоты при помощи многофазных выпрямителей. Поэтому этот ток является пульсирующим и содержит гармоники, частоты которых совпадают с частотами, используемыми при передаче сигналов по линиям связи.

По конструкции ВВЛ делятся на симметричные и несимметричные. Симметричные линии не имеют остаточных напряжений по отношению к земле и остаточных токов в земле. Большинство линий электропередачи являются трехфазными. У симметричной трехфазной линии напряжения и токи во всех проводах равны по величине и сдвинуты по фазе друг относительно друга на 120°. Однако полностью симметричных линий электропередачи не существует из-за практически неизбежного различия нагрузок фаз и параметров фазовых проводов. Симметричные трехфазные линии могут быть как с изолированной (до 35 кВ), так и с заземленной нейтралью (свыше 110 кВ). В несимметричных линиях земля используется в качестве одного из рабочих проводов. К таким линиям относятся контактные сети электрифицированных железных дорог, трехфазные линии системы «два провода — земля» и находящиеся в аварийном режиме (заземление фазы) симметричные трехфазные линии.

Различают три режима работы ВВЛ: нормальный, вынужденный и аварийный. В нормальном режиме ВВЛ работают постоянно. В вынужденном режиме, отличающемся от нормального, ВВЛ работают некоторый промежуток времени, обычно определяемый длительностью аварийного ремонта или профилактического обслуживания. Аварийный режим возникает при нарушении нормальной работы (например, при обрыве и заземлении провода) и является кратковременным (до нескольких секунд), так как специальные устройства отключают поврежденный участок линии от источников электроэнергии.

При работе ВВЛ во всех режимах в окружающем пространстве возникают неуравновешенные электромагнитные поля и поэтому такие линии являются источниками влияния на цепи линий связи, расположенные в зонах действия этих полей. Вследствие огромных напряжений и токов ВВЛ эти зоны влияния простираются на десятки и сотни метров. Влияние ВВЛ на цепи линий связи тем больше, чем больше несимметрия ВВЛ. При конструировании ВВЛ применяют меры к повышению их симметрии путем скрещивания (транспозиции) фазовых проводов, выравнивания нагрузок фаз и др., однако эти меры лишь уменьшают неуравновешенные электромагнитные поля, но не уничтожают их полностью. Наибольшее влияние на цепи линий связи оказывают полностью несимметричные ВВЛ. Посторонние напряжения и токи, индуцируемые ВВЛ в цепях линий связи, могут искажать передаваемые сигналы. Такого рода влияние ВВЛ на линии связи принято называть *мешающим*. В некоторых случаях индуцируемые в цепях линий связи токи и напряжения могут достигать таких величин, которые являются опасными для жизни обслуживающего персонала и целости аппаратуры связи. Такие влияния называют *опасными*.

Степень влияния ВВЛ на цепи линий связи, помимо характера ВВЛ, ее напряжения и режима работы, в значительной степени определяется взаимным расположением линий — *сближением*. В зависимости от относительного расположения ВВЛ и линии связи сближение может быть параллельным, косым и смешанным. Участок сближения считается *параллельным*, если расстояние между линиями a (ширина сближения) изменяется по длине сближения не более чем на $\pm 5\%$ от своего среднеарифметического значения. Ширина сближения отсчитывается от оси линии связи до оси ВВЛ по горизонтали. Если же линия, соединяющая основание обеих линий, составляет по отношению к горизонтали угол α более 30° (рис. 15.1*а*), то за эквивалентную ширину сближения параллельного участка принимается $a_э = a/\cos\alpha$.

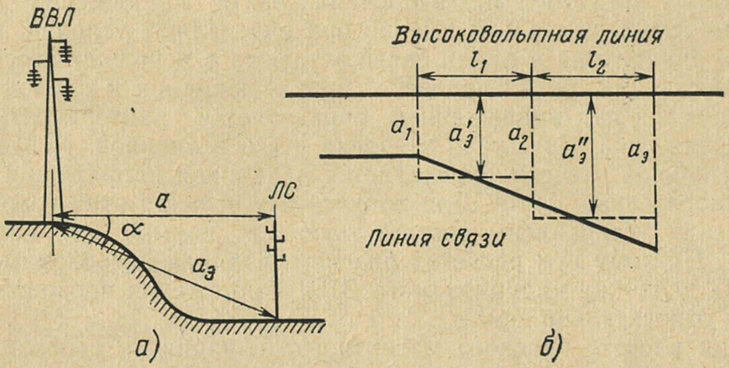


Рис. 15.1. Определение величины сближения

При равномерном возрастании или убывании расстояния между линиями сближение называется *косым*. При расчетах косое сближение заменяют ступенчатым параллельным (рис. 15.1*б*), выбирая длину параллельных эквивалентных участков так, чтобы отношение максимального расстояния между линиями к минимальному на концах участка было не более трех, т. е. $a_2/a_1 \leqslant 3$; $a_3/a_2 \leqslant 3$. При этих условиях за эквивалентную ширину участка косого сближения принимают среднюю геометрическую величину из расстояний между линиями в начале и конец участка, т. е. $a'_э = \sqrt{a_1 a_2}$; $a''_э = \sqrt{a_2 a_3}$. Длиной участка косого сближения является проекция линии связи на ВВЛ.

При определении влияния ВВЛ на цепи линий связи магнитное и электрическое влияние удобно рассматривать отдельно, поскольку первое определяется величиной влияющего тока, а второе — напряжением ВВЛ. Величины влияющих токов и напряжений могут значительно отличаться в зависимости от конструкции и режима работы ВВЛ. Так, при нормальном режиме работы трехфазной ВВЛ в случае изолированной нейтрали и при обрыве одной из фаз следует практически считаться только с электрическим влиянием. При обрыве и заземлении одной из фаз трехфазной ВВЛ с заземленной нейтралью превалирует магнитное влияние. При нормальном режиме работы несимметричных ВВЛ необходимо учитывать оба вида влияния. К числу других особенностей, характерных для влияния ВВЛ на цепи связи, следует отнести:

разные длины влияющих, подверженных влиянию и третьих цепей;

пренебрежимо малое затухание влияющих цепей (цепи ВВЛ) по сравнению с цепями, подверженными влиянию;

большие расстояния между влияющей и подверженной влиянию цепями и как следствие из этого, во-первых, возможность пренебрежения влиянием в результате неодинаковостей расстояний между проводами взаимовлияющих цепей; во-вторых, главная роль влияния через третьи несимметричные цепи типа «два провода — земля»; в-третьих, возможность пренебрежения активными составляющими связей;

необходимость учета искажения электрического и магнитного полей, обусловленное наличием в поле ВВЛ, кроме проводов взаимовлияющих цепей, других электропроводящих предметов (проводов ВВЛ и линий связи, грозозащитных тросов, железнодорожных рельсов, деревьев и т. п.);

разный характер влияния ВВЛ на цепи воздушных и кабельных линий связи вследствие наличия у последних металлических оболочек.

15.2. ОПАСНОЕ ВЛИЯНИЕ ВВЛ НА ЦЕПИ ЛИНИЙ СВЯЗИ

Опасное влияние ВВЛ на цепи линий связи характеризуется величиной индуцируемых в проводах связи напряжений относительно земли, поскольку именно они определяют условия, при которых аппаратура и линии связи остаются в исправном состоянии. Опасность для жизни человека, прикасающегося к проводам, находящимися под напряжением, определяется длительностью прохождения тока через тело человека и его величиной. Последняя в значительной степени определяется величиной напряжения провода относительно земли. Для допустимых величин этих токов и напряжений установлены соответствующие нормы (см., например, [18]). Поэтому при расчетах опасного влияния ниеобходимо определить величину индуцируемого ВВЛ напряжения проводов линии связи относительно земли.

При расчете опасного магнитного влияния в соответствии с вышеизложенным рассматривается непосредственное влияние несимметричной ВВЛ на систему «провод линии связи — земля». При изоляции провода по концам от земли наибольшая величина напряжения магнитной индукции будет по концам провода; она равна половине продольной ЭДС. При заземлении одного конца провода индуцируемое напряжение на его другом конце достигает величины продольной ЭДС. Этот случай и является расчетным при определении опасного магнитного влияния. С учетом вышесказанного величина продольной ЭДС, наводимой в проводе связи согласно гл. 9, будет

$$E = \omega m_{12} I_1 l, \tag{15.1}$$

где m_{12} — магнитная связь между влияющей цепью ВВЛ и несимметричной цепью линии связи; I_1 — влияющий ток; l — длина сближения.

Выражение (15.1) справедливо для уединенных цепей. При влиянии ВВЛ на цепи линий связи необходимо учитывать наличие других токопроводящих элементов: грозозащитных тросов, оболочек кабелей, железнодорожных рельсов. Действие любого из этих элементов можно рассматривать следующим образом: с одной стороны, они уменьшают напряженность электромагнитного поля в пространстве за ними и тем самым уменьшают непосредственное влияние; с другой стороны, они являются третьими цепями, вызывающими дополнительные влияния на подверженную влиянию цепь. При непосредственном влиянии в этих элементах происходят микропроцессы — наведение вихревых токов (поэтому здесь несущественны условия их нагрузки и заземления); при влиянии через третьи цепи в них происходят макропроцессы — наведение токов в цепях типа «элемент — земля» (поэтому здесь весьма существенны параметры указанных цепей и их нагрузки).

Эти элементы отличаются от других третьих цепей тем, что связь «влияющая цепь — цепь элемент — земля» (m_{10}) и связь «влияющая цепь — цепь рабочая жила — земля» (m_{12}) практически одинаковы по всей длине линии, тогда как в общем случае они не равны и имеют различное и часто случайное распределение по длине. Поэтому ток, индуцируемый в элементе под действием поля влияющей цепи, создает вторичное поле (реакция элемента), уменьшающее первичное поле и, следовательно, ослабляющее непосредственное влияние. Процессы уменьшения электромагнитного влияния вследствие наличия в поле токопроводящих элементов получили название *экранирования.* В общем случае влияния через третьи цепи ввиду неравенства и случайного характера связей m_{10} и m_{12} первичное и вторичное поля складываются с произвольными фазами, в результате чего может увеличиться результирующее влияние.

Таким образом, в общем случае такие элементы уменьшают непосредственное влияние и выступают в качестве особых третьих цепей. Однако на практике одна из сторон действия может оказаться преобладающей. Так, при влиянии между симметричными цепями внутри кабеля электромагнитные связи определяются несимметричностью расположения жил взаимовлияющих цепей. Поэтому действие оболочки проявляется преимущественно в уменьшении непосредственного влияния. В качестве же третьей цепи оболочка кабеля физически не отличается от других третьих цепей, поскольку связи m_{10} и m_{12} носят случайный характер. В этом случае оболочка кабеля в качестве третьей цепи может служить причиной дополнительного влияния (см. § 13.6).

Совсем по-другому обстоит дело при влиянии ВВЛ на симметричные цепи кабелей связи, когда различие расстояний между проводами взаимовлияющих цепей ничтожно мало, в результате чего $m_{10} \approx m_{12}$ и действие оболочки проявляется в основном как третьей цепи, расположенной параллельно с цепью, подверженной влиянию. В этом случае по земле и, следовательно, по оболочке кабеля могут протекать токи большой величины, роль влияния через третьи цепи может оказаться очень значительной и даже большей, чем непосредственное влияние за счет магнитного поля.

Для количественной оценки при авариях ВВЛ, в случае влияния эл. ж. д. переменного тока и при грозовых разрядах необходимо знать значения двух величин: токов в оболочке и сопротивления связи между цепями «оболочка — земля» и «жила — земля». Цепь «жила — земля» связана с цепью «оболочка — земля» поперечным магнитным полем; величина этой связи характеризуется коэффициентом взаимоиндукции $M_{ж-з} \approx L_{об}$. Цепь «жила — оболочка» связана с цепью «оболочка — земля» продольным электрическим полем. Величина этой связи характеризуется сопротивлением связи $Z_{ж-о}$. Такая трактовка показывает общность процессов экранирования с физическими процессами обобщенной теории влияния:

экран уменьшает непосредственное влияние, причем это его действие учитывается изменением величины электромагнитных связей непосредственно между взаимовлияющими цепями;

экран является одной из ветвей третьих цепей (экран — земля, экран — оболочка, экран — пучок проводов), через которые возникает дополнительное влияние;

оба указанные действия экрана различны для цепей, расположенных внутри экрана, и для цепей вне экрана;

на цепи, внешние по отношению к экрану, цилиндрический экран в меньшей степени действует «как экран»; здесь его действие приближается к действию тросов и других соседних проводов и отличается от последних только формой и размерами, т. е. электрическими характеристиками;

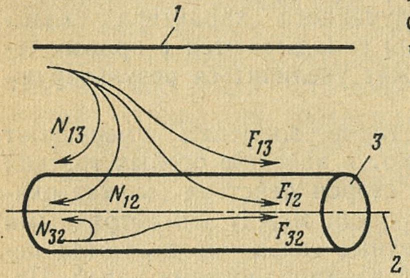


Рис. 15.2. Схематическое представление экрана в качестве третьей цепи:
1 — влияющая цепь; *2* — цепь подверженная влиянию; *3* — экранирующая оболочка

на цепи, заключенные внутрь экрана, экран действует двояко: как третья цепь и как «экран», причем результирующий эффект зависит от соотношения коэффициента экранирования и сопротивления связи цепи «жила — экран»;

промежуточным случаем между двумя рассмотренными является несплошной экран, обладающий меньшим коэффициентом экранирования и большим сопротивлением связи.

Преобладание того или иного действия экрана зависит еще и от характера источника влияния.

Рассмотрим действие экрана в качестве третьей цепи (рис. 15.2). Как показано в гл. 10, напряжение непосредственного влияния между цепями *1* и *2* на дальний конец определяется как

$$U_{2l}^{н} = -U_{10}\, e^{-\gamma l}\, \frac{F_{12}}{2}\, l\, Z_{в2},$$

где $F_{12} = i\,\omega m_{12}/Z_{в1}Z_{в2}$ — электромагнитная связь влияния на дальний конец между цепями *1* и *2*, т. е.

$$U_{2l}^{н} = -U_{10}\, e^{-\gamma l}\, \frac{i\,\omega\, m_{12}}{2\, Z_{в1}}\, l.$$

Напряжение влияния через третью цепь на дальний конец имеет две составляющие:

а) двойной переход по закону влияния на ближний конец

$$U_{2l}^{I} = \frac{U_{10}\, Z_{в2}\, Z_{в3}\, N_{13}\, N_{32}\, e^{-\gamma l}}{4\,(\gamma + \gamma_3)^2} \left[(\gamma + \gamma_3)\, l - 1 + e^{-(\gamma + \gamma_3)\, l}\right].$$

При $(\gamma+\gamma_3)l>1$ и учитывая, что $m_{13}\approx m_{12}$, а $N_{32}=F_{32}=\mathrm{i}\omega L_{об}/Z_{в3}Z_{в2}$,

$$U_{2l}^{I}=\frac{U_{10}\,\mathrm{i}\,\omega\,m_{12}\,\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}\,\mathrm{e}^{-\gamma l}\,l}{4\,Z_{в1}\,Z_{в3}\,(\gamma+\gamma_3)}.$$

Поскольку $\gamma_3>\gamma$, $Z_{в3}\gamma_3=R_{об}+\mathrm{i}\,\omega L_{об}$, то

$$U_{2l}^{I}=\frac{U_{10}\,\mathrm{i}\,\omega\,m_{12}\,\mathrm{e}^{-\gamma l}\,l}{4Z_{в1}}\,\frac{\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}{R_{об}+\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}};$$

б) двойной переход по закону влияния на дальний конец

$$U_{2l}^{II}=\frac{U_{10}\,Z_{в2}\,Z_{в3}\,F_{13}\,F_{32}\,\mathrm{e}^{-\gamma l}}{4\,(\gamma+\gamma_3)^2}\left[(\gamma_3-\gamma)\,l-1+\mathrm{e}^{-(\gamma_3-\gamma)l}\right].$$

При тех же предположениях, что и выше,

$$U_{2l}^{II}=\frac{U_{10}\,\mathrm{i}\,\omega\,m_{12}\,\mathrm{e}^{-\gamma l}\,l}{4\,Z_{в1}}\,\frac{\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}{R_{об}+\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}.$$

Общее напряжение влияния через третьи цепи на дальний конец

$$U_{2l}^{III}=U_{2l}^{I}+U_{2l}^{II}=\frac{U_{10}\,\mathrm{i}\,\omega\,m_{12}\,\mathrm{e}^{-\gamma l}\,l}{2\,Z_{в1}}\,\frac{\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}{R_{об}+\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}.$$

Результирующее влияние на дальний конец (непосредственное и через третьи цепи)

$$U_{2l}=U_{2l}^{н}+U_{2l}^{III}=\frac{U_{10}\,\mathrm{i}\,\omega\,m_{12}\,\mathrm{e}^{-\gamma l}\,l}{2Z_{в1}}\left(1-\frac{\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}{R_{об}+\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}\right)=U_{2l}^{н}\,r_э,$$

где $r_э=R_{об}/(R_{об}+\mathrm{i}\,\omega L_{об})$ — коэффициент экранирования оболочки.

Таким образом, показано, как выражение для коэффициента экранирования может быть получено из теории влияния через третьи цепи. Аналогичные выражения получаются для случая влияния на ближний конец. Напряжение непосредственного влияния на ближний конец

$$U_{20}^{н}=-\frac{U_{10}\,\mathrm{i}\,\omega\,m_{12}\,(1-\mathrm{e}^{-2\gamma l})}{4\,Z_в\,\gamma}.$$

При $\mathrm{e}^{-2\gamma l}<1$ $U_{20}^{н}=-U_{10}(\mathrm{i}\,\omega m_{12}/4Z_в\gamma)$. Напряжение влияния через третьи цепи

$$U_{20}^{III}=\frac{U_{10}\,\mathrm{i}\,\omega\,m_{12}\,\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}{4\,Z_{в1}\,Z_{в3}\,(\gamma_3^2-\gamma^2)}\left[\frac{\gamma_3}{\gamma}\,(1-\mathrm{e}^{-2\gamma l})-1-\mathrm{e}^{2-\gamma l}+2\mathrm{e}^{-(\gamma_3+\gamma)\,l}\right].$$

При $\mathrm{e}^{-2\gamma l}<1$ и $\mathrm{e}^{-2(\gamma+\gamma_3)}<1$

$$U_{20}^{III}=\frac{U_{10}\,\mathrm{i}\,\omega\,m_{12}\,\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}{4\,Z_{в1}\,\gamma\,(R_{об}+\mathrm{i}\,\omega\,L_{об})}.$$

Напряжение результирующего влияния

$$U_{20}=-U_{10}\,\frac{\mathrm{i}\,\omega\,m_{12}}{4\,Z_{в1}\,\gamma}\left(1-\frac{\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}{R_{об}+\mathrm{i}\,\omega\,L_{об}}\right)=U_{20}^{н}\,r_э.$$

Для уменьшения $r_э$ необходимо, чтобы $R_{об}\to 0$, т. е. чтобы ток в оболочке был возможно больше и создавал в жиле большую противоэлектродвижущую силу. Приведенные выводы справедливы для диапазона низких частот. При высоких частотах в выражениях для N и F появляются электрические связи и активные составляющие магнитных связей. В этом случае напряжение влияния через третьи цепи $U^{\text{III}}{}_2$ может как увеличить, так и уменьшить напряжение непосредственного влияния $U^{\text{н}}{}_2$; поэтому третьи цепи в общем случае уже не экранируют, а, наоборот, увеличивают влияние. На отдельных частотах и в отдельных частных случаях, когда $U^{\text{III}}{}_2$ находится в противофазе с $U^{\text{н}}{}_2$ и не превосходит его по величине, влияние может уменьшаться. К последнему частному случаю как раз относится экранирование, поскольку при $m_{12} \approx m_{13}$ реакция экрана всегда уменьшает влияющее поле.

Аналогичные выражения могут быть получены для коэффициентов экранирования других элементов: рельсов, тросов, оболочек высоковольтных кабелей.

С учетом наличия экранирующего действия ф-ла (15.1) перепишется так:

$$E = \omega m_{12} I_1 l r^*_{\text{э}}, \tag{15.2}$$

где $r^*_{\text{э}} = r_{\text{э.т}} r_{\text{э.р}} r_{\text{э.о.с}} r_{\text{э.о.в}}$ — результирующий коэффициент экранирования; $r_{\text{э.т}}$, $r_{\text{э.р}}$, $r_{\text{э.о.с}}$, $r_{\text{э.о.в}}$ — коэффициенты экранирования соответственно тросов, рельсов, оболочки кабеля связи, оболочки высоковольтного кабеля (находятся по таблицам справочников).

Влияющий ток I_1 при нормальной работе несимметричной ВВЛ равен рабочему фазовому току, при коротком замыкании на землю одной из фаз трехфазной ВВЛ с заземленной нейтралью — току короткого замыкания.

Аналитическое определение величины магнитной связи между цепями ВВЛ и цепями линии связи представляет значительные трудности (см., например, [18]), так как она зависит от удельного сопротивления земли. Поэтому практически рекомендуется пользоваться номограммами $m_{12} = F(\omega, a)$, которые приведены в справочниках [53].

Опасные напряжения вследствие электрического влияния могут возникать только на проводах воздушных линий связи, поскольку жилы кабелей связи полностью экранируются от такого рода влияния землей или металлической оболочкой. Они возникают при нормальном или вынужденном режимах работы эл. ж. д. переменного тока, а также при авариях трехфазных ВВЛ с изолированной нейтралью при замыкании одной из фаз на землю.

Потенциал, индуцируемый на проводе линии связи за счет электрического влияния, с учетом вышеизложенного и гл. 9

$$U_2 = \frac{\omega K_{12}}{\sqrt{G_2^2 + \omega^2 C_2^2}} U_1,$$

где U_1 — напряжение ВВЛ; K_{12} — электрическая связь между ВВЛ и цепью линии связи; $G_2 + i\,\omega C_2$ — полная проводимость провода линии связи по отношению к земле.

При изолированных проводах $G_2 \ll \omega C$, тогда

$$U_2 = \frac{K_{12}}{C_2} U_1. \tag{15.3}$$

Величины K_{12} для цепей различного вида получают путем решения системы формул Максвелла (см. гл. 12). В результате ф-ла (15.3) преобразуется следующим образом:

$$U_э = k U_1 \frac{bc}{a^2 + b^2 + c^2} s_д s_т \frac{l'}{l}, \tag{15.4}$$

где k — коэффициент, зависящий от типа ВВЛ; l' — длина участка сближения; l — длина гальванически неразделенного провода связи; $s_д$ — коэффициент экранирования деревьев; $s_т$ — коэффициент экранирования тросов; a — среднее расстояние между ВВЛ и линией связи; b — средняя высота подвеса проводов ВВЛ; c — средняя высота подвеса проводов линии связи.

Результирующее электромагнитное опасное влияние определяется из выражения

$$U_р = \sqrt{U_м^2 + U_э^2}.$$

15.3. МЕШАЮЩЕЕ ВЛИЯНИЕ ВВЛ НА ЦЕПИ ЛИНИЙ СВЯЗИ

Рабочие напряжения и токи всех видов ВВЛ (как на переменном, так и на постоянном токе) содержат гармоники в диапазоне частот от 0,1 до 150 кГц, причем наибольшие амплитуды имеют гармоники в диапазоне тональных частот. Шум в телефонных каналах тональной частоты определяют при частоте 800 Гц, поэтому при определении мешающего влияния рабочее напряжение (ток) ВВЛ со всеми гармониками пересчитывают на эквивалентное мешающее напряжение (ток) с частотой 800 Гц, величина которого по своему действию на телефонную цепь эквивалентна действию рабочего напряжения (тока) и всех его гармоник. Эквивалентное мешающее напряжение

$$U_э = k_п F_U U_1$$

и соответственно эквивалентный мешающий ток

$$I_э = k_п F_I I_1,$$

где $F_U = \frac{U_{псоф}}{U_1}$, $F_I = \frac{I_{псоф}}{I_1}$ — телефонные формфакторы соответственно напряжения и тока; $k_п$ — поправочный коэффициент, зависящий от типа ВВЛ, ширины сближения и проводимости земли (приведен в справочниках).

При расчете мешающего влияния целесообразно рассматривать отдельно влияние токов прямой и нулевой последовательностей[1] и соответственно фазовых напряжений и остаточных напряжений относительно земли. Необходимо также учитывать, что помехи в двухпроводной цепи возникают как в результате непосредственного влияния ВВЛ на цепь линии связи вследствие асимметричного расположения ее проводов по отношению к проводам ВВЛ, так и в результате влияния через третьи цепи типа «два провода — земля» вследствие наличия асимметрии (продольной и поперечной) цепи линии связи относительно земли. Поскольку составляющие магнитного и электрического полей опреде-

[1] Током прямой последовательности называют ток, замыкающийся в паре проводов ВВЛ, а током нулевой последовательности — замыкающийся в цепи «провод — земля».

ляются отдельно, при расчете помех от ВВЛ в общем случае необходимо учитывать следующие составляющие:

$U_{м.ф1}$, $U_{э.ф1}$ — составляющие соответственно магнитного и электрического влияния, обусловленные фазовым напряжением (током прямой последовательности) и асимметрией проводов линии связи по отношению к проводам ВВЛ;

$U_{м.о1}$, $U_{э.о1}$ — то же, но обусловленные остаточным напряжением ВВЛ по отношению к земле (током нулевой последовательности);

$U_{м.ф2}$, $U_{э.ф2}$ — составляющие соответственно магнитного и электрического влияния, обусловленные фазовым напряжением (током прямой последовательности) и асимметрией проводов линии связи относительно земли;

$U_{м.о2}$, $U_{э.о2}$ — то же, только обусловленные остаточным напряжением ВВЛ по отношению к земле (током нулевой последовательности).

Результирующее напряжение помех в телефонной цепи определяется по формуле

$$U_{м}=\sqrt{U^2_{м.ф1}+U^2_{э.ф1}+U^2_{м.о1}+U^2_{э.о1}+U^2_{м.ф2}+U^2_{э.ф2}+U^2_{м.о2}+U^2_{э.о2}}\,. \tag{15.5}$$

При этом напряжения отдельных составляющих в зависимости от типа цепей определяют по формулам, аналогичным выражениям (15.2) и (15.4) (см., например, [53]).

В зависимости от типа влияющей цепи и цепи, подверженной влиянию, и характера их сближения удельный вес отдельных составляющих выражения (15.5) неодинаков. Так, при влиянии трехфазной ВВЛ с заземленной нейтралью в нормальном режиме работы на воздушную линию связи достаточно учитывать от трех до одной составляющих:

$$U_{ш}=\sqrt{U^2_{м.о2}+U^2_{м.ф2}+U^2_{э.ф2}} \quad \text{при } a<50 \text{ м},$$

$$U_{ш}=\sqrt{U^2_{м.о2}+U^2_{м.ф2}} \quad \text{при } 50<a<200 \text{ м}.$$

$$U_{ш}=U_{м.о2} \quad \text{при } a>200 \text{ м},$$

т. е. при больших расстояниях между взаимовлияющими цепями определяющим является магнитное влияние тока нулевой последовательности через третью цепь.

Поскольку кабели связи с металлической оболочкой практически не испытывают электрического влияния, то в выражении (15.5) отсутствуют все составляющие $U_{э}$. Кроме того, вследствие скрутки жил очень мала асимметрия жил в двухпроводной цепи по отношению к проводам ВВЛ, следовательно, в выражении (15.5) отсутствуют составляющие $U_{м.о1}$ и $U_{м.ф1}$. Таким образом, для кабелей с металлической оболочкой результирующее напряжение шума определяется только влиянием через третьи несимметричные цепи и подсчитывается по формуле

$$U_{ш.к}=\sqrt{U^2_{м.ф2}+U^2_{м.о2}}\,.$$

ГЛАВА ШЕСТНАДЦАТАЯ

ВЗАИМНЫЕ ВЛИЯНИЯ ЦЕПЕЙ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

16.1. УРАВНЕНИЯ ВЗАИМНОГО ВЛИЯНИЯ

Выше при изложении вопросов влияния предполагалось, что возбуждаемые источниками влияния электромагнитные поля изменяются по гармоническому закону. Между тем при влиянии атмосферного электричества, радиостанций, работающих в импульсном режиме, а также при передаче по цепям связи информации в дискретной форме влияющее электромагнитное поле представляет собой последовательность импульсов. Естественно, что изменение формы влияющего поля не может не отражаться на процессах наведения мешающих напряжений в цепях, подверженных влиянию. Ниже рассматриваются процессы взаимного влияния между цепями в случае влияющего воздействия произвольной формы. Полученные решения относятся не только к влиянию между цепями линий связи, но и к влиянию грозовых разрядов на цепи линий связи, поскольку последнее сводится к влиянию между цепями вида «оболочка — земля» и «жила — земля» [17].

В общем случае напряжение и ток в цепи являются функциями двух независимых переменных: координаты x и времени t

$$\left.\begin{aligned} i &= \varphi_1(x, t), \\ u &= \varphi_2(x, t). \end{aligned}\right\}$$

Поэтому обобщенные телеграфные уравнения записываются следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} R i_2 + L\frac{\partial i_2}{\partial t} - M_{12}\frac{\partial i_1}{\partial t} &= -\frac{\partial u_2}{\partial x}, \\ G u_2 + C\frac{\partial u_2}{\partial t} + C_{12}\frac{\partial u_1}{\partial t} &= -\frac{\partial i_2}{\partial x}. \end{aligned}\right\} \qquad (16.1)$$

Систему ур-ний (16.1) решим методом преобразования Лапласа, для чего введем изображения искомых величин:

$$\left.\begin{aligned} u(x, t) &\risingdotseq U(x, p) = U, \\ i(x, t) &\risingdotseq I(x, p) = I. \end{aligned}\right\}$$

С учетом того, что начальные значения напряжения и тока в точке x можно считать равными нулю, система ур-ний (16.1) заменится системой операторных уравнений:

$$\left.\begin{aligned} (R + pL) I_2 - pM_{12} I_1 &= -(dU_2/dx). \\ (G + pC) U_2 + pC_{12} U_1 &= -(dI_2/dx). \end{aligned}\right\} \qquad (16.2)$$

Поскольку p не зависит от x и в ур-ниях (16.2) отсутствуют производные по p, то при переходе от ур-ний (16.1) к ур-ниям (16.2) частные производные по x заменяются обыкновенными. Если ввести обозначения $R+pL=Z(p)$ и $G+pC=Y(p)$, то ур-ния (16.2) перепишутся так:

$$\left.\begin{aligned} Z(p) I_2 - pM_{12} I_1 &= -(dU_2/dx), \\ Y(p) U_2 + pC_{12} U_1 &= -(dI_2/dx). \end{aligned}\right\} \qquad (16.3)$$

Система ур-ний (16.3) идентична уравнениям, рассмотренным в гл. 10, и следовательно, идентичны их решения. В рассматриваемом общем случае как при установившемся, так и при неустановившемся режимах в решения, полученные в гл. 10, следует вместо $i\omega$ подставить p, а вместо волнового сопротивления $Z_в = \sqrt{(R+i\omega L)/(G+i\omega C)}$ и коэффициента распространения $\gamma = \sqrt{(R+i\omega L)(G+i\omega C)}$ — операторное волновое сопротивление $Z_0 = \sqrt{(R+pL)/(G+pC)}$ и операторный коэффициент распространения $\gamma_0 = \sqrt{(R+pL)(G+pC)}$. При этом непосредственное влияние на ближний конец

$$U_{20}(p) = pU_{10}(p)/2\int_0 N_{12}(x)\,e^{-2\gamma_0 x}\,dx, \qquad (16.4)$$

где $N_{12}(x) = [C_{12}(x)/4]Z_0 + [M_{12}(x)/Z_0]$ — электромагнитная связь при влиянии на ближний конец в точке x; непосредственное влияние на дальний конец

$$U_{2l}(p) = (pU_{10}(p)/2)\,e^{-\gamma_0 l}\int_0^l F_{12}(x)\,dx, \qquad (16.5)$$

где $F_{12}(x) = [C_{12}(x)/4]Z_0 - [M_{12}(x)/Z_0]$ — электромагнитная связь при влиянии на дальний конец в точке x.

Влияние на дальний конец в результате повторного перехода энергии по закону ближнего конца через третьи цепи

$$U^{I}_{2l}(p) = \frac{p^2 U_{10}(p)\,e^{-\gamma_0 l}}{4}\int_0^l N_{32}(u)\,e^{(\gamma_0+\gamma_{03})u}\,du\int_0^l N_{13}(x)\,e^{-(\gamma_0+\gamma_{03})x}\,dx, \qquad (16.6)$$

где N_{12} и N_{32} — электромагнитные связи при влиянии на ближний конец между основными цепями и третьей цепью; γ_{03} — операторный коэффициент распространения третьей цепи.

Влияние на дальний конец в результате повторного перехода энергии по закону дальнего конца через третьи цепи

$$U^{II}_{2l}(p) = \frac{p_2 U_{10}(p)\,e^{-\gamma_0 l}}{4}\int_0^l F_{32}(u)\,e^{(\gamma_0-\gamma_{03})u}\,du\int_0^l F_{13}(x)\,e^{-(\gamma_0+\gamma_{03})x}\,dx, \qquad (16.7)$$

где F_{13} и F_{32} — электромагнитные связи при влиянии на дальний конец между основными цепями и третьей цепью.

Вышеприведенные решения относились к случаю согласованных нагрузок взаимовлияющих цепей. При несогласованных нагрузках в конце влияющей Z_{1l} и начале подверженной влиянию Z_{20} цепей возникают еще две составляющие влияния на дальний конец:

$$U^{III}_{2l}(p) = \frac{pU_{10}(p)}{2}\,q_{1l}\,e^{-\gamma_0 l}\int_0^l N_{1'2'}(x)\,e^{-2\gamma_0 x}\,dx, \qquad (16.8)$$

$$U^{IV}_{2l}(p) = \frac{pU_{10}(p)}{2}\,q_{20}\,e^{-\gamma_0 l}\int_0^l N_{12}(x)\,e^{-2\gamma_0 x}\,dx, \qquad (16.9)$$

где $q_{1l} = (Z_0 - Z_{1l})/(Z_0 + Z_{1l})$ — коэффициент отражения в конце влияющей цепи; $q_{20} = (Z_0 - Z_{20})/(Z_0 + Z_{20})$ — коэффициент отражения в начале цепи, подверженной влиянию; $N_{12}(x)$ — электромагнитная связь при влиянии на ближний конец слева; $N_{1'2'}(x)$ — то же, справа.

16.2. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ВЛИЯНИЯ

Для перехода от полученных изображений решений (16.4) и (16.5) к их оригиналам сначала сделаем ряд упрощающих предположений. Будем считать, что линия не вносит искажений при передаче сигналов, т. е. $\gamma_0 = \alpha_0 + i\,\beta_0 = a + pv$, где $a = \mathrm{const}$ — коэффициент затухания при высшей передаваемой частоте; $v = \mathrm{const}$ — скорость распространения энергии по линии. Предположим также, что волновое сопротивление цепи Z_0 и нагрузочные сопротивления не зависят от частоты, следовательно, не зависят от частоты коэффициент отражения q и параметры влияния N и F. Это позволит получить более наглядные результаты.

Найдем оригиналы для случая, когда влияющее напряжение имеет вид единичного скачка, поскольку, зная реакцию системы на воздействие типа единичный скачок, можно при помощи интеграла Дюамеля определить реакцию на воздействие произвольной формы. Для определения оригинала, соответствующего изображению (16.4), введем множитель, не зависящий от x, под знак интеграла:

$$U_{10}(p) = \frac{1}{2}\int_0^l N_{12}(x)\,e^{-2ax}\,p\,U_{10}(p)\,e^{-2\frac{x}{v}p}\,dx. \tag{16.10}$$

Согласно теореме запаздывания оригинал выражения (16.10) есть

$$U_{20}(t) = \frac{1}{2}\int_0^l N_{12}(x)\,e^{-2ax}\,\frac{d\,U_{10}\,[t-(2x/v)]}{dt}\,dx.$$

Поскольку решение рассматривается применительно к кратковременным воздействиям импульсного типа, то $[dU_{10}(t-2x/v)/dt] \neq 0$ только при $t = 2x/v$. Следовательно,

$$U_{20}(t) = \frac{1}{2}N_{12}\left(\frac{vt}{2}\right)e^{-avt}\,\frac{d\,U_{10}\left(t-\frac{2x}{v}\right)}{dt}. \tag{16.11}$$

При этом последний сомножитель в ф-ле (16.11) указывает, что сигнал в подверженной влиянию цепи запаздывает на время $t_0 = 2x/v$ и его форма является производной от сигнала, действующего во влияющей цепи. Если к влияющей цепи приложено воздействие типа единичный скачок $U_{10}(t) = \sigma_0(t)$ (рис. 16.1a), то напряжение на ближнем конце подверженной влиянию цепи в соответствии с ф-лой (16.11) будет

$$U_{20}(t) = \frac{1}{2}N_{12}\left(\frac{vt}{2}\right)e^{-a\,vt}\,\sigma_1\left(t-\frac{2x}{v}\right),$$

т. е. это будет единичный импульс, запаздывающий на время $t=2x/v$, амплитуда которого пропорциональна величине связи N_{12} в точке $x=vt/2$ и который ослаблен в e^{avt} раз по сравнению с зондирующим импульсом $\sigma_0 t$ (рис. 16.1б).

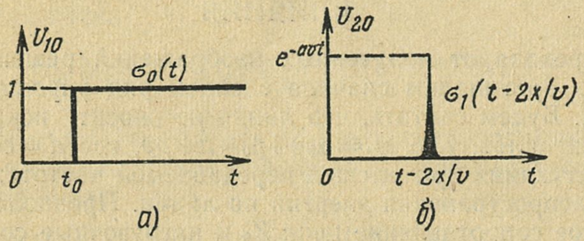


Рис. 16.1. Напряжения при влиянии на ближний конец в импульсном режиме:
а) в начале влияющей цепи; *б*) в начале цепи, подверженной влиянию

Найдем теперь оригинал выражения для напряжений непосредственного влияния на дальний конец, для чего подставим в ф-лу (16.5) выражение для γ_0:

$$U_{2l}(p) = \frac{1}{2} p U_{10}(p) \, e^{-\frac{pl}{v} - al} \int_0^l F_{12}(x) \, dx. \tag{16.12}$$

Согласно теореме запаздывания оригинал выражения (16.12) есть

$$U_{2l}(t) = \frac{1}{2} e^{-al} \int_0^l F_{12}(x) \, dx \frac{d U_{10}\left(t - \frac{t}{v}\right)}{dt}.$$

Таким образом, напряжение непосредственного влияния на дальний конец в импульсном режиме определяется суммой связей на измеряемом участке, имеет форму производной зондирующего импульса, запаздывает по сравнению с ним на $t=l/v$ и ослаблено в e^{al} раз.

16.3. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ КОСВЕННЫХ ВЛИЯНИЙ

Определим оригинал выражения для напряжения косвенного влияния на дальний конец вследствие повторного перехода через третьи цепи по закону ближнего конца, изображение которого представлено ур-нием (16.6). Для этого преобразуем (16.6) следующим образом:

$$U_{2l}^{I}(p) = \frac{p^2 U_{10}(p)}{4} e^{-\gamma_0 l} \int_0^l N_{32}(u) \, du \int_u^l N_{13}(x) \, e^{-(\gamma_0 + \gamma_{03})(x-u)} \, dx. \tag{16.13}$$

Обозначим $x-u=y$, $\gamma_0+\gamma_{03}=a+a_3+(p/v)+(p/v_3)=a+a_3+$ $+(p/v_1)$, тогда выражение (16.13) перепишется так:

$$U_{2l}^I(p)=\frac{p^2U_{10}(p)}{4}e^{-al}e^{-\frac{p}{v}l}\int\limits_0^l N_{32}(u)\,du\times$$

$$\times\int\limits_0^{l-u}N_{13}(u+y)\,e^{-(a+a_3)y}\,e^{-\frac{p}{v_1}y}\,dy. \qquad (16.14)$$

Оригинал выражения (16.14) определим с помощью теоремы свертывания. Для этого предварительно по теореме запаздывания определим оригиналы множителя перед интегралом и подынтегральной функцией:

$$\frac{p^2U_{10}(p)}{4}e^{-al}e^{-l\frac{p}{v}}\doteq\frac{e^{-al}}{4}\frac{d^2U_{10}\left(t-\frac{l}{v}\right)}{dt^2}, \qquad (16.15)$$

$$\int\limits_0^l N_{32}(u)\,du\int\limits_0^l N_{13}(u+y)\,e^{-(a+a_3)y}\,e^{-\frac{p}{v_1}y}\,dy\doteq$$

$$\doteq\int\limits_0^l N_{32}(u)\,N_{13}(u+tv_1)\,e^{-(a+a_3)tv_1}\,du=\varphi(t), \qquad (16.16)$$

так как единичный импульс $\sigma_1[t-(y/v_1)]\neq 0$ только при $t=y/v_1$. Из теоремы свертывания следует, что

$$U_{2l}^I(t)=\frac{e^{-al}}{4}\int\limits_0^t\frac{d^2U_{10}[\tau-(l/v)]}{dt^2}\varphi(t-\tau)\,d\tau. \qquad (16.17)$$

Поскольку рассматриваются зондирующие сигналы импульсного типа, производная $[d^2U_{10}(\tau-l/v)/dt^2]\neq 0$ только при $\tau=l/v$, следовательно, ур-ние (16.17) перепишется так:

$$U_{2l}^I(t)=\frac{e^{-al}}{4}\varphi\left(t-\frac{l}{v}\right)\frac{d^2U_{10}\left(t-\frac{t}{v}\right)}{dt^2}. \qquad (16.18)$$

Подставляя в выражение (16.18) значение $\varphi[t-l/v]$ из ф-лы (16.16), получим

$$U_{2l}^I(t)=\frac{e^{-al}}{4}\int\limits_0^l N_{32}(u)\,N_{13}\left[u+\left(t-\frac{l}{v}\right)v_1\right]\times$$

$$\times e^{-(a+a_3)\left(t-\frac{l}{v}\right)v_1}\frac{d^2U_{10}\left(t-\frac{l}{v}\right)}{dt^2}\,du. \qquad (16.19)$$

В случае одинаковых коэффициентов распространения основной и третьей цепей ($a=a_3$; $v_1=v/2$) выражение (16.19) упрощается:

$$U_{2l}^{I}(t) = \frac{e^{-avt}}{4} \int\limits_0^l N_{32}(u) N_{13}\left(u + \frac{vt-l}{2}\right) du \frac{d^2 U_{10}\left(t - \frac{l}{v}\right)}{dt^2}. \quad (16.20)$$

Из выражения (16.20) следует, что напряжение косвенного влияния $U^{I}_{2l}(t)$ имеет форму второй производной от зондирующего импульса и запаздывает по отношению к нему не менее чем на $t=l/v$. Это напряжение не сосредоточено во времени, а длится от $t_1=l/v$ при $x-u=0$ до $t_2=3l/v$ при $x-u=l$, причем оно меньше зондирующего импульса в e^{avt} раз. В каждый момент времени t оно представляет собой сумму всех сигналов, прошедших одинаковый путь $vt=l+2(x-u)$, что следует из рассмотрения пути переходных токов. Для определения оригинала напряжения косвенного влияния на дальний конец вследствие повторного перехода через третьи цепи по закону дальнего конца, изображение которого представлено ур-нием (16.7), произведем преобразование последнего подобно тому, как это было сделано выше.

В результате получим

$$U_{2l}^{II}(t) = -\frac{e^{-al}}{4} \int\limits_0^l F_{32}(u) F_{13}\left[u - v_2\left(t - \frac{l}{v}\right)\right] \times$$

$$\times e^{-(a_3-a)v_2\left(t-\frac{l}{v}\right)} \frac{d^2 U_{10}\left(t - \frac{l}{v}\right)}{dt^2} du. \quad (16.21)$$

При равенстве коэффициентов распространения основных и третьих цепей ($a=a_3$, $v=v_3$) из ф-лы (16.21) с учетом соотношения (16.15) следует, что

$$U_{2l}^{II} = \frac{e^{-avt}}{4} \int\limits_0^l F_{32}(u)\, du \int\limits_0^u F_{13}(x)\, dx \frac{d^2 U_{10}\left(t - \frac{l}{v}\right)}{dt^2}.$$

Следовательно, в случае $\gamma_0=\gamma_{03}$ повторное влияние через третьи цепи по закону дальнего конца сосредоточено в одном месте, имеет форму второй производной зондирующего импульса, запаздывает по сравнению с ним на время $t=l/v$ и меньшего его в e^{al}. Таким образом, это косвенное влияние совпадает по времени с непосредственным влиянием на дальний конец, но отличается от него формой.

Определим оригинал выражения для косвенного влияния на дальний конец вследствие несогласованности аппаратуры с линией, изображение которого дано ф-лами (16.8) и (16.9):

$$U_{2l}^{III}(p) = \frac{q_{1l}\, e^{-al}}{2} \int\limits_0^l e^{-2ax} N_{1'2'}(x)\, p\, U_{10}(p)\, e^{-\frac{p}{v}(l-2x)} dx.$$

Оригинал этого изображения согласно теореме запаздывания есть

$$U_{2l}^{III}(t) = \frac{q_{1l}\, e^{-al}}{2} \int_0^l e^{-2ax} N_{1'2'}(x) \frac{dU_{10}\left(t - \frac{l+2x}{v}\right)}{dt}\, dx.$$

Поскольку действующее на входе влияющей цепи напряжение имеет импульсный характер, т. е. $U_{10} \neq 0$ только при $t = (l+2x)/v$, то

$$U_{2l}^{III}(t) = \frac{q_{1l}\, e^{-avt}}{2} N_{1'2'}\left(\frac{vt - l}{2}\right) \frac{dU_{10}(t)}{dt}.$$

Следовательно, напряжение влияния на дальний конец запаздывает относительно зондирующего импульса на $t = (l+2x)/v$ и пропорционально величине коэффициента отражения, а также электромагнитной связи в точке $x = (vt - l)/2$. Поскольку координата x изменяется от 0 до l, то реакция длится от l/v до $3l/v$. По форме это напряжение влияния соответствует первой производной напряжения зондирующего импульса. Аналогичный оригинал получается для изображения (16.9)

$$U_{2l}^{IV}(t) = \frac{q_{20}\, e^{-avt}}{2} N_{12}\left(\frac{vt - l}{2}\right) \frac{dU_{10}(t)}{dt}.$$

16.4. ВЗАИМНЫЕ ВЛИЯНИЯ МЕЖДУ РЕАЛЬНЫМИ ЦЕПЯМИ

В реальных линиях $a \neq \mathrm{const}$ и $v \neq \mathrm{const}$, поэтому рассмотренные выше процессы взаимных влияний сильно усложняются. Известно, что коэффициент распространения любой однородной линии, обладающей монотонно возрастающей временной функцией и затуханием, равным нулю при нулевой частоте, выражается формулой

$$\gamma(\omega) = Q\omega^{\varphi} + \mathrm{i}\, \mathrm{tg}\, \frac{\pi\varphi}{2} Q\omega^{\varphi} + \mathrm{i}\tau\omega.$$

Следовательно, частотные характеристики коэффициентов затухания и фазы имеют вид

$$\alpha(\omega) = Q\,\omega^{\varphi},$$

$$\beta(\omega) = \mathrm{tg}\, \frac{\pi\varphi}{2} Q\omega^{\varphi} + \tau\omega,$$

где Q и φ — коэффициенты, зависящие от типа линии. Для цепей высокочастотных кабелей связи

$$\left.\begin{aligned} \alpha(\omega) &\approx Q\sqrt{\omega}, \\ \beta(\omega) &\approx Q\sqrt{\omega} + \tau\omega, \end{aligned}\right\}$$

т. е.

$$\gamma(\omega) = a\sqrt{\omega} + \mathrm{i}\, a\sqrt{\omega} + \mathrm{i}\, b\omega,$$

где $a = k_1/\sqrt{2\pi}$, $b = k_2/\sqrt{2\pi}$, $k_1 = 0{,}47 \cdot 10^{-3}$, $k_2 = 0{,}26 \cdot 10^{-6}$.

Обозначив $i\omega = p$, получим выражение для коэффициента распространения цепи в операторной форме

$$\gamma(p) = a\sqrt{2p} + bp. \tag{16.22}$$

Определим влияние на ближний конец, для чего найдем оригинал, соответствующий изображению (16.4) при условии (16.22)

$$U_{20}(p) = \int_0^l \frac{pU_{10}(p)}{2} N_{12}(x) e^{-2a\sqrt{2p}x} e^{-2bpx} dx. \tag{16.23}$$

Для нахождения оригинала выражения (16.23) введем следующие обозначения $pU_{10}(p) = \psi_2(p)$ и $e^{-2ax\sqrt{2p}} e^{-2bxp} = \psi_1(p) = \varphi_1(p) e^{-2bxp}$. Тогда согласно теореме смещения $\psi_1(p) \doteq \varphi_1(t-\tau)$, где $\tau = 2bx$. По таблицам преобразования Лапласа находим

$$\varphi_1(p) \doteq \frac{ax\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\frac{2a^2x^2}{t}}}{t^{3/2}}; \quad \psi_2(p) \doteq \frac{dU_{10}(\theta)}{d\theta}.$$

Следовательно,

$$\psi_1(p) \doteq \frac{ax\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\frac{2a^2x^2}{t-2bx}}}{(t-2ax)^{3/2}}.$$

Оригинал выражения (16.23) находим по теореме свертывания:

$$U_{20}(t) = \int_0^l N_{12}(x) \frac{ax\sqrt{2}}{2\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{e^{-\frac{2a^2x^2}{\theta-2bx}}}{(\theta-2bx)^{3/2}} \frac{dU_{10}(t-\theta)}{dt} dx.$$

Поскольку U_{10} является ЭДС импульсного типа, определенной только при $\theta = t$, то

$$U_{20}(t) = \int_0^l N_{12}(x) \frac{ax}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-\frac{2a^2x^2}{t-2bx}}}{(t-2bx)^{3/2}} \frac{dU_{10}(t)}{dx} dx. \tag{16.24}$$

При этом последний сомножитель указывает на форму импульса. Выражение (16.24) для влияния на ближний конец в линии с искажениями отличается от ф-лы (16.11), характеризующей влияние в линиях без искажений. При наличии искажений влияние на ближний конец в импульсном режиме в каждый момент времени t уже перестает быть пропорциональным величине связи, находящейся на расстоянии $x = vt/2$ от места измерения. Это объясняется различными скоростями распространения колебаний частот по линии.

Аналогично могут быть получены выражения для влияния на дальний конец. В случае непосредственного влияния найдем оригинал изображения (16.5) при условии (16.22)

$$U_{2l}(p) = \frac{pU_{10}(p)}{2} e^{-a\sqrt{2p}} e^{-bpl} \int_0^l F_{12}(x)\,dx.$$

Так же, как в случае влияния на ближний конец, получим

$$U_{2l} = \frac{al\sqrt{2}}{4\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\frac{a^2l^2}{4(t-bl)}}}{(t-bl)^{3/2}} \frac{dU_{10}(t)}{dt} \int_0^l F_{12}(x)\,dx.$$

Следовательно, в линии с искажениями импульс непосредственного влияния на дальний конец начинается в момент времени $t=bl$, достигает максимума при $t=bl+a^2l^2/6$, а затем уменьшается до нуля. Таким образом, в реальных линиях вследствие наличия амплитудных и фазовых искажений импульсы взаимных влияний сильней затухают и имеют более сглаженный характер, чем в линиях без искажений.

16.5. ЗАЩИЩЕННОСТЬ НА ДАЛЬНЕМ КОНЦЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРАХ ЗОНДИРУЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ

Непосредственное влияние на дальний конец в идеальных линиях определяется выражением

$$U_{2l}(p) = \frac{pU_{10}(p)}{2} e^{-p\frac{l}{v}} e^{-al} \int_0^l F_{12}(x)\,dx. \qquad (16.25)$$

Оригинал выражения (16.25) имеет вид

$$U_{2l}(t) = \frac{e^{-al}}{2} \frac{dU_{10}\left(t-\frac{l}{v}\right)}{dt} \int_0^l F_{12}(x)\,dx.$$

Выражения для амплитуд импульсов непосредственного влияния на дальний конец при зондирующих импульсах разной формы приведены в табл. 16.1. Как видно из табл. 16.1, амплитуда импульса влияния на дальний конец тем больше, чем короче фронт зондирующего импульса (чем меньше T или чем больше a_0). Это связано с тем, что в процессе перехода энергии с влияющей цепи на цепь, подверженную влиянию, происходит дифференцирование зондирующих импульсов. Дифференцирующим элементом является цепочка RC, в которой роль емкости C играет емкостная составляющая электрической связи c_{12} (рис. 16.2), а роль сопротивления R — последовательное соединение активной составляющей электрической связи и волнового сопротивления $Z_в+1/g_{12}$.

Если по аналогии с влиянием в установившемся режиме защищенность цепи в импульсном режиме понимать как логарифм от-

Таблица 16.1

ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ ВЛИЯНИЯ НА ДАЛЬНИЙ КОНЕЦ

Форма зондирующего импульса $U_{10}(t)$	$A \sin \frac{\pi t}{T} [\sigma_0(t) - \sigma_0(t-T)]$	$A\left[1-\Phi\left(\frac{a_0}{\sqrt{2t}}\right)\right]$	$A\,\mathrm{e}^{-a_0 t}$	$A\,\mathrm{e}^{-a_0 t^2}$
Амплитуда импульса влияния на дальний конец $\lvert U_{2l}(t) \rvert_{\text{макс}}$	$\frac{\mathrm{e}^{-al}}{2} A \frac{\pi}{T} \times \int_0^l F_{12}(x)\,dx$	$\frac{\mathrm{e}^{-al}}{2} \times \frac{A a_0 \mathrm{e}^{-\frac{a_0^2}{4(t-l/v)}}}{2\sqrt{\pi}(t-l/v)^{3/2}} \times \int_0^l F_{12}(x)\,dx$	$\frac{A a_0}{2} \mathrm{e}^{-al} \times \int_0^l F_{12}(x)\,dx$	$A\,\mathrm{e}^{-al} \cdot \mathrm{e}^{-a_0 \frac{1}{a_0}} \int_0^l F_{12}(x)\,dx$
Момент времени t, при котором импульс имеет максимальное значение	—	$\frac{l}{v} + \frac{a_0^2}{6}$	—	$\frac{l}{v} + \frac{1}{a_0}$
Значение коэффициента Γ	$2Tf$	$\frac{\pi^{3/2} a_0^2 f}{0{,}66}$	$\frac{2\pi f}{a_0}$	$\pi f \mathrm{e}^{1/a_0}$

ношения амплитуд импульсов в конце влияющей цепи и в конце цепи, подверженной влиянию, то

$$A_{з\,l\,и} = 20\lg\frac{A}{|U_{2l}(t)|_{макс}} - al. \qquad (16.26)$$

Защищенность цепи на дальнем конце при частоте f имеет следующее выражение:

$$A_{з\,l\,f} = 20\lg\frac{2}{\left|\omega\int\limits_0^l F_{12}(x)\,dx\right|}. \qquad (16.27)$$

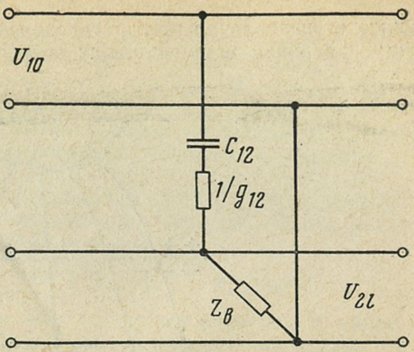


Рис. 16.2. Дифференцирующая цепочка, эквивалентная электрической связи

Следовательно, защищенность в импульсном режиме и защищенность при частоте f связаны следующим соотношением:

$$A_{з\,l\,f} = A_{з\,l\,и} - 20\lg Г. \qquad (16.28)$$

Значения $Г$, полученные в результате подстановки выражений (16.26) и (16.27) в ф-лу (16.28) и с учетом данных второй строки табл. 16.1, приведены в четвертой строке этой таблицы. При передаче по цепям серий импульсов, промежутки между которыми меньше длительности сигналов, индуцируемых отдельными импульсами, в цепи, подверженной влиянию, происходит наложение помех от отдельных импульсов и, как результат, снижение защищенности по сравнению со значениями (16.27).

ГЛАВА СЕМНАДЦАТАЯ

ВЛИЯНИЕ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ И РАДИОСТАНЦИЙ НА ЛИНИИ СВЯЗИ

17.1. ФИЗИЧЕСКАЯ СУЩНОСТЬ ВЛИЯНИЯ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ НА ЛИНИИ СВЯЗИ

В случаях, когда на облаках накапливаются большие электрические заряды и градиент потенциала достигает критической величины $3\cdot10^6$ В/м, возникает пробивающий разряд — молния. Начавшийся около облака разряд направляется к земле или соседнему облаку. При этом продолжительность разряда составляет несколько десятков мкс, а ток в канале молнии достигает 10^4—$2\cdot10^5$ А.

Вследствие индукции или прямого попадания разряда облака на проводниках воздушных линий и металлических оболочках кабелей могут появиться перенапряжения. При индуктивном влиянии отрицательно заряженного облака на провода воздушной линии связи (рис. 17.1) заряды на стороне проводника, обращенной к облаку, положительные, а на противоположной стороне — отрицательные. Из-за несовершенства изоляции отрицательные заряды постепенно стекают в землю. При разряде облака на землю ранее связанный с облаком положительный заряд на проводнике начинает распространяться в обе стороны от места своего возникновения. В результате в проводниках возникают блуждающие токи. Импульсы тока в проводниках имеют произвольную форму, зависящую от первоначального распределения заряда и характера его освобождения. Индуцированная в проводниках энергия является причиной мешающих и опасных влияний.

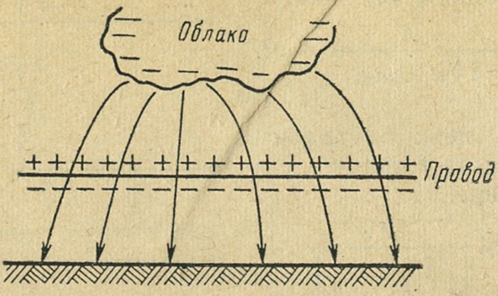


Рис. 17.1. Провод линии связи в электрическом поле облака

При попадании молнии в проводники в пролете между опорами блуждающие волны тока распространяются вправо и влево от места попадания, причем напряжение блуждающей волны

$$U_б = \frac{2Z_{в.п}}{Z_{в.п} + Z_{в.м}} I_м Z_{в.м},$$

где $Z_{вл}$ — волновое сопротивление пучка проводов воздушной линии; $Z_{в.м}$ — то же, канала молнии; $I_м$ — ток молнии. Величина $U_м$ может достигать значений, при которых возникают разрушения линейных сооружений: расщепляются опоры, расплавляются проводники, растрескиваются изоляторы, а также появляются недопустимые импульсные помехи и перерывы (из-за срабатывания устройств защиты).

При ударах молнии в землю вблизи трассы подземного кабеля связи под действием высокой температуры канала разряда происходит мгновенный переход влаги, находящейся в грунте, в парообразное состояние и разложение битумной пропитки джутовой оболочки кабеля, сопровождающееся резким повышением давления образующихся при этом газов.

В результате этого на оболочке кабелей в местах входа токов молнии в землю образуются вмятины, вызывающие механические разрушения изоляции.

17.2. УРАВНЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ПРЯМЫХ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ НА ЦЕПИ КАБЕЛЕЙ СВЯЗИ

При ударах молнии в трассу кабеля блуждающие токи, распространяющиеся по цепи «оболочка — земля», индуцируют напряжения в цепях «жила — земля». Этот процесс влияния описывается обобщенными телеграфными уравнениями (см. гл. 16):

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + R_1 i_i + L_1 \frac{\partial i_1}{\partial t} + M_{12} \frac{\partial i_2}{\partial t} = 0,$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} + R_2 i_2 + L_2 \frac{\partial i_2}{\partial t} + M_{21} \frac{\partial i_1}{\partial t} = 0,$$

$$-\frac{\partial i_1}{\partial x} = G_1 u_1 + C_1 \frac{\partial u_1}{\partial t} + G_{12}(u_1 - u_2) + C_{12} \frac{\partial (u_1 - u_2)}{\partial t} = 0,$$

$$-\frac{\partial i_2}{\partial x} = G_2 u_2 + C_2 \frac{\partial u_2}{\partial t} + G_{21}(u_2 - u_1) + C_{21} \frac{\partial (u_2 - u_1)}{\partial t} = 0,$$

где i_1, u_1, i_2, u_2 — токи и напряжения соответственно в цепях «жила — земля» и «оболочка — земля»; R_1, L_1, C_1, G_1 — первичные параметры цепи — «жила — земля»; R_2, L_2, C_2, G_2 — то же, цепи «оболочка — земля»; $M_{12}=M_{21}$ — магнитная связь между цепями «оболочка — земля» и «жила — земля»; $G_{12}=G_{21}$ — проводимость изоляции между цепями «жила — земля» и «оболочка — земля»; $C_{12}=C_{21}$ — емкостная связь между цепями «жила — земля» и «оболочка — земля».

Поскольку влияющие напряжения и токи имеют импульсный характер, то решение системы уравнений производят операционным методом. Общее решение для операционного изображения тока i_1 имеет вид

$$\overline{i}(x,\ p) = A_1(p)\,e^{-\gamma_1 x} + A_2(p)\,e^{-\gamma_2 x} + A_3(p)^{\gamma_1 x} + A_4(p)\,e^{\gamma_2 x}.$$

В частном случае, когда пробой изоляции жил кабеля не происходит, напряжение между жилой и оболочкой в точке, удаленной от места удара молнии на x, изменяется по следующему закону:

$$U(x,t) = \frac{R_{об}}{2\left(\alpha_1^2-\alpha_2^2\right)}\left[\alpha_1 g(\alpha_1 x,\ t) - \alpha_2 g(\alpha_2 x,\ t)\right]$$

где

$$g(\alpha x,\ t) = \int_0^t i(t-\tau)\frac{1}{\sqrt{\pi\tau}}\,e^{-\frac{\alpha^2 x}{4\tau}}\,d\tau,$$

$$\alpha_1 = \sqrt{\mu_1/2\rho_з},\quad \alpha_2 = \sqrt{C_{12}R_{об}},$$

где $R_{об}$ — сопротивление оболочки кабеля при постоянном токе; $\rho_з$ — удельное сопротивление грунта. Ом·м. В случае пробоя изоляции между жилами и оболочкой

$$U(x,\ t) = R_{об}\sqrt{\frac{\rho_з}{2\mu}}\left[g(\alpha_1 x,\ t) - g(\alpha_2 x,\ t)\right].$$

Аналогичные формулы могут быть получены для напряжений и токов в коаксиальных кабелях (см. [17]).

17.3. УРАВНЕНИЯ ВЛИЯНИЯ РАДИОСТАНЦИЙ НА ЦЕПИ ЛИНИЙ СВЯЗИ

Согласно теории непосредственного влияния (см. § 10.2 и 15.2) уравнения для напряжений, индуцируемых в двухпроводных цепях при влиянии радиостанций, имеет следующий вид:

для ближнего конца

$$U_{р0} = \frac{r}{2}\eta_0\int_0^l E_г(x)\,e^{-\gamma_п x}\,dx,$$

для дальнего конца

$$U_{рl} = \frac{r}{2}\eta_l\int_0^l E_г(x)\,e^{-\gamma_п (l-x)}\,dx,$$

где η_0 и η_l — коэффициенты чувствительности соответственно при влиянии на ближнем и дальнем концах; r — коэффициент экранирования; $E_г(x)$ — горизонтальная составляющая электрического вектора напряженности электромагнитного поля радиостанции в направлении вдоль оси кабеля, в точке, отстоящей от радиостанции на расстоянии x, В/м (рис. 17.2); $\gamma_п$ — коэффициент распространения цепи «пучок жил — земля».

Величина горизонтальной составляющей (мВ/км) определяется из выражения

$$E_{\text{г}}(x) = \frac{31{,}6\sqrt{P_{\text{из}}}}{\sqrt{\lambda\sigma_{\text{з}}}} \frac{x}{x^2+a^2} F(\xi)\, e^{-ik\frac{x^2}{\sqrt{x^2+a^2}}},$$

где $P_{\text{из}}$ — излучаемая мощность, кВт; λ — длина волны, м; $\sigma_{\text{з}}$ — удельная проводимость земли, Сим/м; a — кратчайшее расстояние от радиостанции до трассы

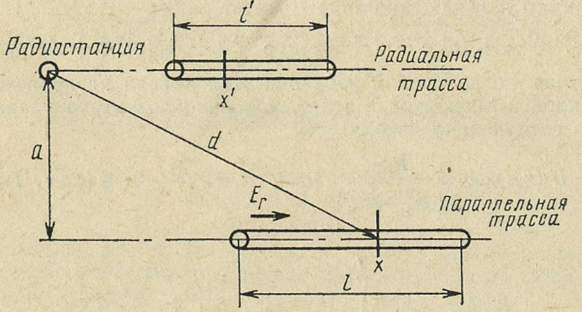


Рис. 17.2. К выводу уравнения влияния радиостанции на цепи линий связи

кабеля, км (рис. 17.2); $F(\xi)\approx(2+0{,}3\xi)/(2+\xi+0{,}6\xi^2)$ — коэффициент ослабления электромагнитного поля за счет потерь в земле; $\xi=\pi d/60\lambda^2\sigma^3$; d — расстояние от радиостанции до точки x, км; k — фазовый коэффициент распространения радиоволн, 1/км.

Величины коэффициентов чувствительности обычно определяют по результатам измерений напряжений от влияния радиостанции в двухпроводной $U_{\text{д}}$ и однопроводной U_0 в цепях $\eta=2U_{\text{д}}/U_0$.

ГЛАВА ВОСЕМНАДЦАТАЯ

ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКОЕ СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ РАЗВИТИЯ

Сравним различные направляющие системы по используемому частотному диапазону, затуханию, защищенности от внешних помех и технико-экономическим показателям.

В табл. 18.1 сведены основные характеристики различных направляющих систем передачи высокочастотной энергии. Из таблицы видно, что волноводы и оптические кабели позволяют организовать связь в наиболее широком диапазоне частот: волноводы — в сантиметровом и, главным образом, в миллиметровом диапазоне (10^{10}—10^{11} Гц), оптические кабели — в диапазоне 10^{14}—10^{15} Гц, занимая чаще всего видимую полосу спектра (5—9) 10^{14} Гц. По магистральным коаксиальным кабелям связь организуется в диапазоне до 10^8 Гц; по антенно-фидерным коаксиальным кабелям — в метровом, дециметровом и реже сантиметровом диапазоне (до 10^9 Гц). По цепям воздушных линий и по симметричным кабелям передача осуществляется в диапазоне не выше 10^5—10^6 Гц. По сверхпроводящим кабелям сигналы передаются в диапазоне до 10^9 Гц.

Таблица 18.1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗЛИЧНЫХ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Направляющая система	Затухание			Внешнее поле	Диапазон частот, Гц	Тип волны	Число телефонных каналов	Система связи	Область применения
	$\alpha_м$	$\alpha_д$	$\alpha_и$						
Воздушная линия	+	+	+	+	до 10^5	ТЕМ	10	В-12	Зоновая связь
Симметричный кабель	+	+	+	+	до 10^6	ТЕМ	100	К-60, К-120	Зоновая связь
Коаксиальный кабель	+	+	—	—	до 10^8	ТЕМ	1 000 10 000	К-1920, К-3600, К-10800	Магистральная связь
Сверхпроводящий кабель	—	+	—	—	до 10^9	ТЕМ	1 000 10 000	—	Магистральная связь
Волновод	+	—	—	—	10^{10}—10^{11}	Е и Н	100 000	—	Магистральная связь
Оптический кабель (волоконный световод)	—	+	+	+	10^{14}—10^{15}	ЕН и НЕ	10^6	—	Местные широкополосные сети

Частотная зависимость затухания различных направляющих систем показана на рис. 18.1. Из рисунка видно, что симметричные цепи (кабельные и воздушные) резко увеличивают свое затухание с ростом частоты. Им свойственны три вида потерь: в металле ($\alpha_м$), в диэлектрике ($\alpha_д$) и на излучение ($\alpha_и$). В коаксиальных кабелях затухание возрастает более плавно. Оно состоит лишь из $\alpha_м + \alpha_д$. Коаксиальные кабели как закрытые системы не имеют потерь на из-

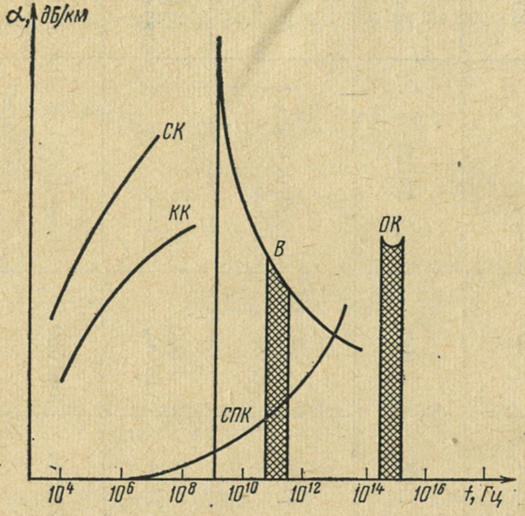


Рис. 18.1. Частотная зависимость затухания симметричного (СК) и коаксиального (КК) кабелей, волновода (В), оптического (ОК) и сверхпроводящего (СПК) кабелей

лучение. В лучших условиях находятся волноводные системы, затухание которых определяется лишь потерями в металле ($\alpha_м$). Потери в диэлектрике и на излучение в них отсутствуют. Частотная зависимость затухания волноводов имеет падающий характер. Волноводы не пропускают диапазон частот до примерно 10^9 Гц, а в области более высоких частот (10^{10}—10^{11} Гц) обладают весьма малым затуханием. В оптических кабелях имеют место потери на поглощение в диэлектрике и на рассеивания, возникающие вследствие геометрической неоднородности реальных систем. Они пропускают сигналы со сравнительно небольшим затуханием в диапазоне частот 10^{14}—10^{15} Гц.

Вне конкуренции по затуханию находится сверхпроводящий кабель. Его затухание ничтожно мало́ и оно меньше затухания обычного кабеля в 10^5 раз в диапазоне до 1 МГц и в 10^3 раз в диапазоне до 1 ГГц. Однако сверхпроводящий кабель имеет очень малое затухание лишь на частотах до 10^9 Гц, а затем затухание резко возрастает. Затухание сверхпроводящего кабеля определяется в основном потерями в диэлектрике и потерями за счет неоднородности линии.

Сопоставляя приведенные системы по наличию внешнего электромагнитного поля и защищенности от взаимных и внешних помех, можно признать, что в наивыгоднейших условиях находятся коаксиальная цепь, волновод и оптический кабель. Эти конструкции являются полностью экранированными закрытыми системами, не имеют излучения и свободны от взаимных и внешних помех. Сверхпроводящий кабель выгодно отличается высокими экранирующими свойствами и малыми собственными тепловыми шумами.

Передача по коаксиальным, симметричным и сверхпроводящим кабелям осуществляется на основной волне (ТЕМ), имеющей поперечное электромагнитное поле. Эти линии двухпроводные и определяющими в них являются токи проводимости в металле ($I_{пр}$). По волноводам передаются волны высшего порядка (Е и Н), обусловленные токами смещения в диэлектрике ($I_{см}$). В этом случае передача осуществляется по однопроводной системе — трубе. Для передачи по световодам (оптическим кабелям) используются гибридные (смешанные) волны HE_{nm} и EH_{nm}.

По допустимой мощности передачи лучшими являются волноводы, затем идет коаксиальный кабель и, наконец, симметричная цепь.

Технико-экономическая эффективность различных направляющих систем характеризуется стоимостью 1 кан.-км. Эти данные приведены на рис. 18.2.

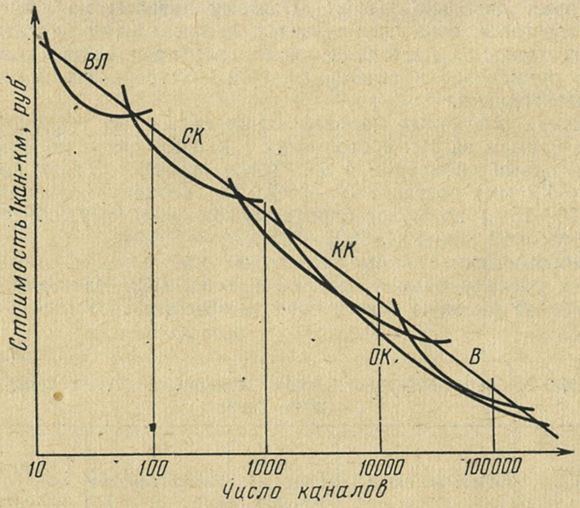


Рис. 18.2. Эффективность различных направляющих систем:
ВЛ — воздушная линия; СК — симметричный кабель; КК — коаксиальный кабель; ОК — оптический кабель; В — волновод

Из рис. 18.2 видна вполне обоснованная закономерность снижения стоимости 1 кан.-км связи с увеличением числа каналов. В этом плане имеется прямая связь между экономичностью системы и ее широкополосностью. Поэтому в порядке возрастания стоимости самой дешевой является связь по оптическому кабелю и волноводу, затем радиорелейная линия и коаксиальный кабель и, наконец, самой дорогой является связь по воздушным линиям.

Сравнивая приведенные системы в целом, можно признать, что по сумме показателей наилучшими системами являются коаксиальная цепь, оптический кабель и волновод. Основным достоинством их является отсутствие внешнего электромагнитного поля и малое затухание в широком диапазоне частот.

Весьма хорошим средством передачи широкополосной информации является металлический волновод с использованием магнитной волны H_{01}. Такой волновод позволяет получить большое число каналов ТЧ и телевизионных каналов.

Световоды могут рассматриваться как перспективное средство передачи широкополосной информации в узконаправленнном луче оптического диапазона (5—9)10^{14} Гц. Особый интерес представляют оптические кабели. Их достоинством является малогабаритность, гибкость и возможность прокладки как обычных кабелей в земле. Кроме того, такие кабели можно изготовлять большими строительными длинами и без применения металлов.

Симметричные цепи (воздушные линии и симметричные кабели) получили широкое применение для устройства дальних и местных связей в ограниченном диапазоне частот. Этим цепям свойственны все недостатки открытых систем — большие потери энергии и плохая защищенность от взаимных и внешних помех.

Сверхпроводящие кабельные линии связи являются весьма перспективным средством передачи различной современной информации на большие расстояния. Однако технико-экономическая эффективность их в настоящее время невелика. Сверхпроводящий кабель относится к группе микрокоаксиальных кабелей и обладает всем комплексом достоинств коаксиальных кабелей. Кроме того, он позволяет организовать многоканальную связь на огромные расстояния без электронных усилительных устройств. Однако для поддержания низких температур через каждые 10—20 км необходимо оборудовать криогенные станции, стоимость которых довольно высока. Поэтому затраты на сооружение сверхпроводящей магистрали пока еще значительно превышают затраты на обычную кабельную магистраль. В настоящее время сверхпроводящие коаксиальные кабели получили применение в антенно-фидерных устройствах и различных установках радиоэлектроники.

Для сравнения различных направляющих систем по технико-экономической эффективности примем за 100% стоимость 1 кан.-км связи по воздушной линии с медными проводами диаметром 4 мм. Тогда стоимость связи по симметричному кабелю ($d=1{,}2$ мм) составит 35—50%; по среднему коаксиальному кабелю (2,6/9,4 мм) — 10—15%; по малогабаритному коаксиальному кабелю (1,2/4,4 мм) — 9%; по радиорелейной линии (Р-600) — 15%.

Технико-экономические данные различных кабельных систем по капитальным затратам и расходу меди приведены в табл. 18.2. Из приведенных данных видно, что наиболее высокую эффективность обеспечивают коаксиальные кабели

Таблица 18.2

ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКОЕ СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ КАБЕЛЬНЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ

Система передачи	Тип кабеля	Система связи	Стоимость 1 км кабеля, руб.	Число каналов	Капитальные затраты на 1 кан.-км, %	Расход меди на 1 кан.-км, %
К-24	МКС-4×4	Двухкабельная	3350	192	100	100
К-60	МКС-4×4	—»—	3350	480	50	40
К-120	МКС-4×4	—»—	3350	960	30	20
К-300	МКТП-4	Однокабельная	1100	600	20	10
К-1920	КМБ-4	—»—	4400	2200+2 ТВ	25	20
К-3600	КМБ-4	—»—	4400	3600+2 ТВ	15	12

(в первую очередь, малогабаритные) и радиорелейные линии. Целесообразность применения направляющей системы того или иного типа во многом зависит от потребного числа каналов ТЧ и телевидения на проектируемой магистрали, а также от принятых систем передачи, соотношения стоимости кабеля и от других факторов. Из табл. 18.3 видно, что коаксиальные кабели по сравнению с

Таблица 18.3

ЧИСЛО КАНАЛОВ ПО РАЗЛИЧНЫМ НАПРАВЛЯЮЩИМ СИСТЕМАМ

Воздушн. линия	Симметр. каб.	Коаксиальн. каб.	Волновод	Оптическ. каб.
До 50	От 50 до 500	От 500 до 30 000	Свыше 30 000	От 1000 и выше

симметричными эффективны, начиная с 500 каналов связи. Область их эффективного использования распространяется до 30—50 тысяч каналов. При потребности большего числа каналов начинают проявляться преимущества волноводов.

Оптические кабели (световоды) целесообразно применять при потребности в тысячу и больше каналов. Эффективность оптических кабелей наглядно видна из табл. 8.4, где приведены сравнительные характеристики оптических и электрических кабелей.

Таблица 18.4

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ

Цифровые системы	Скорость передачи, Мбит/с	Оптический кабель			Электрический кабель	
		число мод	затухание, дБ/км	длина усилительного участка, км	тип	длина усилительного участка, км
ИКМ-30	2	Многомодовая	3—10	6—16	Симметр. НЧ	2
ИКМ-120	8,5	То же	3—10	5—15	То же, ВЧ	3—4
ИКМ-480	34	Маломодовая	4—10	5—12	Коаксиальн. 0,7/2,8	2
ИКМ-1920	140	Маломодовая, одномодовая	4—10	4—10	То же, 1,2/4,4	2
ИКМ-7680	560	Одномодовая	4—10	3—8	То же, 2,6/9,5	1,6—3

Высокая технико-экономическая эффективность оптических кабелей обеспечивается, во-первых, большой экономией цветных металлов, во-вторых, существенно меньшим затуханием и, в-третьих, уменьшением числа усилительных участков. Так, при системе ИКМ-480 длина усилительного участка составляет 5—12 км по оптическому кабелю и 2 км по электрическому кабелю.

На рис. 18.3 показана в относительных единицах стоимость 1 кан.-км связи при различном числе цифровых каналов для оптического и электрического ка-

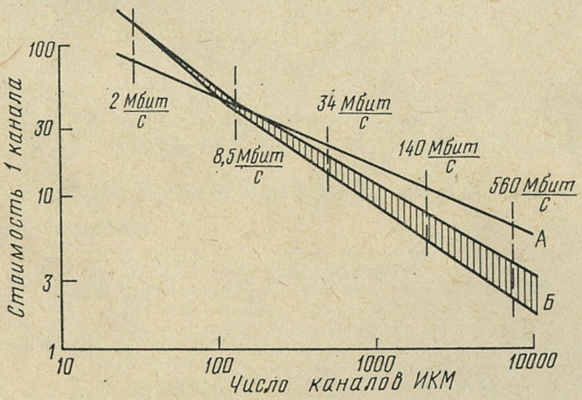


Рис. 18.3. Сравнение стоимости 1 кан.-км связи по электрическому и оптическому кабелям при различном числе каналов:
А — электрический кабель; *Б* — оптический кабель

белей. Из рисунка видно, что, начиная с 8,5 Мбит/с, связь по оптическому кабелю дешевле, чем по электрическому. Это значит, что оптический кабель становится эффективным уже при ИКМ-120 (цифровые системы) и К-1920 (частотные системы). С увеличением диапазона частот достоинства оптических кабелей возрастают.

Учитывая, что основные потребности страны в каналах связи на обозримую перспективу находятся в пределах эффективного применения существующих коаксиальных кабелей (от 500 до 30—50 тыс.), им в комплексе с радиорелейными линиями отводится по ЕАСС основная роль в создании магистральной связи страны. Применяемый в настоящее время коаксиальный кабель КМБ-8/6 позволяет организовать до 18 000 каналов с помощью системы передачи К-3600 и 45 000 каналов с помощью системы К-10800.

На зоновых сетях получат дальнейшее развитие симметричные кабели при работе по системе передачи К-60 и малогабаритные коаксиальные кабели при работе по системе К-300.

В перспективе следует ожидать появления на сетях связи страны волноводов и оптических кабелей. Волноводы в основном будут использоваться на магистральных связях, а оптические кабели получат применение, в первую очередь, для передачи широкополосной информации (телевидение, видеотелефон, передача данных) по местным сетям и для устройства соединительных линий между АТС (ИКМ-120 и другие системы). Сопоставляя современный уровень развития и эффективность волноводной миллиметровой и световодной лазерной техники, следует ожидать, что наиболее перспективными окажутся кабельные световоды из стекловолокна. Оптические кабели, как не требующие меди, получат применение уже в ближайшие годы. Сверхпроводящие кабели появятся в более отдаленное время. Имеется в виду их использование на магистральных линиях без усилительных устройств в том же спектре и на то же число каналов, что и коаксиальные кабели. В технико-экономическом отношении наиболее целесообразно совмещение кабелей связи и энергетических кабелей в общем криогенном трубопроводе.

ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Пример 1. Определить первичные и вторичные параметры коаксиального кабеля типа 1,2/4,4 мм с медными проводниками и балонно-полиэтиленовой изоляцией при частоте 300 кГц.

1. Активное сопротивление

$$R = 4{,}18\sqrt{f}\left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b}\right)\cdot 10^{-2},$$

$$R = 0{,}0418\sqrt{300\,000}\left(\frac{1}{0{,}6} + \frac{1}{2{,}2}\right) = 0{,}0418\cdot 547\cdot 2{,}12 = 48{,}5 \text{ Ом/км}.$$

2. Индуктивность

$$L = 2\ln\frac{D}{d} + \frac{66{,}6}{\sqrt{300\,000}}\left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b}\right),$$

$$L = 2\ln\frac{2{,}2}{0{,}6} + \frac{66{,}6}{\sqrt{300\,000}}\left(\frac{1}{0{,}6} + \frac{1}{2{,}2}\right)\cdot 10^{-4} = (2{,}6 + 0{,}258)\cdot 10^{-3} =$$

$$= 0{,}2858\cdot 10^{-3} \text{ Г/км}.$$

3. Емкость

$$C = \frac{\varepsilon}{18\ln\frac{r_b}{r_a}}\cdot 10^{-6} = \frac{1{,}2}{18\ln\frac{2{,}2}{0{,}6}} = 0{,}0513\cdot 10^{-6} = 51{,}3\cdot 10^{-9} \text{ Ф/км}.$$

4. Проводимость изоляции

$$G = \omega C \operatorname{tg}\delta = 2{,}3{,}14\cdot 300\,000\cdot 51{,}3\cdot 10^{-9}\cdot 0{,}5\cdot 10^{-4} = 4{,}84\cdot 10^{-6} \text{ См/км}.$$

5. Коэффициент затухания

$$\alpha = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}},$$

$$\alpha = \frac{48{,}5}{2}\sqrt{\frac{51{,}3\cdot 10^{-9}}{0{,}2858\cdot 10^{-3}}} + \frac{4{,}84\cdot 10^{-6}}{2}\sqrt{\frac{0{,}2858\cdot 10^{-3}}{51{,}3\cdot 10^{-9}}} =$$

$$= 0{,}324 + 178\cdot 10^{-6} = 0{,}324 \text{ Нп/км} = 2{,}82 \text{ дБ/км}.$$

6. Волновое сопротивление

$$Z_в = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{0{,}2858\cdot 10^{-3}}{51{,}3\cdot 10^{-2}}} = 74{,}7 \text{ Ом}.$$

7. Коэффициент фазы

$$\beta = \omega\sqrt{LC} = 2\cdot 3{,}14\cdot 300\,000 = \sqrt{0{,}2858\cdot 10^{-3}\cdot 51{,}3\cdot 10^{-9}} = 7{,}08 \text{ рад/км}.$$

8. Скорость распространения

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{0{,}2858\cdot 10^{-3}\cdot 51{,}3\cdot 10^{-9}}} = 263\,000 \text{ км/с}.$$

9. Время распространения

$$T=\sqrt{LC}=\sqrt{0,2858\cdot10^{-3}\cdot51,3\cdot10^{-9}}=3,81\cdot10^{-6}\ \text{с/км}.$$

Пример 2. Определить электрические параметры медного цилиндрического волновода диаметром $D=5$ см на частоте, в 4 раза большей критической, при передаче магнитной волны H_{01}.

1. Критическая частота

$$f_0=\frac{k_\text{c}c}{2\pi}=\frac{1,53\cdot3\cdot10^{10}}{2\cdot3,14}=0,73\cdot10^{10}\ \text{Гц},$$

где $k_\text{c}\approx3,83/a=3,83/2,5=1,53$.

2. Критическая длина волны

$$\lambda_0=2\pi/k_\text{c}=2\cdot3,14/1,53=4,1\ \text{см}.$$

3. Коэффициент затухания при $f=4f_0$

$$\alpha=\frac{Z_{\text{м}\,a}}{aZ_\text{д}}=\frac{(f_0/f)^2}{\sqrt{1-(f_0/f)^2}}=\frac{(1/\sqrt{2})\,0,0158\,(0,25)^2}{2,5\cdot376,6\sqrt{1-(0,25)^2}}=$$

$$=0,078\cdot10^{-5}\ \text{Нп/см}=0,678\ \text{дБ/км}.$$

4. Длина усилительного участка при усилительной способности аппаратуры 43,5 дБ

$$l=a/\alpha=43,5/0,678=64\ \text{км}.$$

5. Фазовая скорость

$$v_\text{ф}=c/\sqrt{1-(f_0/f)^2}=3\cdot10^5/\sqrt{1-0,25^2}=3,14\cdot10^5\ \text{км/с}.$$

6. Групповая скорость

$$v_\text{гр}=c\sqrt{1-(f_0/f)^2}=3\cdot10^5\sqrt{1-0,25^2}=2,88\cdot10^5\ \text{км/с}.$$

7. Волновое сопротивление

$$Z_\text{в}=Z_\text{д}/\sqrt{1-(f_0/f)^2}=376,6/\sqrt{1-0,25^2}=393\ \text{Ом}.$$

Пример 3. Определить электрические характеристики оптического кабеля при длине волны $\lambda=1,1$ мкм и применении стекловолокон с параметрами: радиусы сердечника $a=2,6$ мкм, оболочки $b=30$ мкм, коэффициенты преломления сердечника $n_1=1,53$, оболочки $n_2=1,48$, углы потерь сердечника $\operatorname{tg}\delta_1=10^{-10}$, оболочки $\operatorname{tg}\delta_2=10^{-8}$.

1. Соотношение коэффициентов преломления

$$\Delta=\frac{n_1-n_2}{n_1}=\frac{1,53-1,48}{1,53}=0,03.$$

2. Число волн, распространяющихся в световоде,

$$N=\left(\frac{2\pi}{\lambda}an_1\right)^2\Delta=\left(\frac{2\cdot3,14}{1,1}2,6\cdot1,53\right)^2 0,03\approx15.$$

Будут распространяться волны HE_{11}, H_{01}, E_{01}, HE_{21}; EH_{11}, HE_{31}, EH_{21}, HE_{41} и др. Дальнейший расчет выполним для гибридной волны HE_{12}.

3. Критическая частота (частота отсечки)

$$f_0=\frac{p_{nm}c}{2\pi a\sqrt{n_1^2-n_2^2}}=\frac{3,83\cdot3\cdot10^8}{2\cdot3,14\cdot2,6\cdot10^{-6}\sqrt{1,53^2-1,48^2}}=1,9\cdot10^{14}\ \text{Гц},$$

где p_{nm} — корни бесселевых функций ($p_{nm}=3,83$ для волны HE_{12}).

4. Критическая длина волны

$$\lambda_0=\frac{2\pi a\sqrt{n_1^2-n_2^2}}{p_{nm}n_1}=\frac{2\cdot3,14\cdot2,6\cdot10^{-6}\sqrt{1,53^2-1,48^2}}{3,83\cdot1,53}=1,03\ \text{мкм}.$$

5. Потери энергии на поглощение:

при распространении по сердечнику

$$\alpha_{п} = \frac{\pi}{\lambda} \operatorname{tg} \delta_1 n_1 = \frac{3,14}{1,1 \cdot 10^{-6}} \cdot 10^{-10} \cdot 1,53 = 4,35 \cdot 10^{-4} \text{ Нп/м} = 3,75 \text{ дБ/км},$$

при распространении в оболочке

$$\alpha_{п} = \frac{\pi}{\lambda} \operatorname{tg} \delta_2 n_2 = \frac{3,14}{1,1 \cdot 10^{-6}} \cdot 10^{-8} \cdot 1,48 = 4,2 \cdot 10^{-2} \text{ Нп/м} = 365 \text{ дБ/км}.$$

6. Волновое сопротивление:

при критической частоте f_0

$$Z_{в} = Z_0/n_2 = 376,7/1,48 = 256 \text{ Ом},$$

в области более высоких частот

$$Z_{в} = Z_0/n_1 = 376,7/1,53 = 247 \text{ Ом}.$$

7. Скорость распространения энергии:

при критической частоте f_0

$$v_{ф} = c/n_2 = 3 \cdot 10^8/1,48 = 202 \cdot 10^3 \text{ км/с}$$

в области более высоких частот

$$v_{ф} = c/n_1 = 3 \cdot 10^8/1,53 = 196 \cdot 10^3 \text{ км/с}.$$

Пример 4. Определить параметры сверхпроводящего коаксиального кабеля на частоте 1 ГГц при температуре 4,2°К. Исходные данные: внутренний проводник — ниобий, $d=0,275$ мм, внешний проводник — свинец, $D=0,85$ мм, изоляция — фторопласт, $\varepsilon=2$, $\operatorname{tg}\delta=3\cdot10^{-6}$, поверхностные сопротивления R_s проводника из ниобия $4,6\cdot10^{-5}$ Ом, из свинца $7,0\cdot10^{-4}$ Ом при частоте 10^{10} Гц.

1. Активное сопротивление

$$R = \left(\frac{R_{sd}}{\pi d} + \frac{R_{sD}}{\pi D}\right)\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 = \left(\frac{4,6 \cdot 10^{-5}}{3,14 \cdot 0,275 \cdot 10^{-3}} + \frac{7 \cdot 10^{-4}}{3,14 \cdot 0,85 \cdot 10^{-3}}\right)\left(\frac{10^9}{10^{10}}\right)^2 =$$

$$= 31,3 \cdot 10^{-4} \text{ Ом/м} = 3,13 \text{ Ом/км}.$$

2. Индуктивность

$$L = 2 \ln \frac{D}{d} \cdot 10^{-4} = 2 \ln \frac{0,85}{0,275} \cdot 10^{-4} = 2,25 \cdot 10^{-4} \text{ Г/км}.$$

3. Емкость

$$C = \frac{\varepsilon}{18 \ln \frac{D}{d}} \cdot 10^{-6} = \frac{2}{18 \ln \frac{0,85}{0,275}} \cdot 10^{-6} = 98 \cdot 10^{-9} \text{ Ф/км}.$$

4. Проводимость

$$G = \omega C \operatorname{tg} \delta = 2 \cdot 3,14 \cdot 10^9 \cdot 98 \cdot 10^{-9} \cdot 3 \cdot 10^{-6} = 1,84 \cdot 10^{-3} \text{ См/км}.$$

5. Коэффициент затухания

$$\alpha = \alpha_{м} + \alpha_{д} = 0,05 f^2 + 0,5 f = 0,05 \cdot 1^2 + 0,5 \cdot 1 = 0,5, \text{ дБ/км}.$$

6. Волновое сопротивление

$$Z_{в} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{2,25 \cdot 10^{-4}}{98 \cdot 10^{-9}}} = 48 \text{ Ом}.$$

7. Коэффициент фазы

$$\beta = \omega\sqrt{LC} = 2\cdot 3{,}14\cdot 10^9\sqrt{2{,}25\cdot 10^{-4}\cdot 98\cdot 10^{-9}} = 29{,}2\cdot 10^3 \text{ рад/км}.$$

8. Скорость распространения

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{2{,}25\cdot 10^{-4}\cdot 98\cdot 10^{-9}}} = 215\,000 \text{ км/с}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Артур Кларк.** Голос через океан. Перевод с англ. под редакцией Д. Л. Шарле. М., «Связь», 1964. 236 с.
2. **Белорусов Н. И., Гроднев И. И.** Радиочастотные кабели. М., «Энергия», 1976.
3. **Боголюбов Н. Н.** Теория сверхпроводимости. ЖЭТФ, 1958, т. 34.
4. **Бремер Д.** Сверхпроводящие устройства. М., «Мир», 1964.
5. **Гроднев И. И., Фролов П. А.** Коаксиальные кабели связи. М., «Связь», 1970. 312 с.
6. **Губо, Кристин.** Лучевые волноводы для дальней связи. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1965.
7. **Глебович Г. В. и Ковалев Н. П.** Широкополосные линии передачи импульсных сигналов. М., «Сов. радио», 1973.
8. **Гроднев И. И., Сергейчук К. Я.** Экранирование аппаратуры и кабелей связи. М., Связьиздат, 1960.
9. **Гроднев И. И.** Электромагнитное экранирование в широком диапазоне частот. М., «Связь», 1972. 111 с.
10. **Гроднев И. И., Курбатов Н. Д.** Линейные сооружения связи. М., «Связь», 1974. 544 с.
11. **Гроднев И. И., Левинов К. Г., Гальперович Д. Я.** Сверхпроводящие кабельные линии связи. — «Электросвязь», 1974, № 2.
12. **Гроднев И. И.** Направляющие системы передачи электромагнитных сигналов. М., «Связь», 1975. 80 с.
13. **Ефимов И. Е.** Радиочастотные линии передачи. М., «Сов. радио», 1964.
14. **Каценеленбаум Б. З.** Высокочастотная электродинамика. М., «Наука», 1966.
15. **Кулешов В. Н.** Теория кабелей связи. М., Связьиздат, 1950.
16. **Казначеев Ю. И.** Широкополосная дальняя связь по волноводам. М., Изд-во АН СССР, 1959.
17. **Михайлов М. И., Разумов Л. Д.** Защита кабельных линий связи от влияния внешних электромагнитных полей. М., «Связь», 1967.
18. **Михайлов М. И.** Влияние внешних электромагнитных полей на цепи проводной связи и защитные мероприятия. М., Связьиздат, 1959.
19. **Рамо С., Уиннери Д.** Поля и волны в современной радиотехнике. М., Гостехиздат, 1948.
20. **Саусворд Д. К.** Принципы и применение волноводной передачи. М., «Сов. радио», 1956.
21. **Семенов Н. А.** Техническая электродинамика. М., «Связь», 1973. 480 с.
22. **Укстин Э. Ф.** Некоторые особенности спирального экранированного волновода. — «Труды НИИКП», 1960, вып. 5.
23. **Чернышев В. Н., Шереметьев А. Г., Кобзев В. В.** Лазеры в системах связи. М., «Связь», 1966. 320 с.
24. **Шварцман В. О.** Взаимные влияния в кабелях связи. М., «Связь», 1966. 431 с.
25. **Шварцман В. О.** Электрические измерения междугородных, городских и сельских линий связи. М., «Связь», 1972. 271 с.
26. **Волноводы** дальней связи. М., «Связь», 1972.
27. **Подводные** кабельные магистрали связи. М., «Связь», 1971. 292 с.
28. **Сверхпроводность** и ее применение. М., «Энергия», 1964.
29. **Маркузе Д.** Оптические волноводы. М., «Мир», 1974.
30. **Кучикян Л. М.** Световоды. М., «Энергия», 1973.

31. **Взятышев В. Ф.** Диэлектрические волноводы. М., «Сов. радио», 1970.
32. **Вейнберг В., Саттаров Д. К.** Оптика световодов. М., «Машиностроение», 1969.
33. **Унгер Г.** Новые направления развития широкополосных линий по волноводам, стекловолокнам и сверхпроводящим кабелям. Экспресс-информация. — «Радиотехника сверхвысоких частот», 1973.
34. **Коаксиальные** низкотемпературные кабели связи. — «Кабельная техника», 1973, № 8.
35. **Сверхпроводящие** кабели для дальней связи. — «Криогеника», 1974, т. 4, № 9.
36. **Горев А. А.** Влияние линий электропередачи на телеграфные цепи. — «Электричество», 1914, № 11—17.
37. **Wagner K. W.** Induktionswirkungen von Wanderwellen in Nachbarleitungen. — «ETZ», v. 35, 1914.
38. **Carson J., Hoyt R.** Propagation of periodic currants over a system of parallel wires. — «Bell. Syst. Tech. J.», 1927, v. 6.
39. **Акульшин П. К.** О возможности обобщения теории взаимного влияния между цепями воздушных и кабельных линий связи. Доклад на сессии НТОРиЭ им. А. С. Попова, 1957.
40. **Акульшин П. К.** Взаимное влияние на воздушных линиях связи. М., «Связь», 1977.
41. **Клейн В.** Теория взаимного влияния в линиях связи. Издательство иностранной литературы, 1959.
42. **Каден Г.** Электромагнитные экраны. Госэнергоиздат, 1957.
43. **Калюжный В. Ф.** Исследование влияния линии электропередачи постоянного тока на цепи связи и защитные мероприятия. Кандидатская диссертация. МЭИС, 1966.
44. **Разумов Л. Д., Шварцман В. О.** Влияние через третьи цепи. — «Электросвязь», 1967, № 6.
45. **Шварцман В. О.** Электромагнитные связи между скрученными цепями в ВЧ кабелях симметричной конструкции. — «Электросвязь», 1960, № 8.
46. **Шварцман В. О.** Выбор шагов скрутки цепей высокочастотных кабелей связи. — «Электросвязь», 1960, № 11.
47. **Кулешов В. Н., Малышев В. З., Шварцман В. О.** Симметрирование кабелей связи. М., Связьиздат, 1952.
48. **Шварцман В. О.** Нормирование параметров влияния симметричных ВЧ кабелей. — «Сборник научных трудов ЦНИИС», 1960, вып. 1.
49. **Разумов Л. Д.** К вопросу об экранирующем действии металлических покровов кабелей от внешних электромагнитных полей. — «Сборник научных трудов ЦНИИС», 1966, № 1.
50. **Schelcunoff S. A.** Electromagnetic Waves. D. Van Norstrand Company, Inc., 1943.
51. **Разумов Л. Д., Шварцман В. О.** Влияние через третьи цепи. — «Электросвязь», 1974, № 10.
52. **Шварцман В. О.** Защищенность цепей связи от влияния электромагнитных полей. М., «Связь», 1971. 64 с.
53. **Инженерно-технический** справочник по электросвязи. Кабельные и воздушные линии связи. М., «Связь», 1966. 671 с.
54. **Световоды** с дискретной коррекцией для передачи информации. Под редакцией А. Г. Мурадяна. М., «Связь», 1975. 240 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава шестая

Теория передачи по сверхпроводящим кабелям

Глава седьмая

Теория передачи по волноводам

Глава восьмая

Теория передачи по оптическим кабелям (световодам)

Глава девятая

Основные характеристики электромагнитного влияния на цепи связи

Глава десятая

Регулярные влияния между цепями длинных линий

Глава одиннадцатая

Нерегулярные влияния между цепями длинных линий