

Лазеры на гетероструктурах — наиболее важная разновидность инжекционных лазеров, привлекающая все большее внимание специалистов благодаря перспективам их широкого применения в системах оптической связи, в вычислительной технике, голографии и других областях.

Том 2 монографии американских специалистов Х. Кейси и М. Паниша посвящен практической реализации гетеролазеров, их эксплуатационным параметрам, а также используемым полупроводниковым материалам и технологии получения гетероструктур.

Для научных работников, инженеров, аспирантов, студентов соответствующих специальностей.

Редакция литературы по физике

1704050000

К $\frac{20405-051}{041(01)-81}$ 51-81, ч. 1

© 1978, by Bell Telephone Laboratories, Inc.

© Перевод на русский язык, «Мир», 1981.

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В качестве полупроводниковых материалов для изготовления инжекционных гетеролазеров шире всего использовались комбинации соединений $A^{III}B^V$. Для получения лазеров, излучающих в длинноволновой области спектра, использовались также соединения $A^{IV}B^{VI}$. Гетеролазеры с малой плотностью порогового тока и большим сроком службы при комнатной температуре были впервые получены на гетеропереходах $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$. Эти гетеропереходы приводились в качестве поясняющих примеров в гл. 1—4. Тем не менее существуют важные области длин волн, которые нельзя перекрыть изменением x в активной области лазеров с двусторонней гетероструктурой (ДГС) на $Al_xGa_{1-x}As-Al_yGa_{1-y}As$. Так, значительный интерес представляет интервал длин волн между 1,0 и 1,4 мкм, так как оптические волокна имеют минимум потерь [1] и минимум материальной дисперсии [2] в этом интервале длин волн. На рис. 5.1.1 показана зависимость потерь и материальной дисперсии многомодовых волокон от длины волны. На рис. 5.1.1, а показано, что потери в современных волокнах с сердцевинной из кварца, легированного двуокисью германия (GeO_2-SiO_2) и боросиликатной ($B_2O_3-SiO_2$) оболочкой, очень близки к фундаментальному пределу, определяемому рассеянием и поглощением на связи $Si-O$. Потери на рассеяние возникают в результате флуктуаций показателя преломления волокна. Волокна с малыми потерями были получены также с использованием фосфоросиликатной ($P_2O_5-SiO_2$) сердцевины [3]. График материальной дисперсии для волокна с сердцевинной на GeO_2-SiO_2 и оболочкой на $B_2O_3-SiO_2$, приведенный на рис. 5.1.1, б, показывает, что материальная дисперсия этого волокна проходит через нуль при значении длины волны около 1,25 мкм. Коэн и Лин [2] также рассмотрели зависимость длины волны, при которой материальная дисперсия обращается в нуль, от легирования. Предполагается, что волноводная дисперсия отдельной моды, возникающая вследствие частотной зависимости ее постоянной распространения, пренебрежимо мала, а межмодовая дисперсия, возникающая из-за различного времени распространения света в различных модах, может быть сделана очень

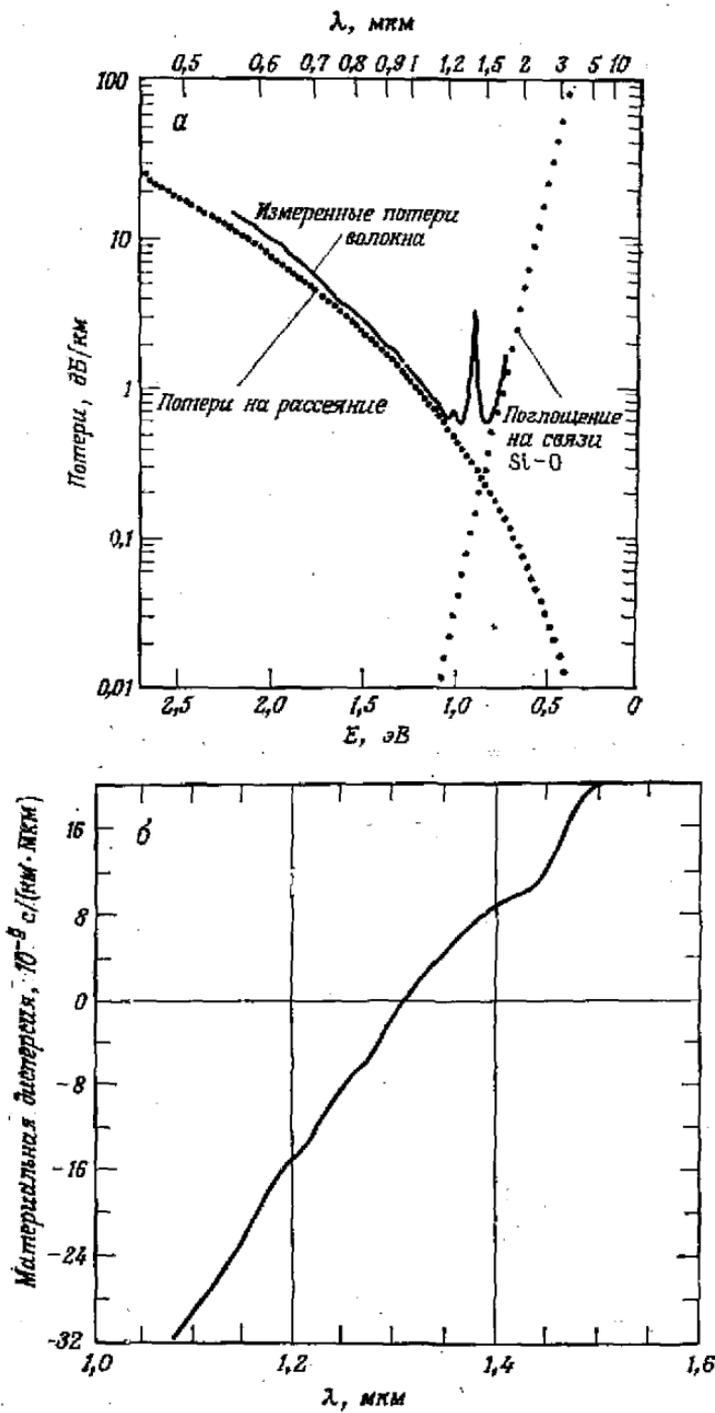


Рис. 5.1.1. Характеристики пропускания существующих оптических волокон с сердцевинной из $\text{GeO}_2 - \text{SiO}_2$ и оболочкой из $\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$. а — потеря в волокне с числовой апертурой $A = 0,23$ и диаметром сердцевинки 60 мкм [1]; б — материальная дисперсия для волокна с $A = 0,26$ и диаметром оболочки 50 мкм [2].

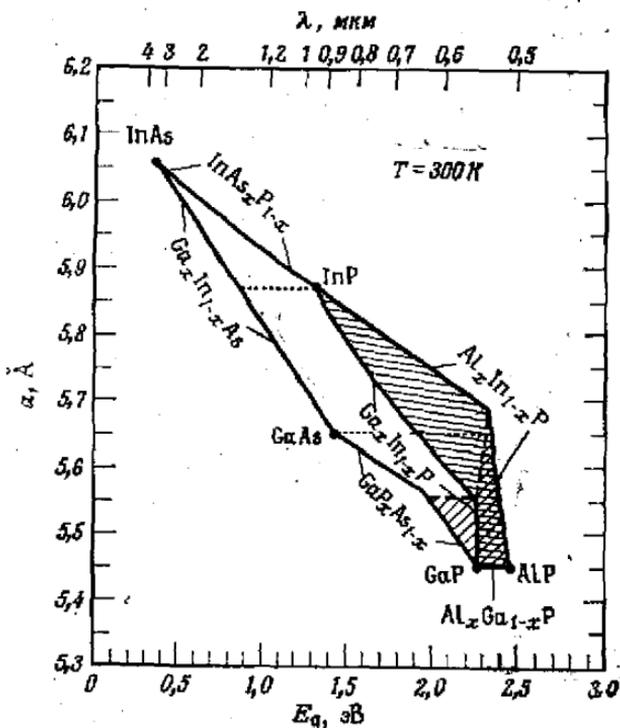


Рис. 5.1.2. Ширина запрещенной зоны и период решетки для $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ и $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}P$. Область, относящаяся к $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}P$, показана горизонтальной штриховкой. Штриховые линии разделяют прямозонные и непрямозонные составы. Области непрямозонных составов показаны косой штриховкой. Пунктирными линиями указаны составы, изопериодические с бинарными соединениями.

малой в многомодовых волокнах с градиентом показателя преломления [2]. Ожидается, что волокно с малыми потерями станет вполне доступным. Вследствие этого на изучении материалов, которые могут излучать свет в диапазоне длин волн 1—1,4 мкм, были сосредоточены значительные усилия. Эти усилия привели к получению непрерывной генерации на длине волны около 1,1 мкм в ДГС-лазерах на $GaAs_{0,88}Sb_{0,12}—Al_{0,4}Ga_{0,6}As_{0,88}Sb_{0,12}$ [4], $InP—Ga_{0,12}In_{0,88}P_{0,77}As_{0,23}$ [5] и $Ga_xIn_{1-x}As—Ga_yIn_{1-y}P$ [6]. В дополнение к этим системам ожидается исследование других комбинаций, бинарных, тройных и четверных соединений $A^{III}B^V$, для согласования с пропусканием различных оптических волокон, получения видимого излучения и удовлетворения разнообразным требованиям, возникающим в приложениях. В системе $A^{IV}B^VI$ лазеры на гетероструктуре были впервые изготовлены на основе гетеропереходов $PbTe—Pb_{1-x}Sn_xTe$.

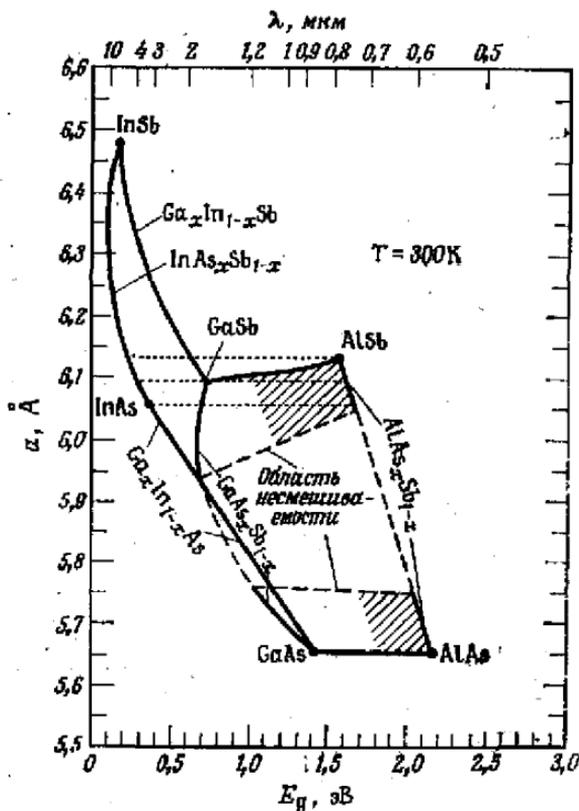


Рис. 5.1.3. Ширина запрещенной зоны и период решетки для $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$. Пунктирными линиями показали края области несмешиваемости, протяженность которой в системе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ неизвестна. Область несмешиваемости, существующая в $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ должна простирается в систему $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, однако она не показана на рисунке, так как ее протяженность неизвестна. Области непрямоугольных составов заштрихованы. Пунктирными линиями указаны составы, изопериодические с бинарными соединениями.

Для гетеролазеров с использованием соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ характеристики прибора, по всей видимости, зависят не только от разрыва энергетических зон E_g и скачка показателя преломления, но также и от структурного совершенства гетерограниц и эпитаксиальных слоев. Особенно важной проблемой является образование дефектов решетки вследствие несоответствия решеток полупроводников, составляющих гетеропереход. Эти дефекты, особенно дислокации, могут уменьшить эффективность излучательной рекомбинации и, как описано в гл. 8, уменьшать срок службы прибора. В системах на основе соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ возможность получения гетероперехода с качеством, достаточно хорошим для изготовления работоспособных гетеролазеров, в

большой степени зависит от достижения близкого соответствия периодов решеток материалов гетероперехода. На самом деле возможность выращивания высококачественных гетероэпитаксиальных слоев зависит от близкого (в разумных пределах) соответствия решеток при температуре роста. Эта глава посвящена обсуждению различных двойных, тройных и четверных систем, которые могут быть использованы для лазеров на гетероструктурах.

Примеры таких твердых растворов соединений $A^{III}B^V$ даны на рис. 5.1.2 и 5.1.3. На них показано изменение ширины запрещенной зоны (длины волны излучения) с изменением постоянной решетки для некоторых систем тройных и четверных твердых растворов, которые обсуждаются в этой главе. Отметим, что энергия фотона E и длина волны λ связаны соотношением

$$E \text{ (эВ)} = 1,2398/\lambda \text{ (мкм)}. \quad (5.1.1)$$

Линии, соединяющие точки, соответствующие бинарным соединениям, дают ширину запрещенной зоны и постоянную решетки тройных соединений. Заштрихованные участки соответствуют непрямозонным материалам. Заметим, что в инжекционных гетеролазерах могут быть использованы как прямозонные, так и непрямозонные материалы. В активной области должен быть использован прямозонный материал, однако в примыкающих широкозонных слоях могут быть использованы и непрямозонные материалы. Особый интерес представляют области, в которых период решетки совпадает с периодом решетки какого-нибудь бинарного соединения. На рис. 5.1.2 и 5.1.3 материалы, изопериодические (т. е. совпадающие по периоду решетки) с бинарными соединениями, обозначены пунктирными линиями.

На рис. 5.1.2 светлая область соответствует твердым растворам $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$, а затененная область — твердым растворам $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}P$. Пунктирные линии указывают твердые растворы, изопериодические с GaAs или InP. Как видно из этого рисунка, твердые растворы, изопериодические с InP, дают излучение с энергией фотона (длиной волны) от 0,85 эВ (1,46 мкм) до 1,2 эВ (1,03 мкм), а твердые растворы, изопериодические с GaAs, дают излучение с энергией фотона от 1,4 эВ (0,89 мкм) до 2,1 эВ (0,59 мкм). Таким же образом, на рис. 5.1.3 показаны системы $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ и $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$. Пунктирные линии указывают твердые растворы изопериодические с AlSb, GaSb и InAs. Система GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$ является изопериодической вдоль границы GaAs—AlAs. Приведенные изопериодические системы позволяют получить лазерное излучение от 0,4 эВ (3,0 мкм) до 1,1 эВ (1,1 мкм). На рис. 5.1.3 также указана область составов, которые могут не существовать в силу несмешиваемости компонентов. Многие разделы этой главы

посвящены подробному описанию этих твердых растворов, а также других систем твердых растворов $A^{III}B^V$ и $A^{IV}B^{VI}$. На рис. 5.1.4 собраны данные по длинам волн излучения уже полученных или в принципе возможных лазерных материалов, обсуждаемых в этой главе.

Свойства бинарных соединений $A^{III}B^V$, имеющие отношение к гетеролазерам, даны в § 2 настоящей главы. В соответствии с рис. 5.1.2 и 5.1.3 объемные кристаллы бинарных соединений используются в качестве подложек для последующего эпитаксиального наращивания гетероэпитаксиальных слоев. Переход от свойств бинарных соединений к свойствам тройных твердых растворов дан в § 3, причем особое внимание уделяется зависимости ширины запрещенной зоны от состава твердых растворов. Различные бинарные и тройные изопериодические системы для гетеролазеров обсуждаются в § 4 настоящей главы. Для пояс-

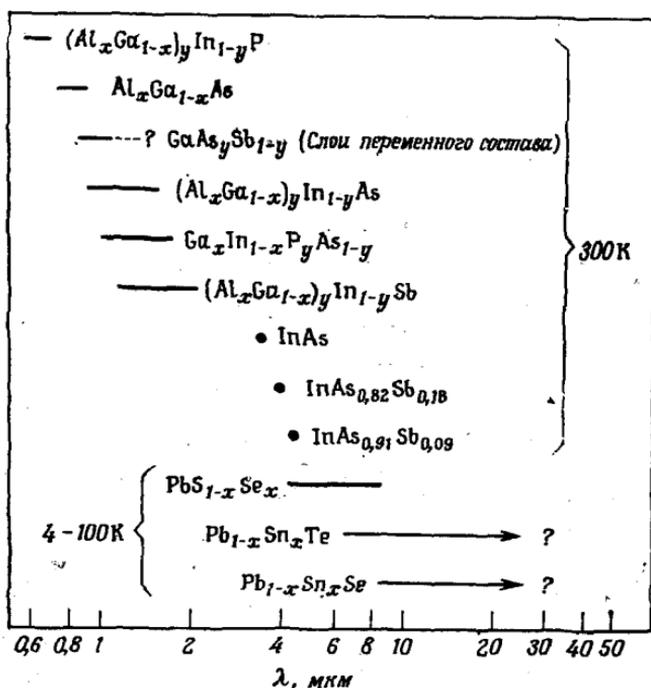


Рис. 5.1.4. Длины волн излучения существующих или в принципе осуществимых гетеролазеров на основе соединений $A^{III}B^V$ и $A^{IV}B^{VI}$. Все приведенные соединения типа $A^{III}B^V$ используются в качестве материала активной области лазеров на основе изопериодических гетероструктур. Исключением являются лишь $GaAs_ySb_{1-y}$ и $Ga_xIn_{1-x}As$, в которых низкопороговые лазеры были получены при использовании слоев переменного состава. В некоторых случаях для материала активной области указаны бинарные и тройные соединения, являющиеся конечными точками диапазона составов тройных и четверных твердых растворов.

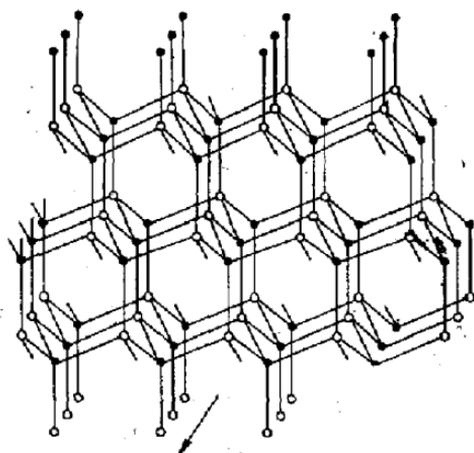
нения эффекта ограничения носителей при $\Delta E_c = 0$ наиболее подробно обсуждается изопериодическая система GaAs—Ga_{0,51}In_{0,49}P. Кроме того, в § 5 обсуждаются изопериодические гетероструктуры для лазеров на основе бинарных и четырехкомпонентных систем A^{III}B^V. Примером успешной реализации таких структур является гетеропереход InP — Ga_{0,12}In_{0,88}P_{0,77}As_{0,23}. Другие гетеролазеры удается получить при выращивании на подложке слоев переменного состава, так чтобы тройной или четверной твердый раствор, используемый в качестве материала активной области, имел тот же период решетки, что и материал прилегающих к ней слоев. Обсуждение процессов генерации дислокаций в эпитаксиальных слоях переменного состава и гетеролазерах, изготовленных на основе таких слоев, приведено в § 6 настоящей главы. Несмотря на то что в каждом параграфе дано достаточное количество примеров, для многих твердых растворов соединений A^{III}B^V хорошо известны не все свойства, необходимые для количественного описания гетеролазеров.

Свойства бинарных соединений A^{IV}B^{VI} и их распространение на тройные кристаллические твердые растворы для гетеролазеров приведены в § 7. Эти материалы находятся на более ранней стадии исследования по сравнению с соединениями A^{III}B^V. Рассчитанные значения ширины запрещенной зоны и экспериментальные данные для Pb_{1-x}Sn_xTe и Pb_{1-x}Sn_xSe показывают, что ширина запрещенной зоны уменьшается при увеличении x от нуля и уменьшении x от единицы, следовательно, она проходит через нуль в области составов тройного твердого раствора. Это замечательное свойство позволяет создать гетеролазеры, излучающие в далекой инфракрасной области. Другая особенность этих соединений заключается в том, что изменение E_g с температурой противоположно изменению, наблюдаемому в соединениях A^{III}B^V. В отличие от гетероструктур на основе соединений A^{III}B^V несовпадение периодов решетки здесь, по всей видимости, не создает проблем ни при эпитаксиальном наращивании, ни в отношении образования центров безызлучательной рекомбинации. Вместо этой проблемы, однако, возникает другая. Вакансии, равновесные при температуре роста, остаются в решетке при охлаждении кристалла и оказывают влияние на проводимость кристалла при температурах, являющихся рабочими для лазеров на основе соединений A^{IV}B^{VI}.

§ 2. БИНАРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ A^{III}B^V

Кристаллическая структура и постоянные решетки

Интересующие нас соединения A^{III}B^V образуются атомами Al, Ga, In (III группа) и P, As и Sb (V группа). Они кристаллизуются в структуре цинковой обманки. Как показано на



$\{100\}$

Рис. 5.2.1. Структура цинковой обманки.

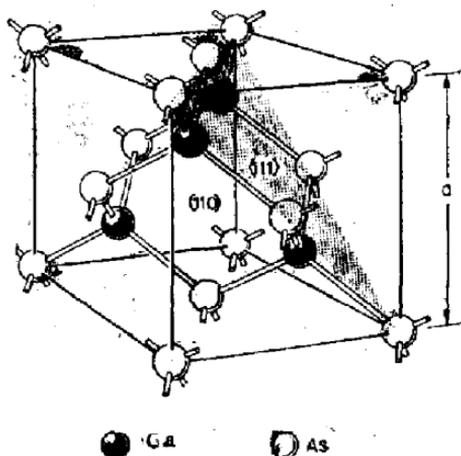


Рис. 5.2.2. Элементарная ячейка GaAs, кристаллизующегося в структуре цинковой обманки. Показан период решетки a . Шесть граней куба — шесть эквивалентных плоскостей $\{100\}$.

рис. 5.2.1, эта структура состоит из двух взаимопроникающих гранецентрированных кубических решеток с тетраэдрической координацией атомов. Элементарная ячейка такой структуры изображена на рис. 5.2.2. Символ $\{ \}$ обозначает семейство плоскостей, а символ $()$ обычно обозначает определенную плоскость. Шесть граней куба на рис. 5.2.2 с постоянной (или периодом) решетки a , ограничивающих элементарную ячейку, — это шесть эквивалентных плоскостей $\{100\}$. Диагональная плоскость, включающая в себя как атомы Ga, так и атомы As, —

Таблица 5.2.1

Постоянные решетки бинарных соединений $A^{III}B^V$

Соединение	Постоянная решетки a , Å	T °C	Литература
AlP	5,451	—	[124]
AlAs	5,6605 *	0	[60]
AlSb	6,1355	18	[125]
GaP	5,45117 ¹⁾	25	[126]
GaAs	5,65325	27	[9]
GaSb	6,09593	—	[127]
InP	5,86875	18	[125]
InAs	6,0584	18	[125]
InSb	6,47937	25	[127]

¹⁾ Это значение соответствует среднему для образцов, выращенных из газовой фазы (5,45114 Å) и из раствора (5,45120 Å).

это одна из четырех плоскостей {110}, которые являются в соединениях $A^{III}B^V$ плоскостями естественного скола. Треугольный разрез, сделанный через атомы As элементарной ячейки, представляет одну из восьми плоскостей {111} кристалла. Совокупность эквивалентных плоскостей {100} и {111} может быть проведена и через атомы Ga, если использовать эквивалентную элементарную ячейку, в которой по углам куба расположены атомы Ga. Для обозначения ориентации часто используются направления в кристалле. Для кристаллов типа цинковой обманки кристаллографические направления перпендикулярны кристаллографическим плоскостям и в общем случае пишутся в угловых скобках $\langle \rangle$. Так, на рис. 5.2.1 стрелка указывает определенное направление $[1\bar{1}0]$, а общее обозначение всей совокупности этих направлений — $\langle 110 \rangle$.

Значения постоянных решетки бинарных соединений $A^{III}B^V$ приведены в табл. 5.2.1. При условии соблюдения стехиометрии в соединениях $A^{III}B^V$ на каждый атом из III группы должен приходиться один атом из V группы. На отклонение от стехиометрии, возникающее в результате образования вакансий или междоузельных атомов, влияют условия выращивания кристалла [7]. Эксперименты по отжигу GaAs [8] указывают на то, что изменения постоянной решетки, связанные с отклонением от стехиометрии, будут меньше, чем $\sim 10^{-3}$ Å, и в данной главе могут не учитываться. Влияние примесей на постоянную решетки еще меньше [9].

Запрещенные зоны

Зонные структуры большинства соединений $A^{III}B^V$ хорошо известны и в общем похожи одна на другую. Зонная структура GaAs показана на рис. 4.2.1. Значения ширины запрещенной

Значения ширины запрещенной зоны бинарных соединений A^{III}B^V

Соединение	Структура зон	Экспериментальные значения ширины запрещенной зоны E_g , эВ				Температурная зависимость ширины запрещенной зоны $E_g(T)$, эВ	Литература
		0 К		300 К			
		Литература	Литература	Литература	Литература		
AlP	Непрямая	2,52	[128]	2,45	[128]	$2,52 - 3,18 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 588)^{1)}$	[140] ²⁾
AlAs	Непрямая	2,239 ³⁾	[129]	2,163	[129]	$2,239 - 6,0 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 408)^{1)}$	[129]
AlSb	Непрямая	1,687	[130]	1,58	[131]	$1,687 - 4,97 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 213)$	[130]
GaP	Непрямая	2,338	[132]	2,261	[132]	$2,338 - 5,771 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 372)$	[141]
GaAs	Прямая	1,519	[133]	1,424	[134]	$1,519 - 5,405 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 204)$	[141]
GaSb	Прямая	0,810	[135]	0,726	[39]	$0,810 - 3,78 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 94)^{1)}$	[142]
InP	Прямая	1,421	[136]	1,351	[136]	$1,421 - 3,63 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 162)^{1)}$	[136]
InAs	Прямая	0,420	[137]	0,360	[138]	$0,420 - 2,50 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 75)^{1)}$	[143]
InSb	Прямая	0,236	[139]	0,172	[39]	$0,236 - 2,99 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 140)^{1)}$	[142]

¹⁾ Параметры α и θ определены из экспериментальных данных Термонда (частное сообщение).

²⁾ Методика, используемая в данной работе для определения E_g , дает значения, меньшие E_g . Поэтому для согласования с данными

работы Лоренца и др. [133] к значениям, полученным в данной работе, была добавлена величина $0,030 + 4 \cdot 10^{-5} T$.

³⁾ Данное в табл. 5.2.2 значение включает в себя энергию связи экситона, равную 0,010 эВ.

оны для интересующих нас соединений $A^{III}B^V$ приведены в табл. 5.2.2. Как отмечалось в § 8 гл. 3, для достижения стимулированного излучения необходим прямозонный материал; однако широкозонные ограничивающие слои могут быть как прямозонными, так и непрямозонными. Температурная зависимость прямой ширины зоны была дана в § 2 гл. 4 выражением (4.2.1). Это выражение в общем виде записывается как [10]

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2 / (T + \theta), \quad (5.2.1)$$

где $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны при 0 К, α — эмпирический параметр, равный $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, θ — эмпирический параметр, близкий к дебаевской температуре. Выражения вида (5.2.1) также приведены в табл. 5.2.2. Знание температурных зависимостей E_g полезно потому, что они приближенно соответствуют изменению энергии фотона лазерного излучения при изменении температуры. Ширина запрещенной зоны как функция температуры встречается также в выражении (4.3.43) для собственной концентрации носителей.

Свойства, относящиеся к гетеропереходам

В литературе имеются многочисленные данные по свойствам бинарных соединений $A^{III}B^V$. Полезное обобщение этих данных дано Нойбергером [11]. В табл. 5.2.3 приведены только свойства, используемые при рассмотрении лазеров на гетероструктурах.

Выражение (4.3.1) показывает, что разрыв в зоне проводимости ΔE_c равен разности значений сродства к электрону узкозонного полупроводника χ_1 и широкозонного полупроводника χ_2 . Таким образом, для того чтобы значение ΔE_c было положительным, χ_1 должно быть больше χ_2 . К сожалению, неясно, насколько хорошо имеющиеся данные соответствуют действительным значениям сродства к электрону, а возможность использования значений χ для определения ΔE_c не была еще показана. Как обсуждалось в гл. 4, измеренные значения ΔE_c приводились только для $Al_xGa_{1-x}As$. Поэтому оценки ΔE_c в других случаях должны быть основаны на данных по значениям сродства к электрону, имеющимся в настоящее время. Значения χ в табл. 5.2.3 были пересмотрены с учетом более новых по сравнению с оригинальными работами значений E_g . Отметим, что величина сродства к электрону бинарных соединений $A^{III}B^V$ увеличивается с атомным весом элемента III группы.

Как было показано в табл. 4.3.3, для определения контактной разности потенциалов гетероперехода необходим расчет положения уровней Ферми. Положение уровня Ферми через эффективную плотность состояний зависит от значения эффективной

Некоторые свойства бинарных соединений АIIIВ

Соединение	Сродство к электрону		Эффективная масса в зоне проводимости		Эффективная масса в валентной зоне		Диэлектрическая проницаемость		Показатель преломления при $E = E_g$		Теплопроводность	
	χ , эВ	Лит-ра	m_n	Лит-ра	m_p	Лит-ра	ϵ	Лит-ра	\bar{n}	Лит-ра	σ , Вт/см·град	Лит-ра
AlP	—	—	—	—	$0,70m_0$	[149]	—	—	3,027	[140]	0,9	[16]
AlAs	—	—	$0,15m_0$	[150]	$0,79m_0$	[149]	$10,1\epsilon_0$	[157]	3,178	[157]	0,91	[24]
AlSb	3,64	[144]	$0,12m_0$	[30]	$0,98m_0$	[149]	$14,4\epsilon_0$	[158]	$> 3,4$	[15]	0,57	[16]
GaP	4,0 ²⁾	[145]	$0,82m_0$	[151] ¹⁾	$0,60m_0$	[152]	$11,1\epsilon_0$	[159]	3,452	[52]	0,77	[16]
GaAs	4,05	[146]	$0,067m_0$	[153]	$0,48m_0$	[153]	$13,1\epsilon_0$	[160]	3,655	[12]	0,44	[16]
GaSb	4,03	[146]	$0,042m_0$	[30]	$0,44m_0$	[39]	$15,7\epsilon_0$	[161]	3,82	[165]	0,33	[16]
InP	4,4	[147]	$0,077m_0$	[154]	$0,64m_0$	[155]	$12,4\epsilon_0$	[162]	3,450	[166]	0,68	[16]
InAs	4,54	[148]	$0,023m_0$	[154]	$0,40m_0$	[137]	$14,6\epsilon_0$	[163]	$\sim 3,52$	[163]	0,27	[16]
InSb	4,59	[146]	$0,0145m_0$	[156]	$0,40m_0$	[156]	$17,7\epsilon_0$	[164]	$\sim 4,0$	[167]	0,17	[16]

¹⁾ В [151] приведены значения $m_i = 0,191m_0$ и $m_i = 1,7m_0$. Для трех эквивалентных минимумов $m_n = 3^{1/3} (m_i m_i^2)^{1/3} = 0,82m_0$.

²⁾ Оценка.

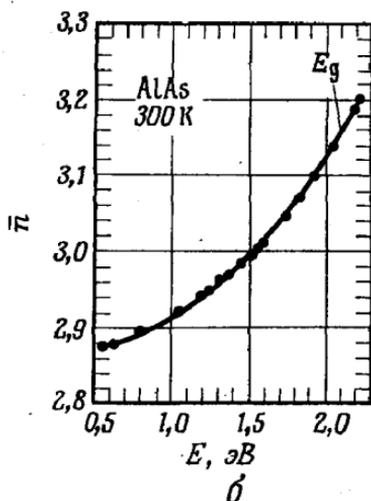
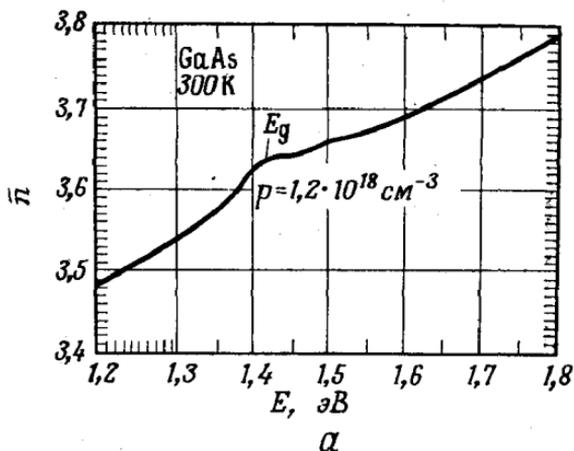


Рис. 5.2.3. Зависимость показателя преломления от энергии фотона. а — GaAs [12]; б — AlAs [13].

массы. Поэтому в следующих двух столбцах табл. 5.2.3 приведены эффективные массы плотности состояний электрона m_n и дырки m_p . Распределение потенциала между сторонами гетероперехода зависит от концентрации полностью ионизованных примесей и от диэлектрической проницаемости. Значения диэлектрической проницаемости соединений $A^{III}B^V$ приведены в следующем столбце табл. 5.2.3.

В § 4 гл. 2 было показано [см. (2.4.44)], что для возникновения волноводных мод показатель преломления \bar{n} активного слоя должен быть больше, чем \bar{n} ограничивающих его слоев. Значения показателя преломления при комнатной температуре для энергий фотона, соответствующих ширине запрещенной

зоны, даны в табл. 5.2.3. Как показано на рис. 5.2.3, изменение \bar{n} с энергией фотона E вблизи E_g различно для прямозонного полупроводника GaAs (рис. 5.2.3, а [12]) и непрямоzonного полупроводника AlAs (рис. 5.2.3, б [13]). Изменение \bar{n} в GaAs при изменении концентрации носителей показано на рис. 2.5.2 и 2.5.3. Показатель преломления также зависит от температуры; хороший пример такой зависимости для GaAs был дан Марплом [14]. Обширный обзор данных по \bar{n} в большом интервале энергий фотона для многих бинарных соединений $A^{III}B^V$ был сделан Серафином и Беннеттом [15].

В последнем столбце табл. 5.2.3 даны значения теплопроводности, которые важны для определения тепловых потоков при больших уровнях накачки. Эти значения даны главным образом в соответствии с критическими оценками, сделанными Мэйкоком [16]. Дальнейшие подробности можно найти в [16]. Теплопроводность зависит также от температуры и содержания примесей в кристалле [16]. Обсуждение проблемы отвода тепла для ДГС-лазеров полосковой геометрии на основе GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$ дано в § 8 гл. 7.

§ 3. ТРОЙНЫЕ ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ СОЕДИНЕНИЙ $A^{III}B^V$

Кристаллические твердые растворы

Соединения, образованные таким образом, что два или более элементов III группы случайным образом распределены по узлам решетки, занимаемым атомами III группы, или два или более элементов V группы случайным образом распределены по узлам, занимаемым атомами V группы, представляют собой кристаллические твердые растворы. Как было отмечено в гл. 1, чаще всего, в том числе и в этой книге, используется обозначение $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$, где A и B обозначают элементы III группы, а C и D — элементы V группы. Если A, B и C являются элементами III группы, а D — элементом V группы, удобно использовать обозначение $(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D$. Аналогичное обозначение используется для твердых растворов, в которых имеются три элемента V группы и один элемент III группы. Если твердые растворы могут существовать при всех значениях x и y между 0 и 1, говорят, что система образует непрерывный ряд твердых растворов. Это условие выполняется для большого числа систем соединений $A^{III}B^V$. Фазовые и термодинамические исследования говорят о том, что тенденция к несмешиванию, т. е. ограничение возможного интервала изменения x и y областью, меньшей, чем от 0 до 1, увеличивается при увеличении разницы между ковалентными радиусами различных атомов, занимающих одну и ту же совокупность узлов решетки.

В тройных твердых растворах соединений $A^{III}B^V$ период решетки в общем линейно уменьшается с составом (закон Вегарда). Разумно предположить, что этот закон будет выполняться и в четверных твердых растворах. В общем другие свойства не изменяются линейно с составом. Однако при отсутствии точных данных часто приходится использовать линейную интерполяцию.

Важнейшим свойством при рассмотрении гетеропереходов является зависимость E_g от состава. Как было показано в гл. 4, важное значение имеет не только разность энергий между толчком валентной зоны и наинизшим минимумом зоны проводимости. Характеристики гетеролазера могут зависеть и от расстояния между различными минимумами зоны проводимости. Таким образом, полезно знать зависимость положения Γ -, L - и X -минимумов зоны проводимости от состава. Комбинируя элементы III и V групп, представляющие интерес, можно составить 18 тройных систем; больше половины из них изучались экспериментально. Для большинства остальных, по всей видимости, твердые растворы не существуют в широком диапазоне. Зависимость ширины запрещенной зоны от состава для тройного твердого раствора $A_xB_{1-x}C$ или AC_yD_{1-y} часто может быть представлена в виде

$$E_g = a + bx + cx^2. \quad (5.3.1)$$

Параметр прогиба c теоретически был рассмотрен Ван Вехтеном и Бергштрессером [17]. Их теория может быть использована в тех случаях, когда в распоряжении нет экспериментальных данных. Известные экспериментальные данные по зависимостям E_g от состава тройных твердых растворов резюмированы в этом параграфе.

Вследствие того что данные по зависимостям сродства к электрону и диэлектрической проницаемости, приведенные для бинарных соединений $A^{III}B^V$ в табл. 5.2.3, для тройных соединений отсутствуют, принято, что они линейно зависят от состава. Однако эффективная масса квадратично зависит от состава [18]. В отдельных системах параметр прогиба может быть небольшим, и тогда применима более удобная линейная интерполяция.

Зависимость показателя преломления от состава твердого раствора была определена лишь для небольшого количества тройных систем. Был измерен показатель преломления $Al_xGa_{1-x}As$ в области составов, использующихся в гетеролазерах [19]. Эти данные были приведены на рис. 2.5.4 и 2.5.5. Были получены данные и для GaP_xAs_{1-x} [20, 21]. Афромовиц [22] использовал модификацию полуэмпирической модели изолированного эффективного осциллятора [23], для того чтобы

приближенно учесть влияние спектра поглощения, и вычислил \bar{n} как функцию x для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ и $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ при энергиях фотона, меньших ширины запрещенной зоны. Эти модели [22, 23] могут быть полезны при расчетах \bar{n} как функции E в системах, для которых отсутствуют экспериментальные данные.

Теплопроводность тройных твердых растворов, как правило, имеет минимум при $x = 0,50$ [16, 24]. Теплопроводность $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ уменьшается в четыре раза по сравнению со значениями, соответствующими значениям для бинарных соединений. Такое поведение означает, что проблема теплового сопротивления возникает главным образом для тройных, а не для бинарных соединений. Другие свойства твердых растворов соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ можно найти в книге Нойбергера [25]. В следующей части этого параграфа приведены многие из известных зависимостей E_g от x для тройных твердых растворов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Ранее такой обзор был сделан Онтоном [26].

$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$

Зависимость ширины прямого (Γ) и непрямого (X) зазора между зоной проводимости и валентной зоной при комнатной температуре определялась методами катодолюминесценции

Таблица 5.3.1

Зависимость ширины запрещенной зоны
от состава тройных твердых растворов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ при 300 К*

Соединение	Энергетический зазор в прямом минимуме E_g , эВ	Энергетический зазор в не прямых минимумах E_g , эВ	
		X-минимумы	L-минимумы
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,351 + 2,23x$	—	—
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$\begin{cases} 1,424 + 1,247x^{**} \\ 1,424 + 1,247x + 1,147 \\ \times (x - 0,45)^{2***} \end{cases}$	$1,900 + 0,125x + 0,143x^2$	$1,708 + 0,642x$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0,360 + 2,012x + 0,698x^2$	—	—
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$	$0,726 + 1,129x + 0,368x^2$	$1,020 + 0,492x + 0,077x^2$	$0,799 + 0,746x + 0,334x^2$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172 + 1,621x + 0,43x^2$	—	—
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,351 + 0,643x + 0,786x^2$	—	—
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0,36 + 1,064x$	—	—
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172 + 0,139x + 0,415x^2$	—	—
$\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$	$1,424 + 1,150x + 0,176x^2$	—	—
$\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,726 - 0,502x + 1,2x^2$	—	—
$\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$	$0,360 + 0,891x + 0,101x^2$	—	—
$\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,18 - 0,41x + 0,58x^2$	—	—

* Ссылки на соответствующую литературу см. в тексте.

** $0 < x < 0,45$.

*** $0,45 < x < 1,0$.

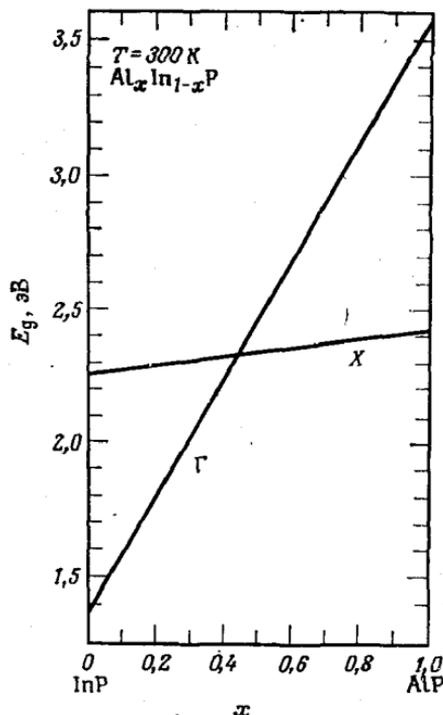


Рис. 5.3.1. Зависимости величины энергетических зазоров, соответствующих прямому (Γ) и непрямоу (X) минимумам зоны проводимости, от состава $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ [27].

[27, 28]. Состав определялся при помощи микрорентгеноспектрального анализа. Результаты Онтон и Чикотки [27] приведены на рис. 5.3.1. Система переходит от прямозонной структуры к непрямозонной при $x = 0,44$ и $E_g = 2,33$ эВ. Линейная зависимость ширины запрещенной зоны от состава, показанная на рис. 5.3.1, представлена выражением, приведенным в табл. 5.3.1.

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Тройной твердый раствор $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ наиболее интенсивно изучался в применении к гетеролазерам. Многие свойства этой системы были даны в гл. 2—4. Важность этой системы объясняется точным совпадением периода решетки с периодом решетки GaAs. Для того чтобы собрать в одном месте все графики зависимости E_g от x тройных твердых растворов, рис. 4.2.2 повторяется здесь как рис. 5.3.2. В гл. 2 на рис. 2.5.4 была приведена зависимость \bar{n} от энергии фотона при различных

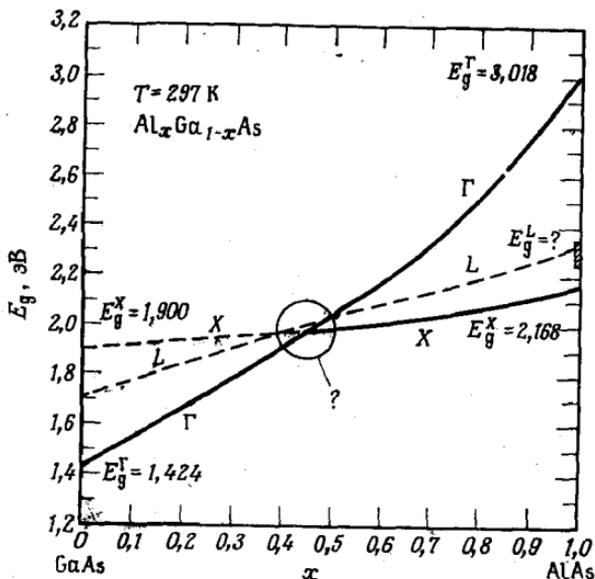


Рис. 5.3.2. Зависимости величины энергетических зазоров, соответствующих прямому (Γ) и непрямому (X и L) минимумам зоны проводимости, от состава $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. (E_g^L при $x = 0$ равно 1,708 эВ.) Ссылки на литературу и указания значений энергетических зазоров см. в § 2 гл. 4.

значениях x , а на рис. 2.5.5 — зависимость \bar{n} от x при определенной энергии фотона. Многочисленные свойства $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ были приведены в гл. 4. На рис. 4.3.3 показано изменение энергий ионизации доноров и акцепторов. В табл. 4.2.1 приведены численные выражения для зависимостей ширины энергетических зазоров и эффективных масс от состава, а зависимость E_g от состава дана здесь в табл. 5.3.1. Зависимость теплопроводности от состава найдена Афромовицем [24]. Температурная зависимость ширины прямого энергетического зазора для отдельных значений x вплоть до $x = 0,4$ сообщается в работе Воробкало и др. [29].

$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$

Зависимость величины прямого (Γ) и непрямого (X) энергетического зазора между валентной зоной и зоной проводимости была получена из катодолюминесцентных измерений [28]. Зависимость E_g от x показана на рис. 5.3.3 и в табл. 5.3.1. Состав определялся при помощи микрорентгеноспектрального анализа. Твердый раствор остается прямозонным до $x = 0,68$ и $E_g = 2,05$ эВ.

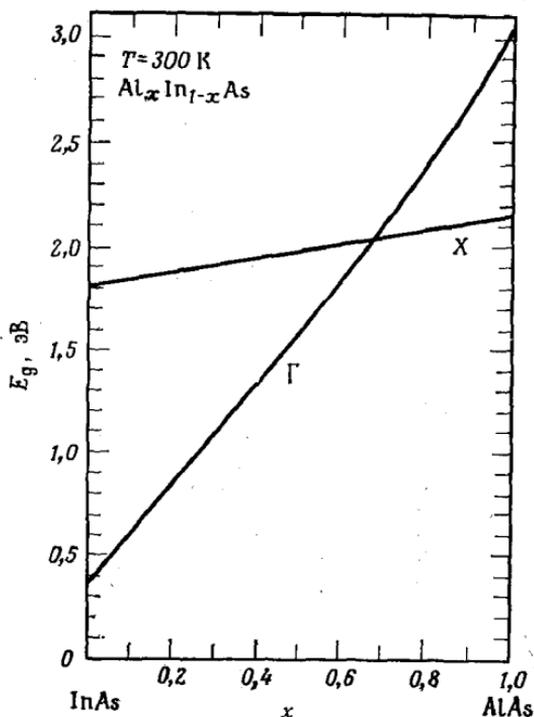


Рис. 5.3.3. Зависимости величины энергетических зазоров, соответствующих прямому (Γ) и непрямому (X) минимумам зоны проводимости, от состава $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ [28].

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$

Для этой системы имеется весьма полный набор данных [30—32]. Чэнь и др. [32] определяли энергетические зазоры с применением различных оптических методов, включая дифференциальный метод, такой, как измерение поглощения при модуляции длины волны. Состав определялся при помощи микро-рентгеноспектрального анализа. Зависимости прямого (Γ) и непрямых (X и L) энергетических зазоров [32] от состава приведены на рис. 5.3.4 и в табл. 5.3.1. Переход от прямой структуры зон к непрямой происходит при $x = 0,2$, где $E_g = 0,96$ эВ. Зависимости эффективной массы электронов и тяжелых дырок от состава приведены в работе Матье и др. [30]. Следовало бы отметить, что непрямой L -минимум и прямой Γ -минимум зоны проводимости в GaSb при $x = 1$ отделяют друг от друга всего $\sim 0,08$ эВ. Таким образом, в гетеролазерах, использующих в активной области GaSb или $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$, можно ожидать, что в непрямом минимуме зоны проводимости будет находиться значительная доля электронов проводимости (см. § 6 гл. 4), что могло бы привести к большим $J_{\text{пор}}$ при комнатной температуре.

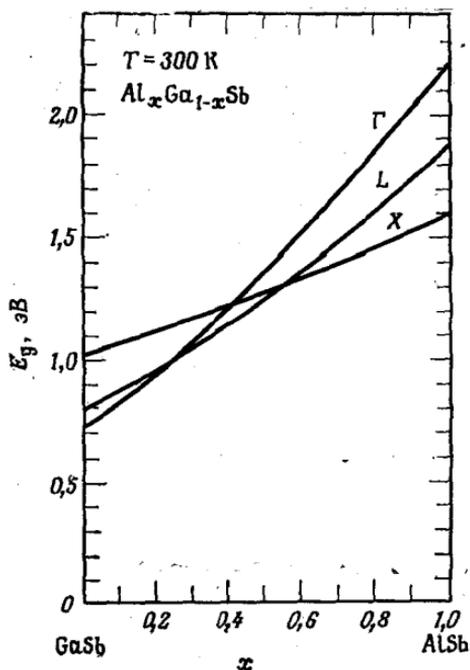


Рис. 5.3.4. Зависимости величин энергетических зазоров, соответствующие прямому (Γ) и непрямым (X и L) минимумам зоны проводимости, от состава $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ [32].

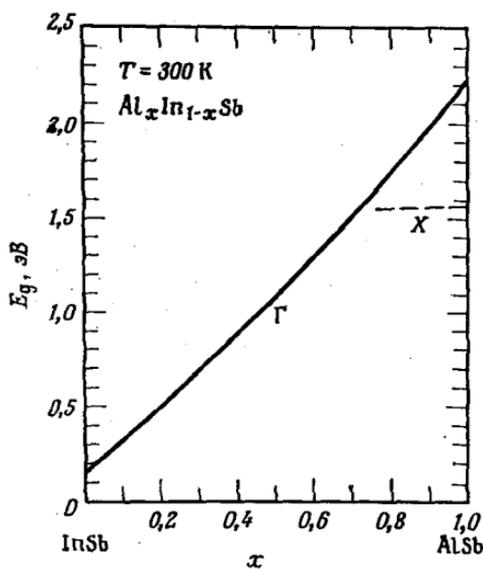


Рис. 5.3.5. Зависимость величины энергетического зазора, соответствующего прямому (Γ) минимуму зоны проводимости, от состава $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ [33].

$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$

Зависимость ширины прямого энергетического зазора от состава была определена в работе Изомуры и др. [33] при помощи электроотражения. Состав определялся по измерениям периода решетки. Информация относительно точки перехода от прямозонной к непрямоzonной структуре отсутствует, и приближенное положение непрямого X -минимума представлено на рис. 5.3.5 на основании положения X -минимума в AlSb . Квадратичная зависимость E_g в табл. 5.3.1 взята из работы [33].

 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$

Существуют довольно противоречивые данные по положению точки перехода x_c от прямозонной структуры к непрямоzonной. Одно из значений $x_c = 0,74$, тогда как другое $x_c = 0,63$. Многочисленные ссылки на работы, в которых получена как одна, так и другая величины, привели Ли и др. [34]. Тщательные измерения, сделанные Нельсоном и Холоньяком, дают $x_c = 0,73$. Ширина запрещенной зоны определялась Нельсоном и Холоньяком по наблюдениям экситонного поглощения. Состав определялся при помощи микрорентгеноспектрального анализа. Зависимость, показанная на рис. 5.3.6, взята из работы [35]. Она дает $x_c = 0,73$ при $E_g = 2,239$ эВ. Схожие результаты, в которых $x_c = 0,73$, были получены Онтоном и др. [36] при одновременных катодолуминесцентных и микрорентгеноспектральных измерениях.

 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$

Первоначальные исследования этой системы указывали на существование значительного прогиба в зависимости E_g от x . Однако недавние результаты Балиги и др. [37] показывают, что эта зависимость линейна. В этой работе ширина запрещенной зоны определялась по фотоответу на переходе полупроводник — электролит. Состав был найден с использованием рентгеновского дисперсионного анализа в растровом электронном микроскопе. Их результаты перекрывают интервал x между 0,5 и 1,0. Схожие результаты получили Нейхори и др. [38] в меньшем интервале изменения x по измерениям фотолюминесценции и фотоотражения. Зависимость E_g от состава из работы [37] приведена на рис. 5.3.7 и в табл. 5.3.1. Ссылки на более ранние работы, указывавшие на существование прогиба в зависимости E_g от x , приведены в [37].

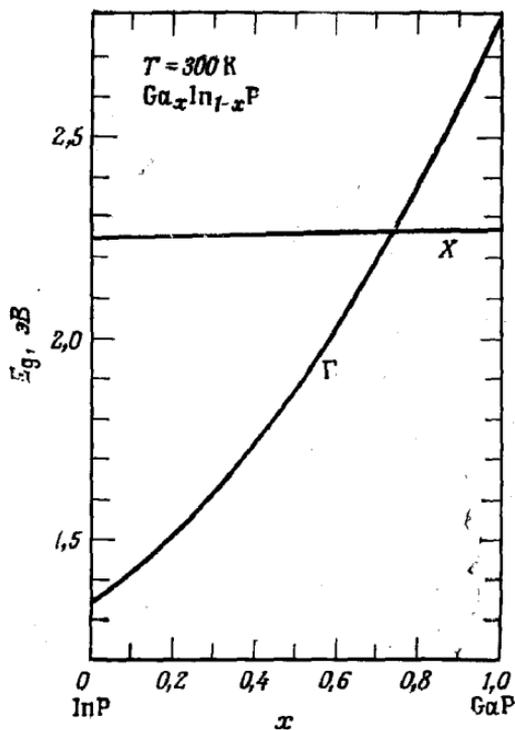


Рис. 5.3.6. Зависимости величины энергетических зазоров, соответствующих прямому (Γ) и непрямому (X) минимумам зоны проводимости, от состава $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ [35].

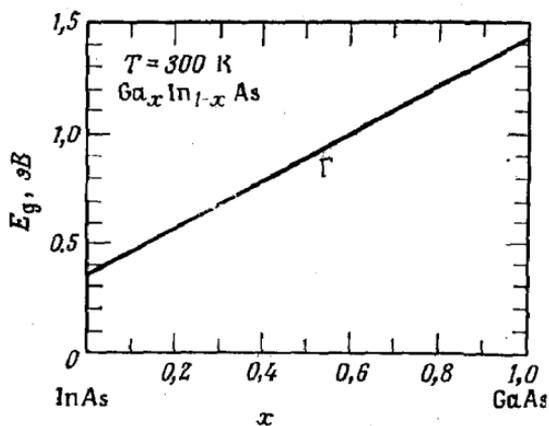


Рис. 5.3.7. Зависимость величины энергетического зазора, соответствующего прямому (Γ) минимуму зоны проводимости, от состава $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ [37].

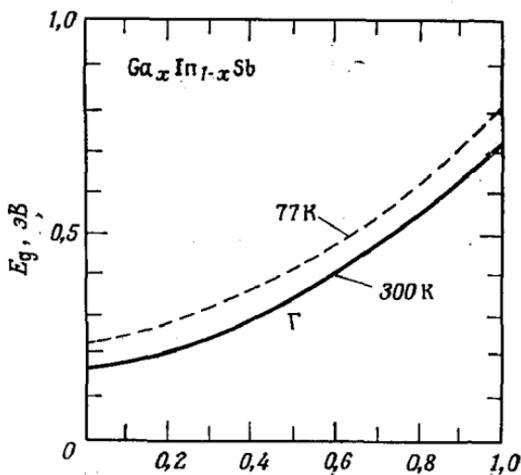


рис. 5.3.8. Зависимость величины энергетического зазора, соответствующего прямому (Γ) минимуму зоны проводимости, от состава $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ [39].

$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$

Зависимость ширины прямого энергетического зазора от состава между 77 и 300 К была определена в работе Оверня и др. [39] по измерениям пьезоотражения. Состав определялся при помощи микрорентгеноспектрального анализа. Их результаты приведены на рис. 5.3.8 и в табл. 5.3.1. В работе [39] также дана зависимость величин эффективных масс от состава.

$\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$

Этот тройной твердый раствор соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ широко использовался для светоизлучающих диодов видимого диапазона. Зависимость E_g от состава была определена в работе Томпсона и др. [40]. Переход от прямозонной структуры к непрямоzonной при $x_c = 0,45$ был определен в экспериментах по наблюдению влияния давления и дал $E_g = 1,977$ эВ. Зависимости ширины энергетических зазоров от состава приведены на рис. 5.3.9 и в табл. 5.3.1.

$\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$

Этот тройной твердый раствор представляет интерес вследствие того, что ширина его запрещенной зоны лежит в интервале длин волн около 1 мкм, где оптическое волокно имеет наименьшие потери на пропускание и минимум материальной дисперсии. Нейхори и др. [4] использовали ДГС-лазеры с активной

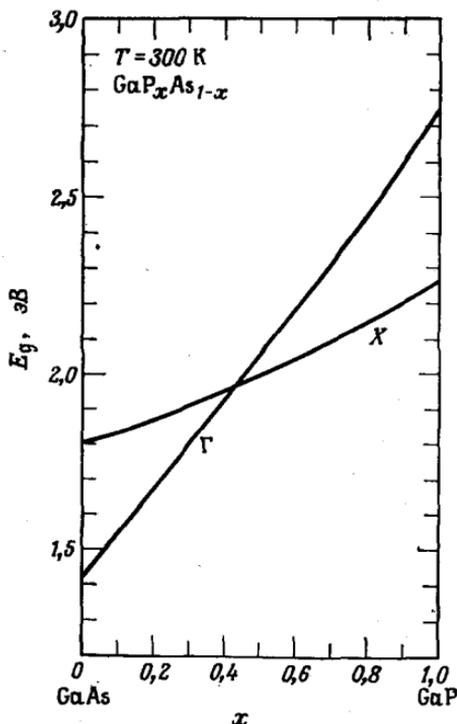


Рис. 5.3.9. Зависимости величины энергетических зазоров, соответствующих прямому (Γ) и непрямому (X) минимумам зоны проводимости, от состава $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ [40].

областью на $\text{GaAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ для получения непрерывной генерации при комнатной температуре. Вследствие того что этот состав не является изоупериодическим ни с одним бинарным соединением, между подложкой GaAs и гетероструктурой использовался набор слоев переменного состава. Такие ДГС-лазеры более детально рассматриваются в § 6 этой главы. Эта система имеет область несмешиваемости, однако ее точная ширина неизвестна. Данные по величинам ширины запрещенной зоны имеются для $0 < x < 0,38$ и $0,75 < x < 1,0$ [42—44]. Ширина запрещенной зоны как функция x по данным работы [43] приведена на рис. 5.3.10 и в табл. 5.3.1.

$\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$

Зависимость E_g от состава была определена Энтайпасом и Йепом [45] по фотолюминесцентным измерениям. Состав определялся по измерениям периода решетки. Значение E_g из этой работы при $x = 0$ было увеличено на 0,01 эВ, чтобы привести

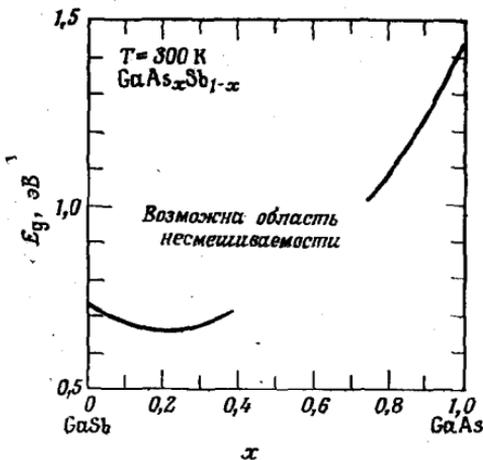


Рис. 5.3.10. Зависимость величины энергетического зазора, соответствующего прямому (Γ) минимуму зоны проводимости, от состава $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ [43].

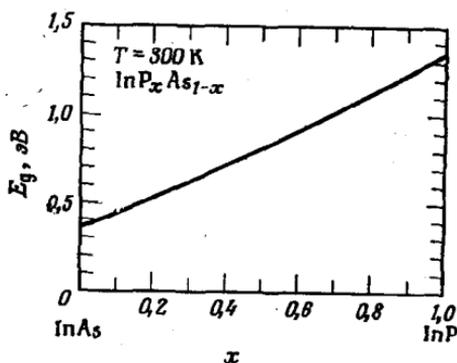


Рис. 5.3.11. Зависимость величины энергетического зазора, соответствующего прямому (Γ) минимуму зоны проводимости, от состава $\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$ [45].

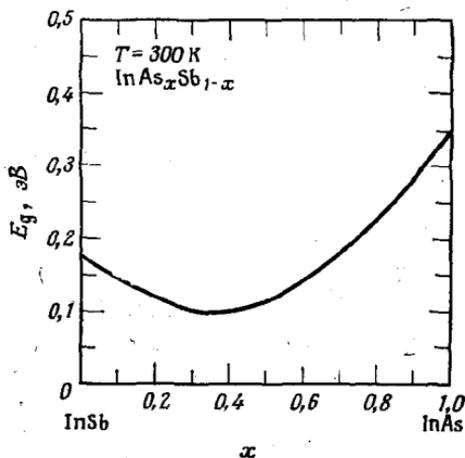


Рис. 5.3.12. Зависимость величины энергетического зазора, соответствующего прямому (Γ) минимуму зоны проводимости, от состава $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ [47].

его в согласие со значением E_g для InAs из табл. 5.2.2. Полученное выражение для комнатной температуры дано в табл. 5.3.1 и представлено в виде графика на рис. 5.3.11.

InAs_xSb_{1-x}

Данные по поглощению при комнатной температуре, полученные Вулли и Уорнером [46], были использованы Томпсоном и Вулли [47]. Они получили квадратичную зависимость, приведенную в табл. 5.3.1. Значения E_g при $x = 0$ и $x = 1$ несколько отличаются от значений, приведенных в табл. 5.2.2 для бинарных соединений. График, соответствующий этому выражению, приведен на рис. 5.3.12.

§ 4. БИНАРНЫЕ И ТРОЙНЫЕ ИЗОПЕРИОДИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ СОЕДИНЕНИЙ A^{III}B^V ДЛЯ ЛАЗЕРОВ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Общие соображения

В этом параграфе обсуждаются различные гетеропереходы на основе тройных соединений, изопериодических с бинарными соединениями A^{III}B^V, и возможности их использования в гетеролазерах. Для подробного описания каждого случая требуется информация столь же обширная, как та, которая была дана в гл. 2—4 для GaAs—Al_xGa_{1-x}As. Такая информация отсутствует. Даже распределение ΔE_g между ΔE_c и ΔE_v можно узнать только из значений сродства к электрону для бинарных соединений, приведенных в табл. 5.2.3. Эти значения χ определены с ошибкой более 0,1 эВ, что делает рискованным их применение в интерполяции для тройных и четверных твердых растворов. Однако и при этом ограниченном объеме информации полезно сделать обзор возможных сочетаний для гетеропереходов. Несколько подробнее будет рассмотрена система GaAs—Ga_{0,51}In_{0,49}P.

Постоянные решеток бинарных соединений из табл. 5.2.1 нанесены на рис. 5.4.1 вместе с постоянными решеток тройных твердых растворов, зависимость которых от состава предполагается линейной. В тройных системах, где периоды решетки составляющих их бинарных соединений различаются более чем на 0,5 Å, по всей видимости, существуют большие области несовместимости, которые сильно ограничивают диапазон существования твердых растворов. На рис. 5.4.1 такие твердые растворы не изображены. При рассмотрении рис. 5.4.1 сразу видны изопериодические сочетания между бинарными и тройными сое-

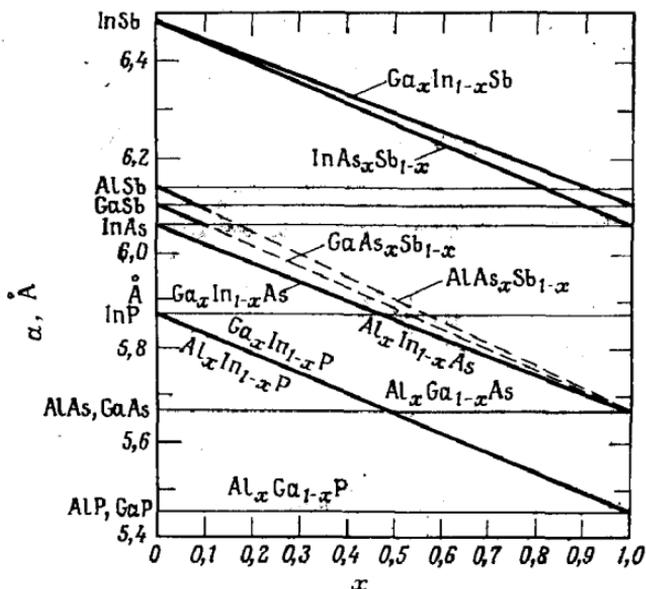


Рис. 5.4.1. Зависимость периода решетки от состава кристаллических тройных твердых растворов соединений $A^{III}B^V$, у которых периоды решеток бинарных соединений, лежащих в крайних точках, различаются менее, чем на 0,5 Å. Предполагается, что во всех случаях выполняется закон Вегарда. Штриховыми линиями обозначены участки возможного существования областей несмешиваемости.

динениями $A^{III}B^V$. Эти сочетания получаются в точках пересечения линий периодов решетки для тройных твердых растворов с горизонтальными линиями для бинарных соединений. Как правило, это случается только при одном составе твердого раствора. Однако периоды решеток GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$, а также GaP и $Al_xGa_{1-x}P$ совпадают для всех значений x . Тем не менее гетеропереходы GaP — $Al_xGa_{1-x}P$ далее не рассматриваются, так как $Al_xGa_{1-x}P$ является непрямозонным полупроводником во всем интервале составов. Каждое изопериодическое сочетание вида бинарное соединение — тройной твердый раствор кратко рассматривается с точки зрения потенциального использования в гетеролазерах. Данные для систем, обсуждаемых ниже в этом параграфе, приведены в табл. 5.4.1.

AlSb — $Ga_{0,9}In_{0,1}Sb$

По-видимому, AlSb является единственным соединением $A^{III}B^V$ на основе Al, которое было получено в виде объемных монокристаллов [48]. Вследствие того что поверхность AlSb на воздухе очень быстро окисляется, техника эпитаксиального выращивания должна обеспечить удаление окисла непосредственно в установке для роста и последующую защиту поверхности

Изопериодические системы бинарных и тройных соединений A^{III}B^V для гетеролазеров

Система	Лазерное излучение			Примечания
	Энергия E, эВ	Длина волны λ, мкм	Температура, К	
AlSb — Ga _{0,9} In _{0,1} Sb ¹⁾	{ 0,63 0,71	2,0	300	Затруднения, связанные с окислением поверхности AISb
		1,75	0	
AlSb — InAs _{0,92} Sb _{0,18} ¹⁾	0,38	3,26	0	Затруднения, связанные с окислением поверхности AISb
		0,87	300	
GaAs ¹⁾ — Al _x Ga _{1-x} As	1,42	0,87	300	Система широко используется
		0,87—0,773	300	
GaAs ²⁾ — Al _x Ga _{1-x} As — Al _y Ga _{1-y} As ¹⁾ } y < x	1,42—1,61	0,87—0,773	300	Система широко используется
		0,87	300	
GaAs ¹⁾ — Ga _{0,51} In _{0,49} P	1,42	0,87	300	Изготовление методом химического осаждения из газовой фазы. Не имеет очевидных преимуществ перед другими системами на GaAs
		—	—	
GaP — Al _x Ga _{1-x} P	Непрямозонная	—	—	Система пригодна для получения длины волны вблизи 2 мкм.
		0,72	300	
GaSb ¹⁾ — AlAs _{0,08} Sb _{0,92}	0,347	1,72	0	Значения J _{пор} (300 К) могут быть высокими
		3,57	0	
GaSb — InAs _{0,91} Sb _{0,09} ¹⁾	0,86	1,44	300	Длинноволновое излучение при низкой температуре
		0,92	300	
InP — Ga _{0,47} In _{0,53} As ¹⁾	1,35	0,92	300	Система пригодна для получения длины волны вблизи 1,5 мкм
		3,0	0	
InP ¹⁾ — Al _{0,47} In _{0,53} As	0,42	3,0	0	Должна конкурировать с разработанными лазерами на GaAs
		0,42	0	
InAs ¹⁾ — AlAs _{0,16} Sb _{0,84}	0,42	3,0	0	Длинноволновое излучение при низкой температуре
		3,0	0	
InAs ¹⁾ — GaAs _{0,08} Sb _{0,92}	0,42	3,0	0	Длинноволновое излучение при низкой температуре
		3,0	0	

¹⁾ Активная область.

²⁾ Подложка.

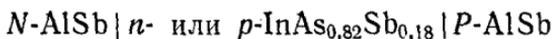
AlSb от окисления. Зависимость ширины запрещенной зоны от состава была приведена на рис. 5.3.8, а выражение из табл. 5.3.1 дает при $x = 0,9$ величину $E_g = 0,633$ эВ при 300 К. По данным табл. 5.2.2 E_g для GaSb при 0 К больше, чем при 300 К, на $\sim 0,08$ эВ. Для того чтобы оценить ширину запрещенной зоны тройного твердого раствора, мы прибавили эту разницу к значению E_g тройного твердого раствора при 300 К и получили $E_g \approx 0,71$ эВ при 0 К. Значения E_g , χ и \bar{n} из табл. 5.2.2 и 5.2.3 указывают, что в этой системе может существовать как электронное, так и оптическое ограничение. Двойные гетероструктуры вида



могли бы давать излучение с энергией кванта от $\sim 0,63$ эВ ($\sim 2,0$ мкм) при 300 К до $\sim 0,71$ эВ ($\sim 1,75$ мкм) при 0 К. Сообщения о гетеролазерах на этой системе отсутствуют.



При работе с этой системой также наталкиваются на трудности, связанные с окислением AlSb, о которых говорилось в связи с предыдущей системой. На рис. 5.3.12 была приведена зависимость ширины запрещенной зоны от состава, а соответствующее выражение из табл. 5.3.1 дает значение $E_g = 0,23$ эВ для $x = 0,82$ при 300 К. В табл. 5.2.2 указано, что E_g для InAs при 0 К на $\sim 0,060$ эВ больше, чем при 300 К, что дает $E_g \approx 0,29$ эВ при 0 К для $\text{InAs}_{0,82}\text{Sb}_{0,18}$. Значения E_g , χ и \bar{n} из табл. 5.2.2 и 5.2.3 указывают на то, что в этой системе можно ожидать реализации как электронного, так и оптического ограничения. Однако малое значение эффективной массы зоны проводимости означает, что при высоких уровнях накачки квазиуровень Ферми будет расположен глубоко в зоне проводимости. Двойные гетероструктуры вида



могли бы давать излучение с энергией фотона от $\sim 0,23$ эВ (5,39 мкм) при 300 К до $\sim 0,29$ эВ (4,28 мкм) при 0 К. Вследствие малой ширины запрещенной зоны активной области такие лазеры могли бы работать только при низких температурах. Сообщения о гетеролазерах на основе этой системы отсутствуют.

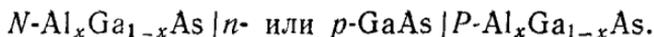


Периоды решеток GaAs и AlAs отличаются менее чем на 0,2% при 300 К и совпадают при 1200 К. Они образуют непрерывный ряд твердых растворов с периодом решетки, подчиняю-

шимся закону Вегарда. Отчасти вследствие совпадения периодов решетки многослойная гетероэпитаксия $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с различными значениями x представляла довольно простую задачу, а получаемые гетеропереходы не содержат на гетерогранице значительной концентрации рекомбинационных центров [48а]. Реализация почти изопериодических гетеропереходов и сравнительно простая техника жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), представленная в гл. 6, позволили разработать целый ряд гетеролазеров, описанных в гл. 7.

В гл. 2 были описаны волноводные свойства симметричных и несимметричных плоских волноводов, образованных ДГС на основе $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Там обсуждались следующие вопросы: картины дальнего поля излучения из ДГС, распределенная обратная связь, волноводные свойства различных четырех- и пятислойных гетероструктур. Теория вынужденного излучения и выражения для пороговой плотности тока в лазерах с активной областью на GaAs были выведены в гл. 3. В гл. 4 были приведены зонные диаграммы различных гетеропереходов $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В гл. 7 обобщены экспериментальные результаты по свойствам гетеролазеров на основе $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

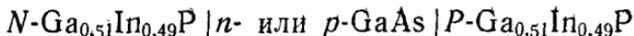
В этой системе наиболее широко изучались лазеры с ДГС вида



Длину волны излучения можно уменьшить, используя в активной области $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с $y < x$. Таким способом Миллер и др. [49] впервые достигли непрерывного режима работы лазера с излучением в видимой области спектра при энергии фотона 1,61 эВ (0,7730 мкм). Порог генерации практически не изменялся в диапазоне $0 \leq y < 0,21$. Как показано на рис. 4.6.4, доля электронов, находящихся в прямом минимуме зоны проводимости $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ начинает резко падать при увеличении $x > 0,20$. Алферов и др. [50] и Крессел и Хорайлоу [51] также изучали ДГС-лазеры с активной областью на $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Дальнейшее описание экспериментальных свойств гетеролазеров на основе $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ дано в гл. 7.



Рис. 5.4.1 показывает, что на основе структуры



может быть изготовлен изопериодический ДГС-лазер. Так как \bar{n} для GaP при 1,424 эВ меньше, чем 3,2 [52], такая структура

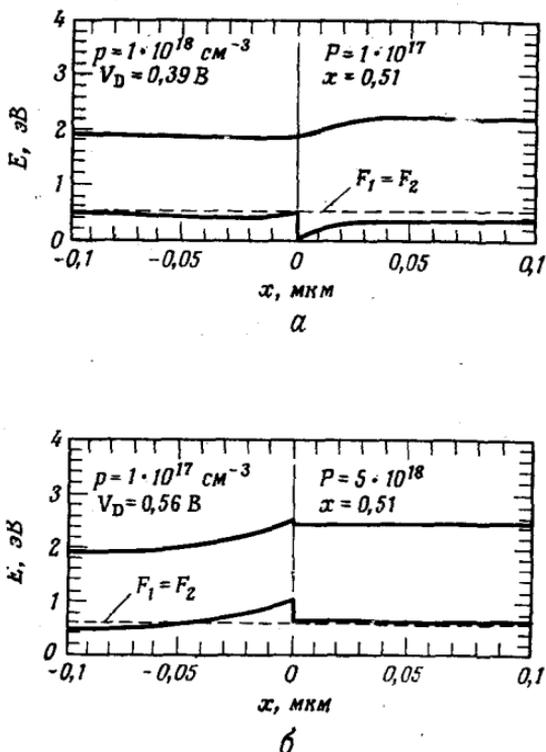


Рис. 5.4.2. Диаграмма энергетических зон $p-p$ гетероперехода GaAs — Ga_{0,51}In_{0,49}P при 297 К. а: $N_{A1}^- - N_{D1}^+ = 1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $F_1 - E_{v_1} = 0,054 \text{ эВ}$ в p -области и $N_{A2}^- - N_{D2}^+ = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $F_2 - E_{v_2} = 0,120 \text{ эВ}$ в P -области; б: $N_{A1}^- - N_{D1}^+ = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $F_1 - E_{v_1} = 0,113 \text{ эВ}$ в p -области и $N_{A2}^- - N_{D2}^+ = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $F_2 - E_{v_2} = 0,016 \text{ эВ}$ в P -области.

будет обладать волноводными свойствами. Соответствующее выражение из табл. 5.3.1 дает для Ga_{0,51}In_{0,49}P значение $E_g = 1,883 \text{ эВ}$. Однако, если взять сродство к электрону как среднее значение между значениями для InP и GaP из табл. 5.2.3, то получится величина 4,2 эВ. Из выражения (4.3.1) $\Delta E_c = \chi(\text{GaAs}) - \chi(\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P})$, что составит для данного гетероперехода величину $-0,15 \text{ эВ}$. Вследствие значительной неопределенности этой величины примем $\Delta E_c = 0$ и $\Delta E_v = \Delta E_g$. Чтобы показать, как в таком случае реализуется ограничение для носителей, построим диаграмму энергетических зон этого гетероперехода. Существование соответствующего ограничения доказано реализацией непрерывного режима работы при комнатной температуре [53] лазера, изготовленного на основе этой структуры.

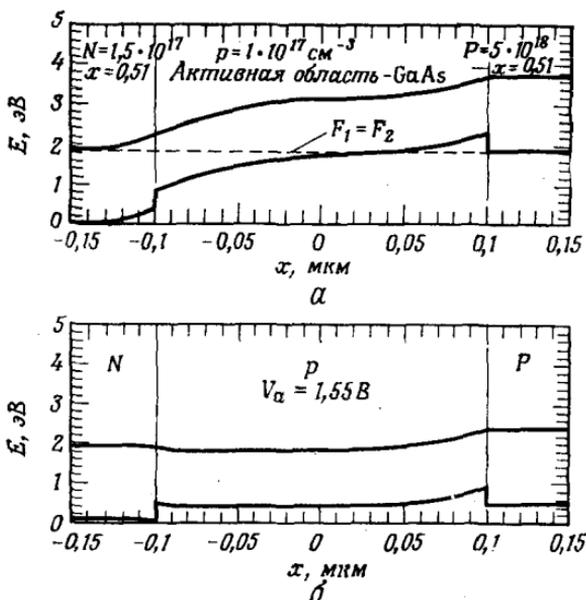


Рис. 5.4.3. Диаграмма энергетических зон $N-p-P$ ДГС на основе GaAs — $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ при 297 К. В $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ на $N-p$ -гетеропереходе $N_D^+ - N_A^- = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $E_c - F = 0,42 \text{ эВ}$; $P-p$ -гетеропереход — с данными рис. 5.4.2, б; а — нулевое смещение; б — прямое смещение 1,55 В.

На рис. 5.4.2 изображена зонная диаграмма $p-P$ -гетероперехода GaAs — $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$. Этот рисунок служит для иллюстрации того, что в отсутствие положительного значения ΔE_c барьер для электронов в зоне проводимости в значительной мере зависит от концентрации примесей. Контактная разность потенциалов на $p-P$ -гетеропереходе определялась в гл. 4 как

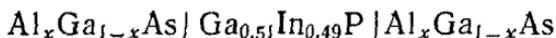
$$V_D \text{ (вольт)} = [(F_1 - E_{v1}) + \Delta E_v - (F_2 - E_{v2})]/q. \quad (4.3.122)$$

Это уравнение показывает, что для получения больших значений V_D желательно, чтобы $(F_2 - E_{v2})$ было мало, а это означает высокую концентрацию дырок в слое $P-\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$. Для увеличения $(F_1 - E_{v1})$ требуется низкая концентрация дырок в слое GaAs. Для того чтобы определить в наших примерах положение уровня Ферми, были взяты следующие значения эффективных масс носителей в $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$: $m_n = 0,1 m_0$ и $m_p = 0,60 m_0$. Выражения, необходимые для расчета энергетической зонной диаграммы, были взяты из § 3 гл. 4 в части, касающейся изотипных гетеропереходов.

На рис. 5.4.3, а изображена ДГС при внешнем напряжении, равном нулю. Для того чтобы в такой гетероструктуре получить в активном слое GaAs $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($F_c - E_c = 0,079 \text{ эВ}$),

нужно, чтобы напряжение V_a , приложенное к $N-p$ -гетеропереходу, превосходило V_D [см. выражение (4.6.2)]. Как показано на рис. 5.4.3, б, при напряжении 1,55 В на $N-p$ -гетеропереходе падает 1,47 В. Таким образом, на $p-P$ -гетеропереходе остается контактная разность потенциалов в 0,48 В, обеспечивающая ограничение для электронов. Ограничение для носителей обеспечивали бы и меньшие значения P , и величина $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ была выбрана только для иллюстрации эффекта. В разобранный случае наблюдается интересный результат: ограничение носителей на гетеропереходе может быть достигнуто и в случае, когда ΔE_c не является положительной величиной.

Следует отметить, что с использованием метода химического осаждения из газовой фазы на такой гетероструктуре были изготовлены лазеры [53—55]. В этих приборах была достигнута малая плотность порогового тока при комнатной температуре, 1,14 кА/см², а величина дифференциальной квантовой эффективности была на уровне 30—45% [53]. Методами ЖФЭ были изготовлены гетероструктуры вида



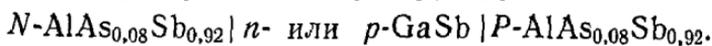
с $x \geq 0,6$ [56], в которых используется тот факт, что $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ также изопериодичен с $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Были получены приборы только с оптической накачкой, работающие при низкой температуре. Шуль и Мишель [57] сообщили о работе лазеров на основе односторонней гетероструктуры (ОГС) $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P} - \text{Ga}_{0,32}\text{Al}_{0,68}\text{As}$, выращенных на подложках GaAs, при 77 К.

GaAs—Al_{0,51}In_{0,49}P

Тройное соединение $\text{Al}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ является изопериодическим с GaAs. Как показано на рис. 5.3.1, запрещенная зона при $x = 0,51$ будет непрямой и ее ширина примерно равна 2,3 эВ. В этой системе возможно создание гетеролазеров с активной областью на GaAs, однако вряд ли они будут обладать какими-либо преимуществами по сравнению с другими лазерами, в которых материалом активной области служит GaAs.

GaSb—AlAs_{0,08}Sb_{0,92}

Как показано на рис. 5.4.1, в этом тройном твердом растворе, по-видимому, имеется область несмешивания. Однако могут быть созданы двусторонние гетероструктуры вида

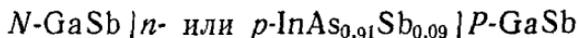


Запрещенная зона AlSb непрямая, а ширина ее в два раза больше значения E_g для GaSb. Энергия фотона лазерного излучения

должна составлять 0,72 эВ (1,72 мкм) при 300 К. Не имеется сообщений об исследовании этой гетероструктуры. Однако в § 5 настоящей главы обсуждаются схожие лазеры на $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$.

GaSb—InAs_{0,91}Sb_{0,09}

Зависимость ширины запрещенной зоны от состава $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ была приведена на рис. 5.3.12, а выражение из табл. 5.3.1 дает $E_g = 0,287$ эВ для $x = 0,91$ при 300 К. По данным табл. 5.2.2 величина E_g для InAs при 0 К на 0,060 эВ больше, чем при 300 К. Если эту величину прибавить к значению E_g твердого раствора при 300 К, то для $\text{InAs}_{0,91}\text{Sb}_{0,09}$ при 0 К $E_g = 0,347$ эВ. Двусторонние гетероструктуры типа



могли бы иметь энергию фотона излучения около $\sim 0,347$ эВ (3,57 мкм) при 0 К. Значения \bar{n} для GaSb в этом диапазоне длин волн показывают, что в данной гетероструктуре можно ожидать реализации волноводного эффекта. Сообщений о гетеролазерах на этой системе нет.

InP—Ga_{0,47}In_{0,53}As

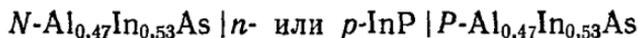
Зависимость ширины запрещенной зоны от состава $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ показана на рис. 5.3.7, а выражение из табл. 5.3.1 дает для $x = 0,47$ $E_g = 0,860$ эВ при 300 К. Двусторонние гетероструктуры вида



были изготовлены Ньюезом и др. [58] с использованием метода ХОГФ. Была получена генерация при комнатной температуре на длине волны 1,7 мкм при плотности порогового тока $6 \cdot 10^3$ А/см².

InP—Al_{0,47}In_{0,53}As

Зависимость ширины запрещенной зоны от состава показана на рис. 5.3.3, а выражение из табл. 5.3.1 для $x = 0,47$ дает $E_g = 1,460$ эВ при 300 К. Двусторонние гетероструктуры вида

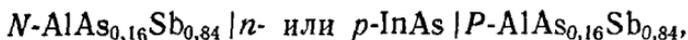


должны давать излучение с энергией фотона 1,351 эВ (0,92 мкм) при комнатной температуре и образовывать волновод. Лазеры на основе ДГС с активной областью на InP не имеют никаких

преимущества по сравнению с ДГС-лазерами на GaAs, дающими излучение с энергией фотона около 1,4 эВ. Структуры с использованием этого гетероперехода не были изготовлены.

InAs—AlAs_{0,16}Sb_{0,84}

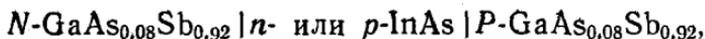
Как показано на рис. 5.4.1, тройной твердый раствор, по-видимому, имеет область несмешиваемости. Однако двусторонние гетероструктуры вида



вероятно, могут быть получены. Так как ширина запрещенной зоны InAs при комнатной температуре равна 0,360 эВ, такие гетеролазеры могли бы работать только при низких температурах с энергией фотона излучения 0,420 эВ ($\sim 3,0$ мкм) при 0 К. Гетероструктуры в этой системе не были изготовлены.

InAs—GaAs_{0,08}Sb_{0,92}

Как показано на рис. 5.4.1, в этом тройном твердом растворе также ожидается существование области несмешиваемости. Однако гетероструктуры вида



вероятно, можно получить. Так как в активной области используется InAs, излучательные свойства этой системы будут те же, что и в предыдущей. Гетероструктуры в этой системе не были изготовлены.

§ 5. БИНАРНЫЕ И ЧЕТВЕРНЫЕ ИЗОПЕРИОДИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ СОЕДИНЕНИЙ A^{III}B^V, ПРИМЕНИМЫЕ В ГЕТЕРОЛАЗЕРАХ

Вводные замечания

В четверных кристаллических твердых растворах может быть получена дополнительная степень свободы для создания изопериодических гетероструктур на основе соединений A^{III}B^V. Примером успешной реализации изопериодической системы бинарное соединение — четверной твердый раствор служит система InP—Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}. В работе Се и др. [5] были получены ДГС-лазеры, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре в интервале длин волн 1,0—1,1 мкм. Ямамото и др. [59] изготовили ДГС-лазеры на основе такого гетероперехода, работающие в непрерывном режиме при комнатной тем-

Изопериодические системы бинарных и четверных соединений $A^{III}B^V$
для гетеролазеров

Четверной твердый раствор	Изопериодическое бинарное соединение	Примечания
$Al_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$	GaAs	Бинарное соединение изопериодично твердому раствору при малых значениях y ($\sim 0,01$). Используется для подгонки постоянной решетки $Al_xGa_{1-x}As$
$Al_xGa_{1-x}P_ySb_{1-y}$	GaAs, InP, InAs	В основном непрямозонный. Возможно существование областей несмешиваемости
$Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$	InP, InAs, GaSb	Возможно существование областей несмешиваемости для твердых растворов, изопериодических с InP. На подложках GaAs ступенчатым изменением состава выращены ДГС-лазеры с длиной волны излучения 1 мкм. Система, изопериодическая с InAs, для излучения с длиной волны около 3 мкм при низкой температуре. Составы, изопериодические с GaSb, для излучения с длиной волны 1,7 мкм при 300 К. Здесь возможны высокие значения $J_{пор}$
$Al_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$	InP	Активная область на InP, что дает неинтересную длину волны излучения
$Al_xIn_{1-x}P_ySb_{1-y}$	GaAs, InAs, AlSb, GaSb	Возможно существование областей несмешиваемости

Четверной твердый раствор	Изопериодическое бинарное соединение	Примечания
$Al_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$	InP, GaSb, AlSb	Изменение постоянной решетки с составом очень сходно с $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$. Менее интересна по сравнению с последней системой из-за трудностей, возникающих при выращивании, и существования областей непрямозонных составов
$Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$	InP, GaAs	Изопериодическая с InP система может использоваться для получения генерации в диапазоне длин волн 1—1,5 мкм. Здесь были изготовлены низкороговые лазеры
$Ga_xIn_{1-x}P_ySb_{1-y}$	GaAs, InP, InAs, AlSb	Возможно существование обширных областей несмешиваемости
$Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$	InP, GaSb, AlSb	Система пригодна для низкотемпературных ДГС-лазеров, работающих на длине волны больше ~2 мкм. Имеется область несмешиваемости в части диапазона составов, изопериодических с InP
$(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}P$	GaAs, $Al_xGa_{1-x}As$	Гетеролазеры видимого излучения до 2,15 эВ
$(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}As$	InP	Гетеролазеры с длиной волны излучения между 0,8 и 1,5 мкм
$(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}Sb$	AlSb	Гетеролазеры с длиной волны излучения между 1,1 и 2,1 мкм. Трудности, связанные с окислением поверхности AlSb

Четверной твердый раствор	Изопериодическое бинарное соединение	Примечания
$Al(P_xAs_{1-x})_ySb_{1-y}$	InP	Твердый раствор при всех составах непрямозонный. Возможно существование областей несмешиваемости
$Ga(P_xAs_{1-x})_ySb_{1-y}$	InP	Возможно существование области несмешиваемости в нужном диапазоне составов
$In(P_xAs_{1-x})_ySb_{1-y}$	AlSb, GaSb, InAs	Гетеролазеры с длиной волны излучения между $\sim 2-4$ мкм. Ожидается затруднение, связанное с существованием области несмешиваемости в части нужного интервала составов

пературе в интервале длин волн 1,22—1,34 мкм. Как показано на рис. 5.1.1, поглощение и материальная дисперсия световолокна минимальны в этом спектральном диапазоне.

В этом параграфе будет показано, что введение малого количества фосфора в $Al_xGa_{1-x}As$ с образованием твердого раствора $Al_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$ приводит к уменьшению напряжений в слоях $Al_xGa_{1-x}As$, выращенных на подложках GaAs. Затем будут кратко рассмотрены возможные изопериодические комбинации между бинарными соединениями и четверными твердыми растворами в свете их применения для лазеров на гетероструктурах. Системы, рассматриваемые в этом параграфе, приведены в табл. 5.5.1.

$Al_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$

Эта система представляет особый интерес. Имеются данные лишь для составов с малым содержанием P, когда достигается точная изопериодичность с GaAs при комнатной температуре. Для составов с большим содержанием P период решетки не совпадает ни с одним бинарным соединением. Здесь будут рассматриваться составы только с малым содержанием фосфора. Как отмечалось ранее в § 4 этой главы, в системе GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$ наблюдается близкое соответствие периодов решетки. На рис. 5.5.1 приведены температурные зависимости па-

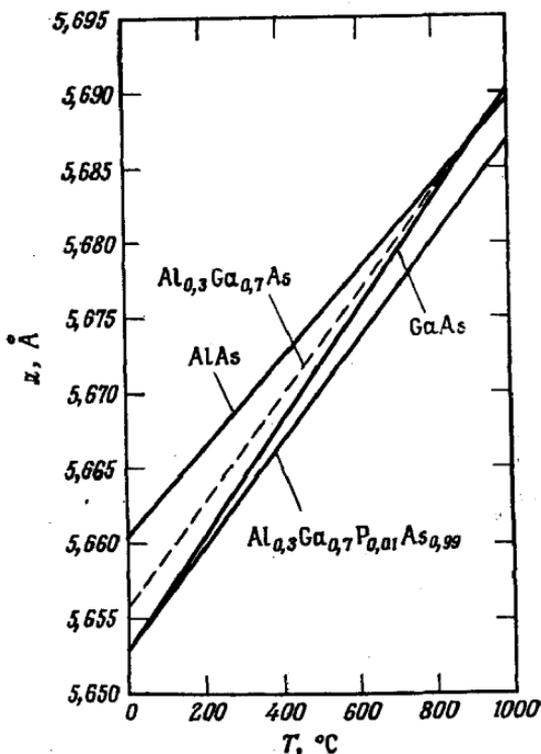


Рис. 5.5.1. Температурные зависимости периода решетки GaAs, AlAs, Al_{0,3}Ga_{0,7}As и Al_{0,3}Ga_{0,7}P_{0,01}As_{0,99}. Линии для AlAs и GaAs начерчены в соответствии с данными [60] и [61] соответственно. Линия для Al_{0,3}Ga_{0,7}As проведена через известное значение для комнатной температуры и пересечение линий для бинарных соединений при высокой температуре. Линия для Al_{0,3}Ga_{0,7}P_{0,01}As_{0,99} проведена через измеренное значение при комнатной температуре в предположении, что коэффициент теплового расширения для четверного твердого раствора такой же, как для тройного твердого раствора.

раметров решетки GaAs [60] и AlAs [61]. Здесь же показана предполагаемая зависимость периода решетки Al_{0,3}Ga_{0,7}As. Хотя при $\sim 800^\circ\text{C}$ достигается почти идеальное соответствие периодов решетки, при охлаждении гетероэпитаксиальные слои GaAs — Al_xGa_{1-x}As подвергаются значительным напряжениям. Напряжения возникают вследствие небольшой разницы в значениях коэффициента теплового расширения этих материалов. Розгон и др. [62, 63], используя рентгеновскую топографическую камеру, оборудованную также для измерений кривизны подложки, определили средние напряжения в слоях Al_xGa_{1-x}As, выращенных на подложках GaAs, как функцию мольной доли AlAs в твердом растворе. Их результаты представлены на рис. 5.5.2. Из-за того что напряжения, по-видимому, отрицательно сказываются на сроке службы гетеролазеров [64], Роз-

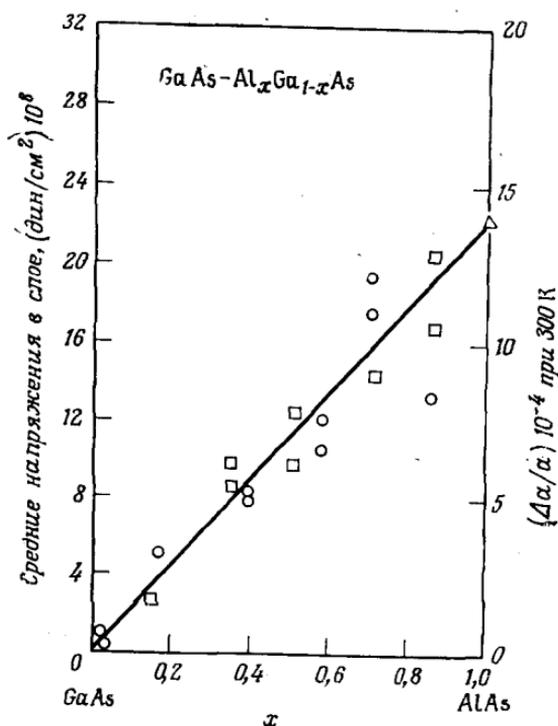


Рис. 5.5.2. Зависимость среднего напряжения в слое от состава $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [62]. Круги и квадратики показывают данные, полученные в двух различных системах ЖФЭ. Данные для точки $x = 1$ взяты из [60].

гони и др. [65, 66] исследовали возможность компенсации напряжений путем добавления в широкозонные слои малых количеств фосфора. Фосфор исключительно удобен для такой компенсации напряжений, потому что он является изоэлектронной с As примесью и ковалентный радиус P гораздо меньше, чем ковалентный радиус As. Очень малое количество P в узлах As не оказывает значительного влияния на электрические и оптические свойства.

При добавлении P в тройной твердый раствор для почти полной компенсации напряжений в $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ при комнатной температуре кривая для $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ на рис. 5.5.1 переходит в кривую для $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{P}_{0,01}\text{As}_{0,99}$. Предполагается, что кривые для $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ и $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{P}_{0,01}\text{As}_{0,99}$ имеют одинаковый наклон, так как количество фосфора y в четверном твердом растворе, изопериодическом с GaAs при комнатной температуре, меньше 0,02. Экспериментальное подтверждение уменьшения напряжений при использовании четверного твердого раствора было получено при выращивании методом ЖФЭ слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ на подложках GaAs. Результаты

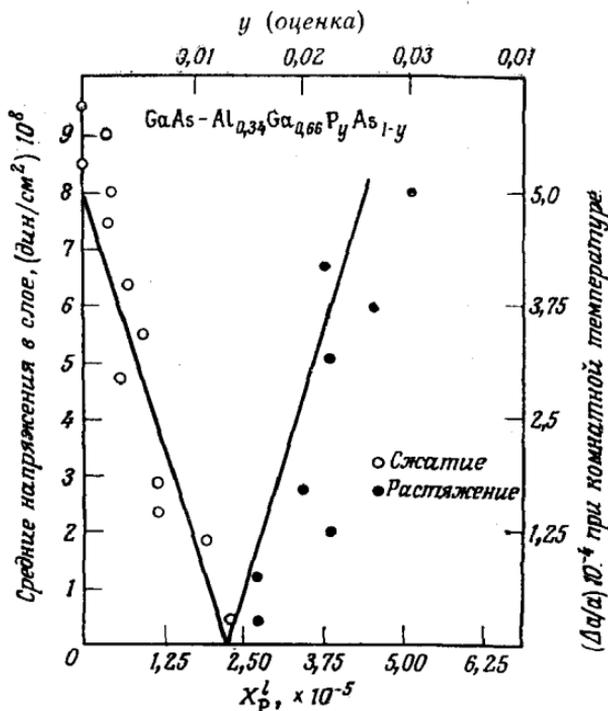


Рис. 5.5.3. Зависимость компенсации напряжений от атомной доли фосфора в ростовом растворе и оценочного содержания Р в солях $\text{Al}_{0,34}\text{Ga}_{0,66}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$, выращенных на GaAs. Значения y оценивались по изменению величины напряжений по сравнению с $\text{Al}_{0,34}\text{Ga}_{0,66}\text{As}$, выращенном на GaAs. Величина напряжений переводилась в разность периодов решетки Δa между твердым раствором и бинарной подложкой, а Δa в соответствии с законом Вегарда позволяет рассчитать значение y [62].

этих исследований приведены на рис. 5.5.3. В этой работе исследуемый интервал составов раствора оценивался из термодинамических расчетов для четверных растворов, описываемых в § 2 гл. 6. Следовало бы отметить, что возможность устранять напряжения при помощи этого метода в значительной мере зависит от однородности слоев. На однородность слоев влияет обеднение раствора по Р и Al, возникающее в процессе роста. Степень обеднения зависит от фазового равновесия в четверной системе, системы для ЖФЭ и условий роста. Афромовиц и Роде [67] показали, что добавление фосфора в соответствующие растворы установки для выращивания гетеролазеров позволяет в десять раз уменьшить напряжения в слоях толщиной 2 мкм. По-видимому, дальнейшие улучшения потребовали бы изменения процесса выращивания и ростовой аппаратуры.

На рис. 5.5.1 можно видеть, что согласование периодов решетки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и GaAs при комнатной температуре путем добавления Р в твердый раствор приводит к рассогласованию

периодов решетки при температуре выращивания. Если такое рассогласование будет значительным, то, как будет описано в § 6 настоящей главы, это может привести к образованию краевых и наклонных дислокаций. Существуют некоторые указания на то, что добавление фосфора может приводить к увеличению срока службы соответствующим образом изготовленных гетеролазеров [68]. Это улучшение может быть связано с уменьшением напряжений, хотя это и трудно убедительно продемонстрировать. Даймент и др. [69] наблюдали также, что добавление Р приводит к некоторому уменьшению плотности порогового тока ДГС-лазеров. Причины снижения порога непонятны.

$Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$

В этом четверном твердом растворе Al и Ga имеют почти равные ковалентные радиусы, так что в основном изменение параметра решетки достигается варьированием y . Изменение ширины запрещенной зоны и периода решетки с составом показано на рис. 5.5.4. Линии, соединяющие составы с одинаковой шириной запрещенной зоны (изоэнергетические линии), нанесены с использованием экспериментальных данных Нейхори и др. [69a]. Так как отношение общего числа атомов III группы к общему числу атомов V группы равняется единице, состав четверного твердого раствора однозначно определяется двумя параметрами x и y . Состав твердого раствора представлен квадратом в плоскости $x-y$ с четырьмя вершинами, соответствующими бинарным соединениям. Диаграмма «запрещенная зона — период решетки — состав» для этого класса соединений была дана на рис. 5.1.3. На рис. 5.5.4 изопериодические и изоэнергетические линии спроектированы на плоскость $x-y$.

Три из четырех диаграмм «ширина запрещенной зоны — состав», соответствующих тройным соединениям по сторонам квадрата на рис. 5.5.4, были приведены на рис. 5.3.2, 5.3.4 и 5.3.10. Данные по системе $AlAs_xSb_{1-x}$ отсутствуют. Схема на рис. 5.5.4 показывает, что возможны составы, изопериодические с InP, InAs и GaSb. Твердые растворы, изопериодические с InP, лежат в области составов, которые невозможно реализовать, так как они попадают в обширную область несмешиваемости, существующую в этой системе [70, 71]. Для твердых растворов, изопериодических с InAs, бинарное соединение должно служить активной областью. Сообщений о ДГС-лазерах на InAs — $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ не было. Как можно видеть на рис. 5.5.4, в ДГС-лазерах, изопериодических с GaSb, в активной области могут быть использованы как GaSb, так и четверной твердый раствор. Долгинов и др. [72] изготовили лазеры на основе ДГС GaSb — $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ с составом, по всей видимости, согла-

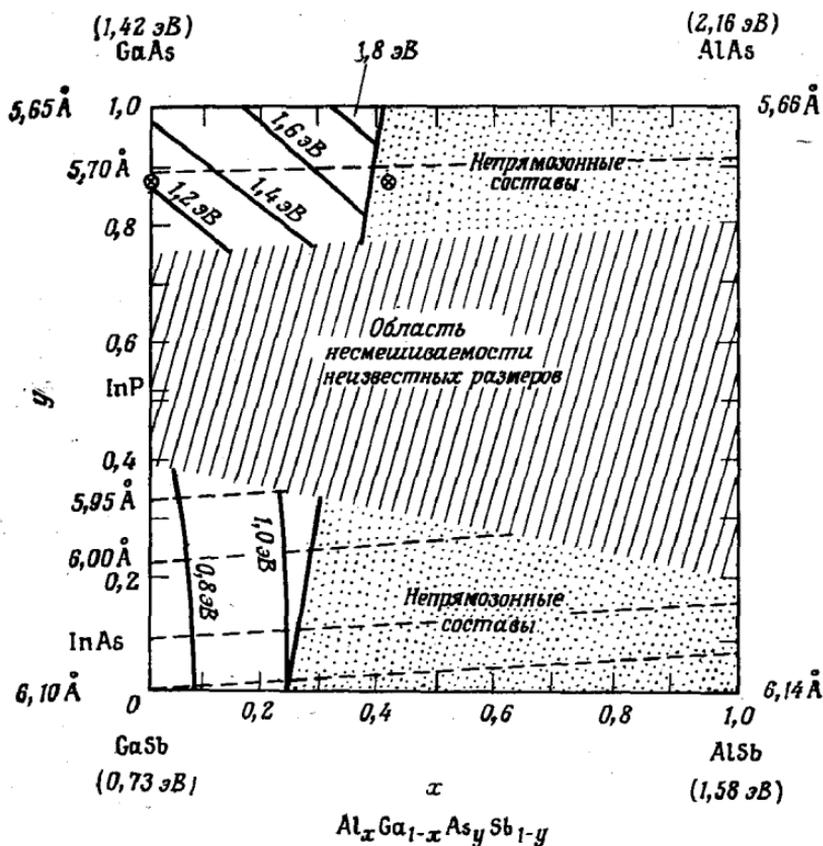


Рис. 5.5.4. Плоскость составов $x - y$ для $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ при 300 К. Координаты x и y дают состав в каждой точке. Линии, соответствующие составам с одинаковой шириной запрещенной зоны (изоэнергетические линии), проведены сплошной чертой. Они интерполированы по данным Нейхори и др. [69a]. Линии, соответствующие составам с одинаковым периодом решетки (изопериодические линии), проведены штриховой чертой; крестом в кружке отмечены составы, использованные Нейхори и др. [4].

сованным по периоду решетки. Было получено излучение с длиной волны от 1,5 до 1,8 мкм в интервале температур от 77 до 300 К. Плотность порогового тока при комнатной температуре составила $6,2 \cdot 10^3$ А/см². Как уже было отмечено при описании твердого раствора $Al_xGa_{1-x}Sb$, при комнатной температуре значительная доля электронов зоны проводимости активной области на основе GaSb может находиться в непрямом L -минимуме зоны проводимости, что может привести к высоким значениям $J_{пор}$ (300 К).

ДГС-лазеры со ступенчатым изменением состава, где в широкозонных эмиттерах используется $Al_{0,4}Ga_{0,6}As_{0,88}Sb_{0,12}$, а в активной области $GaAs_{0,88}Sb_{0,12}$, дают излучение на длине волны

около 1 мкм и работают в непрерывном режиме при комнатной температуре [4]. Такие ДГС-лазеры со ступенчатым изменением состава обсуждаются в следующем параграфе, который посвящен гетероструктурам переменного состава.

$Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$

На рис. 5.5.5 изображена пространственная диаграмма зависимости ширины запрещенной зоны от состава твердого раствора $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$. Диаграммы для тройных твердых растворов, ограничивающих составы четверного твердого раствора, были приведены на рис. 5.3.6, 5.3.7, 5.3.9 и 5.3.11. Для четверной системы имеется ряд данных [73, 74] по зависимостям ширины запрещенной зоны от состава при 300 К. Мун и др. [75], используя эти данные, показали, что предположение о малом дополнительном прогибе, возникающем вследствие взаимодействий в четверном твердом растворе, является оправданным. На рис. 5.5.5 показаны поверхности, соответствующие ширине запрещенной зоны для прямого и непрямого минимумов зоны проводимости. Линия пересечения этих поверхностей показывает,

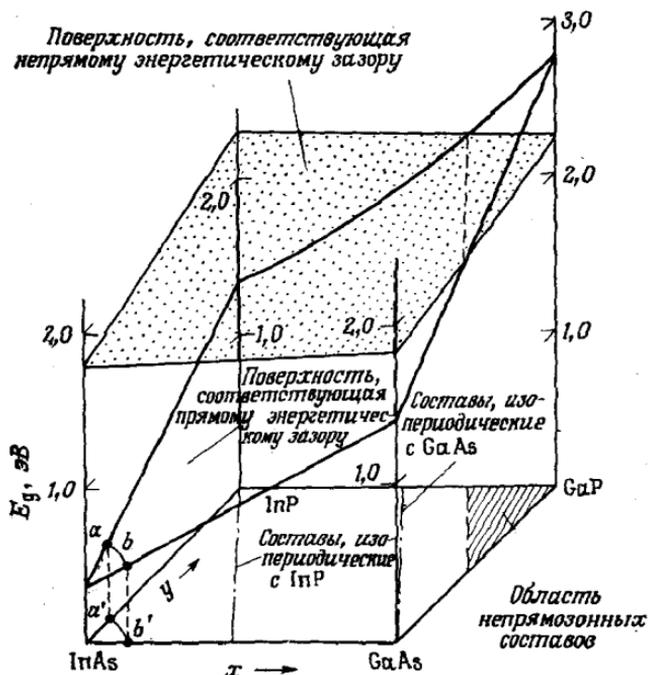
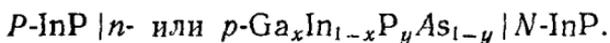


Рис. 5.5.5. Пространственное изображение зависимости энергетических зазоров, соответствующих прямому и непрямоу минимумам зоны проводимости, от состава $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ при 300 К.

Что большая часть этой системы лежит в прямозонной области. Составы изопериодического с GaAs твердого раствора не представляют большого интереса, так как диапазон изменения ширины запрещенной зоны лежит в пределах от 1,42 до $\sim 1,75$ эВ. Этот диапазон совпадает с диапазоном изменения ширины запрещенной зоны $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Однако составы, изопериодические с InP, представляют значительный интерес, так как здесь ширина запрещенной зоны $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ изменяется от 0,74 до 1,35 эВ (1,7—0,9 мкм). Наиболее широкозонным в такой изопериодической системе является InP, поэтому ДГС-лазеры, излучающие в диапазоне длин волн, соответствующем наименьшим потерям и дисперсии оптического волокна, могут быть изготовлены на основе структуры



Мун и др. [75] построили диаграмму «ширина запрещенной зоны — период решетки — состав», которая является проекцией рис. 5.5.5 на плоскость $x-y$. Эта диаграмма приведена на рис. 5.5.6. Между зависимостями E_g от состава $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$, приведенными на рис. 5.3.7 и 5.5.6, существует небольшое различие. Это различие отражает неопределенность в установлении соответствия между E_g и x , существующую в настоящее время. Сплошные линии показывают составы, соответствующие одному значению E_g . Значения ширины запрещенной зоны даны с шагом 0,1 эВ. Штриховые линии показывают «изопериодические» составы. Штриховая линия, исходящая из верхнего левого угла, показывает составы с решеткой, изопериодической с InP, а штриховая линия, исходящая из правого нижнего угла, показывает составы твердого раствора, изопериодического с GaAs. Из рис. 5.5.6 можно легко увидеть, что слои $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$, изопериодические с InP, могут служить активной областью ДГС-лазеров с энергией фотона (длиной волны) излучения от 1,25 эВ (0,99 мкм) до 0,73 эВ (1,7 мкм).

Богатов и др. [76] и Се [77] изготовили ДГС-лазеры на основе InP— $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$, которые работали при импульсной накачке и давали излучение с длиной волны 1,0—1,1 мкм. Как упоминалось ранее, Се и др. [5] достигли непрерывного режима работы на длине волны 1,1 мкм, а Ямамото и др. [57] расширили диапазон длин волн излучения до 1,34 мкм. ДГС-лазеры, изготовленные Се и др. [77], работали в непрерывном режиме при комнатной температуре 5000 ч без значительной деградации [78]. В активной области лазеров, описанных Се [77], использовался твердый раствор $\text{Ga}_{0,12}\text{In}_{0,88}\text{P}_{0,77}\text{As}_{0,23}$ с шириной запрещенной зоны 1,13 эВ. Эти значения находятся в разумном соответствии с рис. 5.5.6. При этих значениях E_g на гетеропереходе $\Delta E_g = 0,22$ эВ, что составляет $2/3$ от ΔE_g для

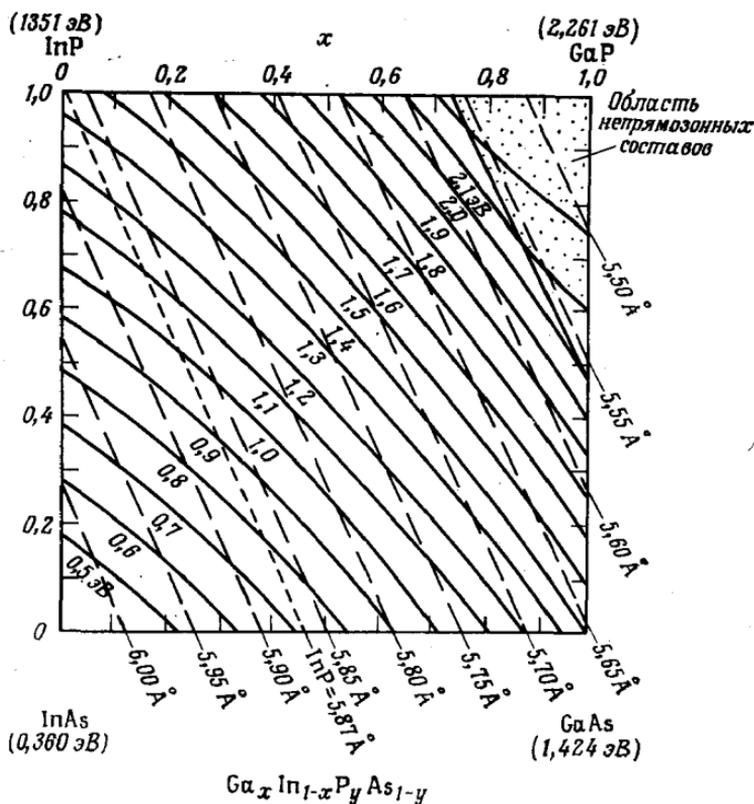
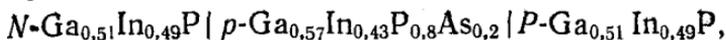


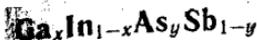
Рис. 5.5.6. Плоскость составов $x-y$ для $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ при 300 К. Координаты x и y дают состав в каждой точке. Сплошные линии соответствуют изоэнергетическим составам. Они получены проекцией поверхности, отвечающей прямому энергетическому зазору рис. 5.5.5. Штриховые линии соответствуют изопериодическим составам. Указаны периоды решетки, чтобы дать представление о значениях x и y , при которых составы изопериодичны с InP [75].

$GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ с выбираемым обычно значением x . Поэтому при создании условий для ограничения носителей в ДГС-лазере может быть полезно использование сильнолегированных эмиттеров InP, как было указано в § 4 этой главы для $GaAs-Ga_{0,51}In_{0,49}P$. На основе $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ были изготовлены также эффективные светоизлучающие диоды (СИД) [79]. Ожидается, что и в дальнейшем разработке гетеролазеров и СИД, использующих преимущества изопериодической системы InP- $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ в минимуме потерь и дисперсии оптических волокон, лежащем в диапазоне 1,1–1,3 мкм, будут посвящены значительные усилия. Алферов и др. [80] изготовили двусторон-

ую гетероструктуру вида



получающую в красной области спектра около 1,70 эВ. Значения $J_{\text{пор}}$ (300 К) составили $2 \cdot 10^4$ А/см².



Эта система имеет прямую структуру зон при всех составах. Предполагается, что постоянная решетки линейно изменяется с составом. Составы, изопериодические с AlSb, GaSb и InP, вместе с изоэнергетическими линиями при 0 К на плоскости составов x - y показаны на рис. 5.5.7. Зависимости E_g от состава для тройных твердых растворов были даны на рис. 5.3.7, 5.3.8, 5.3.10, 5.3.12. Для приведения указанных там значений E_g при комнатной температуре к значениям при 0 К были использованы значения для бинарных соединений из табл. 5.2.2. Точная ширина области несмешиваемости в тройном твердом растворе и глубина ее проникновения в область четверных составов неизвестна. Поэтому составы, изопериодические с InP, могут не иметь практического значения. Системы, изопериодические с

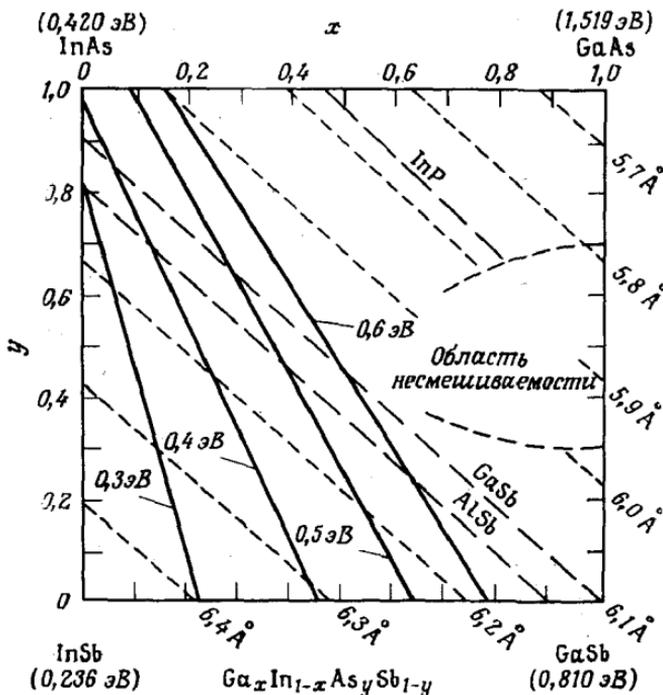


Рис. 5.5.7. Плоскость составов для $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ при 0 К. Сплошные линии соответствуют изопериодическим составам, штриховые — изопериодическим составам. Указаны периоды решетки AlSb, GaSb и InP, чтобы показать область x и y , где система двойной — четверной раствор изопериодична.

AlSb и GaSb, дают излучение с длиной волны ≥ 2 мкм. Использованию AlSb могут воспрепятствовать упоминавшиеся выше трудности, связанные с окислением этого материала.

$(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}P$

Этот четверной твердый раствор — первый из рассматриваемых твердых растворов, имеющих вид $(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D$, поэтому мы обсудим его более подробно, чем остальные. Эта система схематически представлена на рис. 5.1.2. Твердый раствор $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}P$ может быть изопериодическим с GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$ при всех значениях x , когда $y = 0,51$. Пространственная диаграмма зависимостей ширины энергетических зазоров от состава данной системы приведена на рис. 5.5.8. Две из трех соответствующих диаграмм для тройных твердых растворов, ограничивающих область изменения состава четверного раствора, показаны на рис. 5.3.1 и 5.3.6. Зависимость E_g от состава для $Al_xGa_{1-x}P$ не приводится, так как твердый раствор является непрямозонным во всем интервале составов, а экспериментальные данные, относящиеся к этому вопросу, отсутствуют. Предполагается, что ширина запрещенной зоны для прямого и непрямого минимумов зоны проводимости линейно изменяется с составом. Так как можно ожидать, что в зависимостях энергетических параметров от состава четверных твердых растворов будет наблюдаться дополнительный прогиб, линия пересечения двух поверхностей на самом деле не будет прямой, как это показано на рис. 5.5.8. Однако эффекты, связанные с прогибом, по всей видимости, будут малы, и ими можно пренебречь.

Плоскость составов, лежащая в основании, представляет в данном случае треугольник, а не квадрат, как ранее. Способ определения состава показан на рис. 5.5.9, где приведена произвольная система $(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D$. Для того чтобы определить состав прямо по сторонам треугольной диаграммы, используется процедура, несколько отличающаяся от той, которую обычно приводят в треугольных диаграммах для состава тройных твердых растворов. На периметре треугольника от CD до BD отложены значения y для $x = 0$, а от CD до AD — значения y для $x = 1,0$. Чтобы найти состав в какой-то произвольной точке β , нужно провести линию $CD-\beta-\delta$ из точки $y = 0$ к оси x и линию $\alpha-\beta-\gamma$ через точку β параллельно оси x . Тогда значение x дается величиной δ , т. е. $BD-\delta/BD-AD$, а значение y — величиной α или γ , так как линия $\alpha-\beta-\gamma$ соответствует постоянному значению y .

На рис. 5.5.10 показаны изопериодические и изоэнергетические линии, спроектированные на плоскость составов таким же

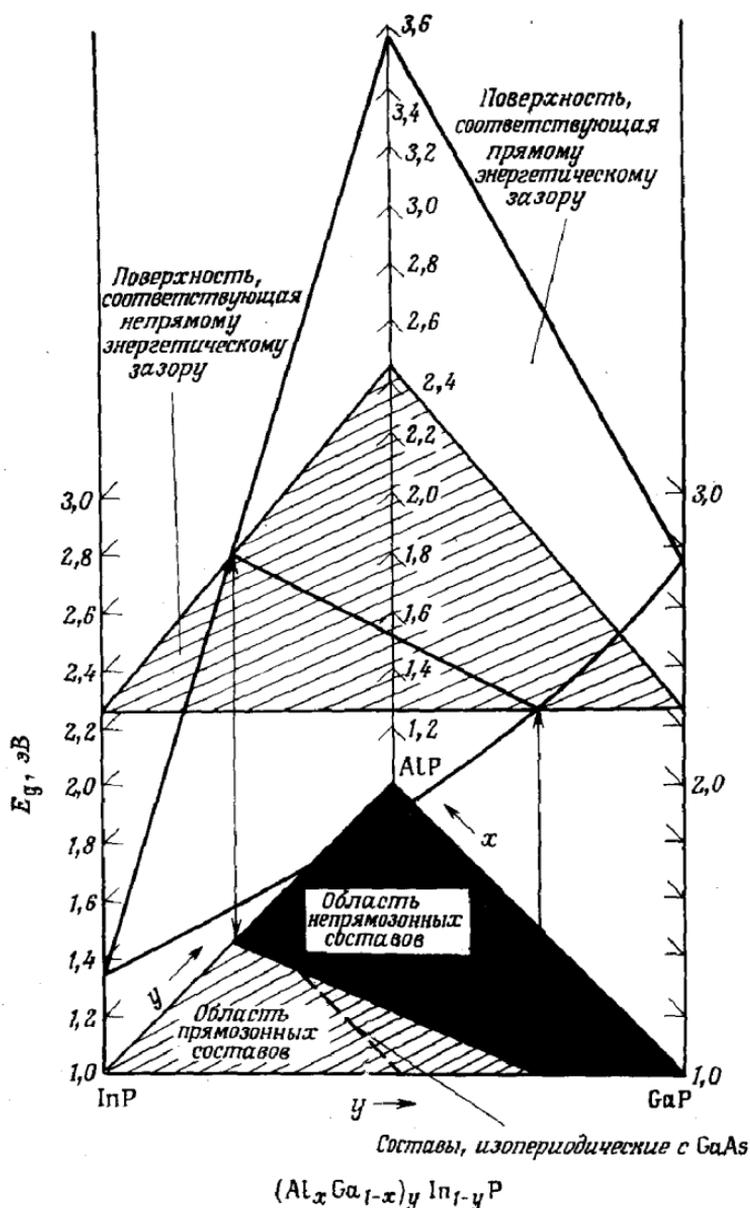


Рис. 5.5.8. Пространственное изображение зависимости энергетических зазоров, соответствующих прямому и непрямому минимумам зоны проводимости, от состава $(Al_x Ga_{1-x})_y In_{1-y} P$ при 300 К. Треугольник в основании дает состав через x и y .

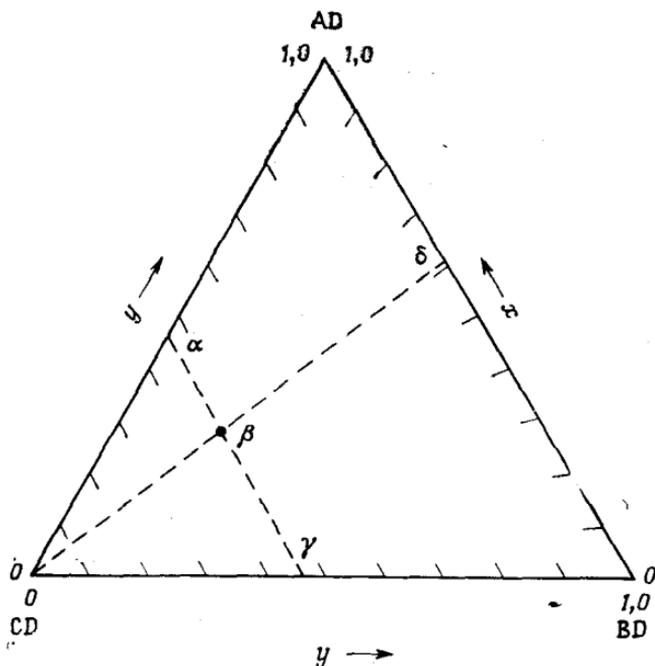


Рис. 5.5.9. Схема составов для четверной системы $(A_x B_{1-x})_y C_{1-y} D$. См. текст. Пояснения см. в тексте.

образом, как и в случае $Ga_x In_{1-x} P_y As_{1-y}$. Переход от прямозонной структуры к непрямозонной для составов, изоупериодических с GaAs, происходит при $x = 0,66$ и $y = 0,51$ с $E_g \approx 2,3$ эВ. В принципе можно изготовить изоупериодические с GaAs гетероструктуры, имеющие вид

$$N-(Al_x Ga_{1-x})_{0,51} In_{0,49} P | n- \text{ или } p-(Al_x Ga_{1-x})_{0,51} In_{0,49} P | \\ P-(Al_{x'} Ga_{1-x'})_{0,51} In_{0,49} P,$$

в которых $x' > x$ и $x \leq 0,4$. Условие $x \leq 0,4$ выбрано из тех соображений, что ширина запрещенной зоны активной области должна быть на $\sim 0,15-0,20$ эВ меньше энергетического зазора, соответствующего непрямому минимуму зоны проводимости, для того чтобы в соответствии с § 6 гл. 4, предотвратить переход электронов из прямого минимума в непрямой. Потенциально такие структуры с шириной запрещенной зоны $\sim 2,15$ эВ (0,58 мкм) имеют наибольшую энергию фотона излучения при комнатной температуре среди всех полностью согласованных по периоду решетки гетероструктур на основе соединений $A^{III}B^V$. Представляется сомнительным достижение более коротковолнового излучения при использовании систем переменного состава. Однако соображения, основанные на тер-

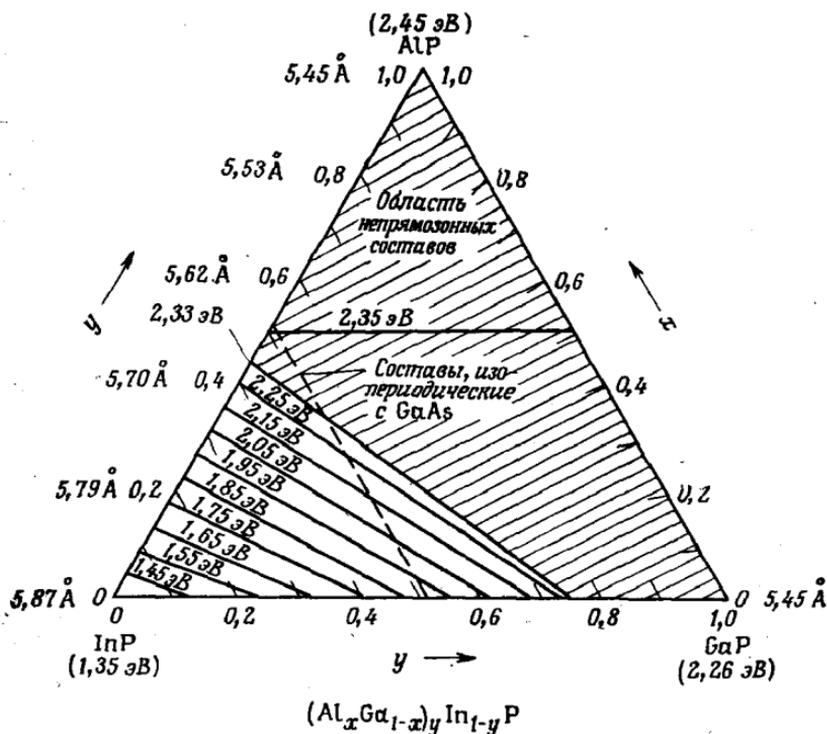


рис. 5.5.10. Плоскость составов $x-y$ для $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}P$ при 300 К. Изоэнергетические линии, соответствующие значениям ширины запрещенной зоны для прямого минимума зоны проводимости, полученные проекцией соответствующей поверхности рис. 5.5.8, обозначены сплошной чертой. Штриховая линия показывает период решетки GaAs и составы, изопериодические с GaAs при $y = 0,51$ и $0 \leq x < 1$.

Динамических расчетах, приведенных в § 2 гл. 6, показывают, что одновременное контролируемое введение Al и In в системы $AlInV$, содержащие P, представляется весьма сложным.

$(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}As$

На рис. 5.5.11 показаны изопериодические и изоэнергетические линии, наложенные, как и для предыдущего четверного твердого раствора, на плоскость составов $x-y$. Зависимости ширины запрещенной зоны от состава тройных твердых растворов были приведены на рис. 5.3.2, 5.3.3 и 5.3.7. Как и ранее, не учтен дополнительный прогиб для четверного твердого раствора. Все твердые растворы с составом $y = 0,47$ являются изопериодическими с InP и, по-видимому, будут прямозонными. Наименьшей шириной запрещенной зоны при $y = 0,47$ обладают составы с $x = 0$. Она равна приблизительно 0,80 эВ при 300 К,

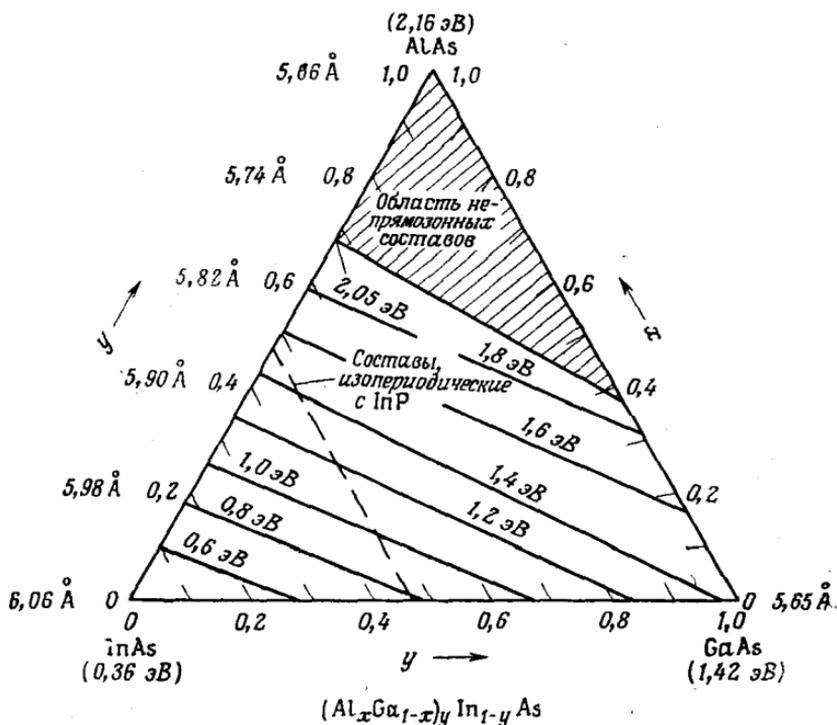
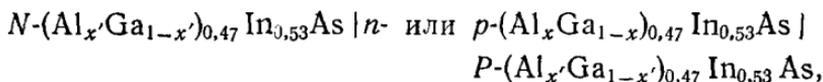


Рис. 5.5.11. Плоскость составов $x-y$ для $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}As$ при 300 К. Изоэнергетические линии, полученные линейной экстраполяцией значений E_g для $Al_yIn_{1-y}As$ и $Ga_yIn_{1-y}As$, показаны сплошной чертой. Составы, изопериодические с InP , показаны штриховой линией.

Ширина запрещенной зоны вдоль линии $y = 0,47$ увеличивается с увеличением x и достигает 1,5 эВ при $x = 1,0$. Представляют интерес две возможные гетероструктуры, использующие четверной твердый раствор с $y = 0,47$. Более простая имеет вид



При $0 < x < 0,54$ здесь можно получить лазеры с энергией фотона излучения приблизительно от 0,8 эВ (1,6 мкм) до 1,2 эВ (1,03 мкм). Верхний предел для x определяется величиной ΔE_g между InP и $(Al_xGa_{1-x})_{0,47}In_{0,53}As$, необходимой для ограничения носителей. Более сложной является структура на подложке InP вида



где $x' > x$. Здесь можно получить лазерное излучение от 0,8 эВ (1,6 мкм) до 1,35 эВ (0,92 мкм) при x , изменяющемся примерно

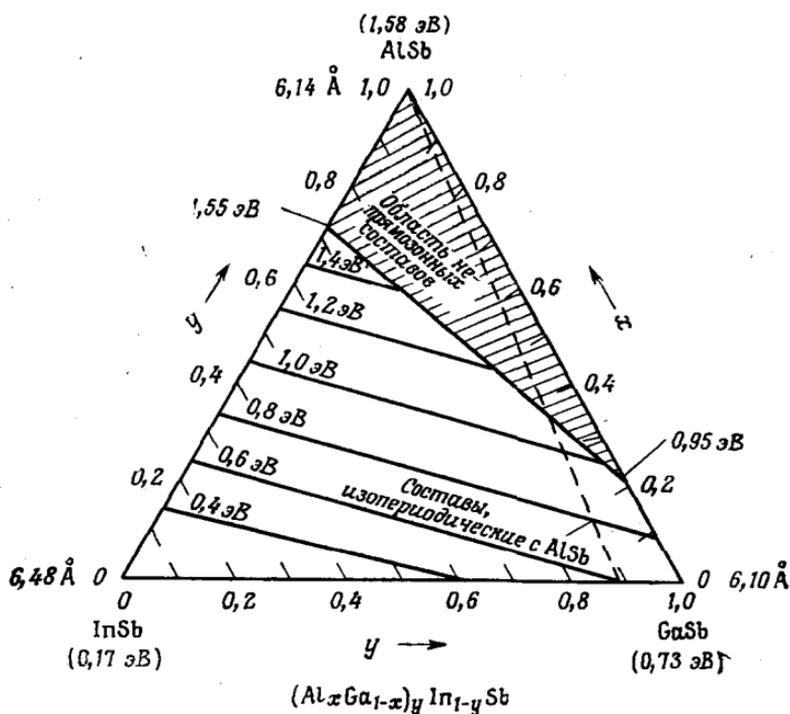


Рис. 5.5.12. Плоскость состава $x-y$ для $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{Sb}$ при 300 К. Изобары энергетические линии, полученные линейной экстраполяцией значений E_g для тройных твердых растворов, показаны сплошной чертой. Изопериодические линии для AlSb показаны штриховой чертой.

до 0,8. Интересной для этой системы является возможность получения лазеров с длиной волны излучения в диапазоне 1,2—1,3 мкм. Однако, как описано в § 2 гл. 6, большая величина коэффициента распределения Al в этой системе может затруднить выращивание слоев при использовании обычных методов эпитаксии.

$(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{Sb}$

На рис. 5.5.12 показано наложение изопериодических линий и изобар энергетических линий, соответствующих AlSb, на плоскость составов $x-y$. Зависимости ширины запрещенной зоны от состава тройных твердых растворов приведены на рис. 5.3.4, 5.3.5 и 5.3.8. Состав, при котором происходит переход от прямозонной структуры к непрямоzonной, можно оценить по рис. 5.3.5 для $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$. Хотя четверной твердый раствор и может быть изопериодическим с AlSb, такая система представляет ограниченный интерес вследствие трудностей, ожидаемых при выращи-

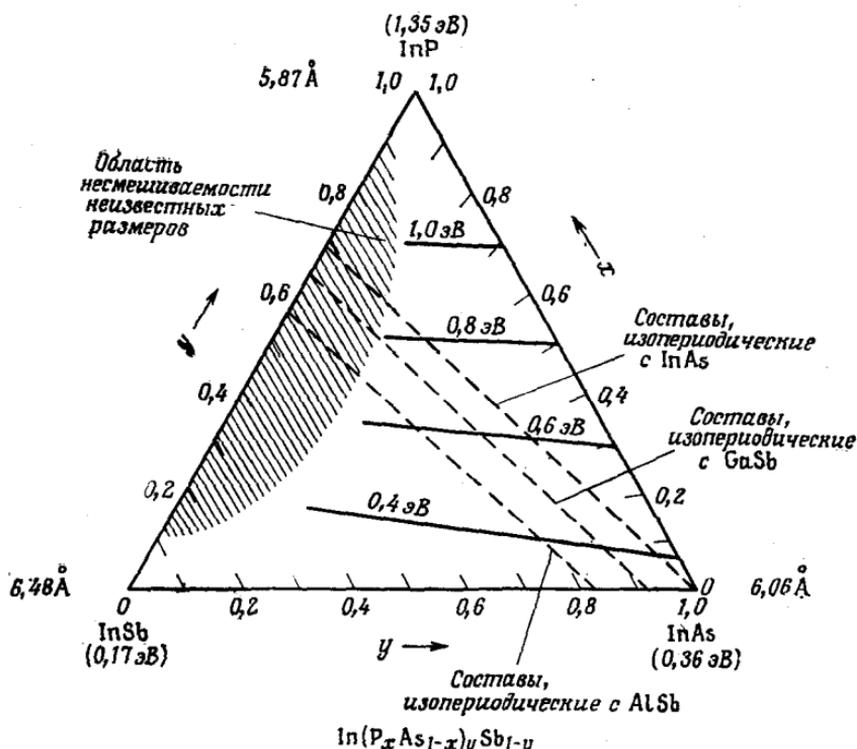
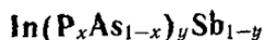


Рис. 5.5.13. Плоскость составов $x-y$ для $\text{In}(\text{P}_x\text{As}_{1-x})_y\text{Sb}_{1-y}$ при 300 К. Изоэнергетические линии, построенные в соответствии с оценочными данными, проведены сплошной чертой. Изопериодические линии для AlSb, GaSb и InAs проведены штриховой линией. Изоэнергетические линии при 0 К можно получить добавлением к указанным значениям 0,06 эВ.

вании, которые связаны с окислением AlSb. Если бы трудности удалось преодолеть, то гетероструктуры вида



давали бы лазерное излучение с энергией фотона от 1,0 эВ (1,24 мкм) до 0,6 эВ (2,07 мкм). Используя рис. 5.5.12, можно определить составы, изопериодические с AlSb.



На рис. 5.5.13 приведено наложение изоэнергетических и изопериодических линий, соответствующих AlSb, GaSb и InAs, на плоскость составов $x-y$. Зависимость ширины запрещенной зоны от состава $\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$ была приведена на рис. 5.3.11. Зависимость E_g от состава $\text{InP}_x\text{Sb}_{1-x}$ не приводится, так как ожидается, что в этом твердом растворе имеется большая область

смешиваемости. Зависимость E_g от состава $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ приведена на рис. 5.3.12. Для того чтобы приблизительно оценить значение E_g четверного твердого раствора, принято, что зависимость ширины запрещенной зоны от состава $\text{InP}_y\text{Sb}_{1-y}$ линейна, хотя вследствие несмешиваемости этот твердый раствор не существует. Диаграмма на рис. 5.5.13 показывает возможность создания изопериодических четверных твердых растворов, обеспечивающих лазерное излучение в диапазоне от 0,6 эВ (2,07 мкм) до 0,3 эВ (4,1 мкм). Прежде чем обсудить возможности создания гетеролазеров, необходимо определить, насколько далеко распространяется в этой системе область несмешиваемости.

6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЛОЕВ ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА ДЛЯ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

Вводные замечания

Для создания комбинаций гетероструктур представляются дополнительные возможности, когда для перехода от периода решетки бинарных подложек к периоду решетки гетероструктуры используются слои переменного состава тройных твердых растворов. Состав изменяется в промежуточном слое между подложкой и гетероструктурой, чтобы активный слой и прилегающие к нему слои имели один и тот же период решетки на гетерограницах активной области. В выращивании слоев тройных твердых растворов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ переменного состава химическим осаждением из газовой фазы (ХОГФ) имеется значительный опыт. Этот опыт был накоплен главным образом при выращивании $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ на GaAs при изготовлении светодиодов красного излучения. Процесс ХОГФ описан в § 7 гл. 6. Слои переменного состава использовались также и в других твердых растворах соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Первый пример использования слоев переменного состава при изготовлении низкопороговых инжекционных лазеров был дан Нейхори и др. [4]. Для изготовления ДГС-лазеров, работающих в непрерывном режиме при комнатной температуре с длиной волны излучения около 1 мкм, они использовали промежуточные слои $\text{GaAs}_z\text{Sb}_{1-z}$ со ступенчатым изменением состава, выращенные на подложках GaAs методом жидкофазной эпитаксии. ДГС состояла из широкозонных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, изопериодических с активным слоем $\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$. Эти ДГС-лазеры будут рассматриваться более подробно ниже в этом параграфе.

В данном параграфе будут рассмотрены проблемы, свойственные только слоям переменного состава. Если наращивать

эпитаксиальный слой на кристаллическую подложку с другим периодом решетки, длины связи в материалах по обе стороны гетероперехода могут несколько отличаться от их нормальных значений. Это различие периодов решетки приводит к деформации. Если рассогласование будет слишком велико, могут образоваться дислокации несоответствия. Для того чтобы определить терминологию и понятия, относящиеся к дислокациям в твердых растворах соединений $A^{III}B^V$, в следующей части этого параграфа будет дано качественное описание дислокаций. Существуют подробные монографии по дислокациям [81, 82], в том числе и обзорная статья [83], специально посвященная дислокациям в полупроводниках со структурой типа алмаза.

Дислокации в кристаллах

Дислокации в кристаллических твердых телах обычно возникают при выращивании или обработке. Дислокации, возникающие при обработке, как правило, образуются в результате пластического течения, вызванного деформацией. Дислокации могут быть чисто краевыми, чисто винтовыми или представлять смесь обоих чистых типов дислокаций. Как показано на рис. 5.6.1, в кристаллах, содержащих атомы одного сорта, краевые дислокации образуются в результате присутствия лишней атомной плоскости. Эта лишняя атомная плоскость может образовываться вследствие деформации кристалла в направлении вектора сдвига (вектора Бюргерса), показанного на рисунке. Ядром дислокации является край лишней плоскости. Плоскость, вдоль которой должны двигаться атомы при образовании дислокаций, называется плоскостью скольжения. Чисто краевая дислокация перпендикулярна вектору сдвига. Краевая дислокация может быть следствием рассогласования периодов решетки на гетерогранице. Для элементарного кубического кристалла этот случай показан на рис. 5.6.2. Она также может быть следствием деформации, вызванной изменением состава в слоях переменного состава. Винтовая дислокация, как и краевая дислокация, может быть создана сдвигом. В этом случае, как показано на рис. 5.6.3, *а*, часть кристалла сдвигается параллельно вектору сдвига, а другая часть неподвижна. Как показано на рис. 5.6.3, *б*, в результате образуется дислокация, параллельная вектору сдвига. Плоскости в кристалле, перпендикулярные вектору сдвига, практически представляют собой единственную атомную плоскость, изогнутую по винтовой поверхности. Линия дислокации совпадает с осью винта, поэтому такая дислокация называется винтовой. Участок кристалла непосредственно в окрестности как краевой, так и винтовой дислокации искажен и поэтому деформирован.

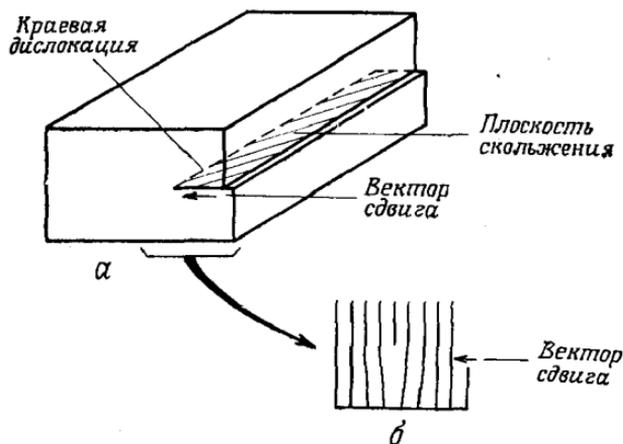


Рис. 5.6.1. Схематическое изображение краевой дислокации. а — макроскопический вид; б — показана лишняя атомная плоскость, возникшая в результате сдвига вдоль плоскости скользяния в направлении вектора скользяния.

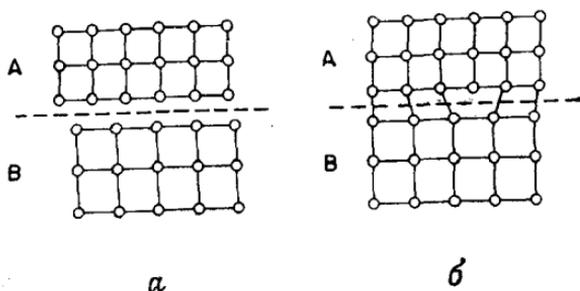


Рис. 5.6.2. Схематическое изображение краевой дислокации, образованной в результате эпитаксиального соединения кристаллов А и В. В кристалле А период решетки меньше, чем в кристалле В; а — кристаллы до соединения; б — кристаллы после эпитаксиального соединения, в результате которого в кристалле А образовалась краевая дислокация.

Здесь полезно указать на использование [81] вектора Бюргера для описания дислокаций. Вектор Бюргера показывает разрыв контура, проведенного в кристаллической решетке от узла к узлу по векторам трансляции в совершенном (без учета упругих деформаций) кристалле. Этот так называемый контур Бюргера таков, что в кристалле без дислокации он замкнут, если же внутри него имеется дислокация, то он разомкнут и вектором Бюргера данной дислокации называется вектор, соединяющий незамкнутые концы контура. Например, на рис. 5.6.2 контур Бюргера для дислокации, перпендикулярной плоскости рисунка, может начинаться в верхнем левом углу. Далее он может быть продолжен на четыре межатомных расстояния вниз, затем на четыре вправо, на четыре вверх и, наконец, на четыре

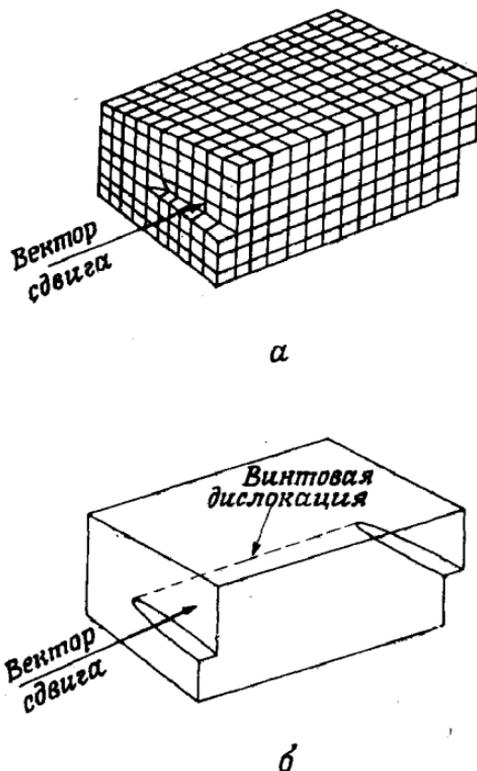


Рис. 5.6.3. Схематическое изображение винтовой дислокации. *а* — микроскопический вид; *б* — иллюстрация параллельности вектора скольжения и линии дислокации.

межатомных расстояния влево. Если кристалл совершенен, контур должен замкнуться. На самом деле для того, чтобы замкнуть описываемый контур, нужно сделать один дополнительный шаг влево. Это и будет вектор Бюргерса b , описывающий дислокацию, вокруг которой проведен контур.

Приведенные здесь рассуждения касаются главным образом кристаллов соединений $A^{III}B^V$. Как было показано на рис. 5.2.1 и 5.2.2, они состоят из атомов двух различных видов, находящихся в своих подрешетках. Атомы III и V групп располагаются таким образом, что ближайшие соседние с ними атомы относятся к другой группе. В этом случае, сдвиг с образованием краевой или винтовой дислокаций должен проходить по паре атомных плоскостей. Для того чтобы за деформированной областью кристалл оставался совершенным, каждая пара должна состоять из плоскостей, относящихся к различным подрешеткам.

Реальные дислокации часто являются смесью винтовой и краевой дислокаций. Их форма может не ограничиваться прямой линией, как у чисто краевых и винтовых дислокаций. В сое-

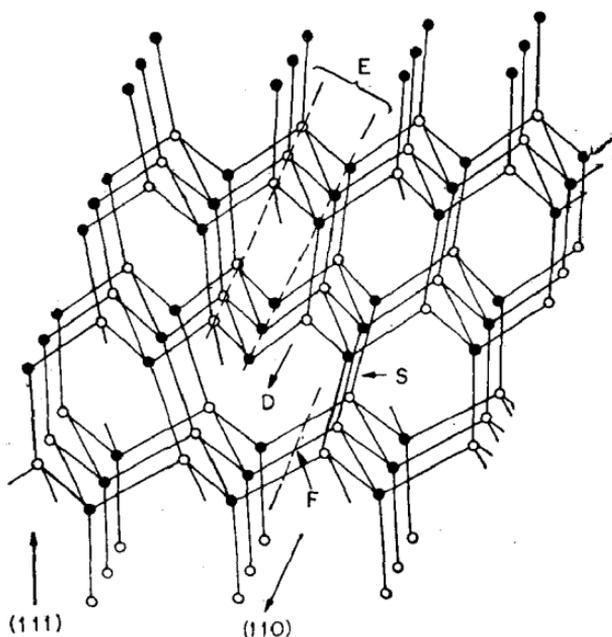


Рис. 5.6.4. Решетка цинковой обманки с шестидесятиградусной дислокацией [84].

в соединениях $A^{III}B^V$ очень распространена дислокация, изображенная на рис. 5.6.4 [84]. Совершенная структура цинковой обманки в таком же виде изображена на рис. 5.2.1. С помощью рис. 5.6.4 можно показать ряд важных черт этих дислокаций. Дислокация, изображенная на рис. 5.6.4, параллельна направлению $\langle 110 \rangle$ в D. Удаление из E плоскости $\{112\}$ [82, 83], в которую входят плоскости двух подрешеток, или введение плоскостей этих двух подрешеток в F, устраняет дислокацию. Вектор Бюргерса расположен под 60° к дислокации, вследствие чего такая дислокация называется шестидесятиградусной. Ее вектор Бюргерса соединяет две соседние плоскости $\langle 110 \rangle$. Обычная матричная запись вектора Бюргерса шестидесятиградусной дислокации следующая: $b = (a/2)\langle 110 \rangle$. Хотя дислокация включает в себя всю деформированную область, интересно отметить, что возможны два явно отличающихся вида шестидесятиградусной дислокации. Реализация каждого из видов зависит от того, к какой группе, III или V, принадлежат атомы, образующие свободный ряд. Если связи в S движутся к свободным связям в D (как может случиться при деформации), дислокация будет двигаться параллельно плоскости скольжения $\{111\}$; при этом общее количество атомов на дислокации не изменяется. Такое движение, при котором общее число атомов на лишней плоскости

не изменяется, называется скольжением. Однако в том случае, когда какая-либо составляющая движения дислокации выходит из возможной плоскости скольжения, в кристалл должна добавляться или выводиться из него часть плоскости $\{112\}$, состоящей из плоскостей двух подрешеток. Такое движение дислокаций, сопровождаемое переносом атомов к дислокации или от дислокации, называется переползанием дислокаций. Второй тип движения дислокаций в большой степени причастен к деградации лазеров. Рассмотрение этого вопроса дано в гл. 8. Настоящий параграф в основном посвящен дислокациям, которые являются следствием деформаций, возникающих из-за неоднородности состава или рассогласования решеток на гетерогранице.

Дислокации в слоях переменного состава

Если все рассогласование решеток на гетерогранице могло бы сказаться только в возникновении краевых дислокаций, как показано на рис. 5.6.2, тогда подложки, не согласованные по периоду решетки, не вызывали бы серьезных трудностей при изготовлении гетеролазеров. Краевые дислокации параллельны плоскости поверхности роста. Они бы полностью заросли при выращивании тонкого эпитаксиального слоя бездислокационного материала над первоначальной границей. Тогда эпитаксиальный материал мог бы служить новой поверхностью подложки для изопериодических гетероструктур, схожих с описанными в § 4 и 5 настоящей главы. К сожалению, экспериментально было обнаружено, что в полученных методами ЖФЭ [85—88] или ХОГФ эпитаксиальных слоях соединений $A^{III}B^V$, рассогласованных по периоду решетки, кроме краевых дислокаций существует большое количество дислокаций, проникающих через выращенную структуру. Эти проникающие дислокации могут быть винтовыми или смешанными. В целях удобства мы будем называть их наклонными дислокациями. Как описано в гл. 8, такие дислокации могут отрицательно влиять на срок службы лазера. К тому же слои полупроводника, содержащие дислокации, возникшие из-за несоответствия периодов решетки, обладают пониженной эффективностью люминесценции в области дислокации [89].

Изменение состава в процессе выращивания слоя проводится для того, чтобы постепенно изменить период решетки от соответствующего подложке до периода решетки твердого раствора требуемого состава. Однако такая процедура не избавляет от возникновения дислокаций, так как все равно должна произойти аккомодация несоответствия решеток. Аккомодации деформаций могут способствовать только краевые дислокации или краевые

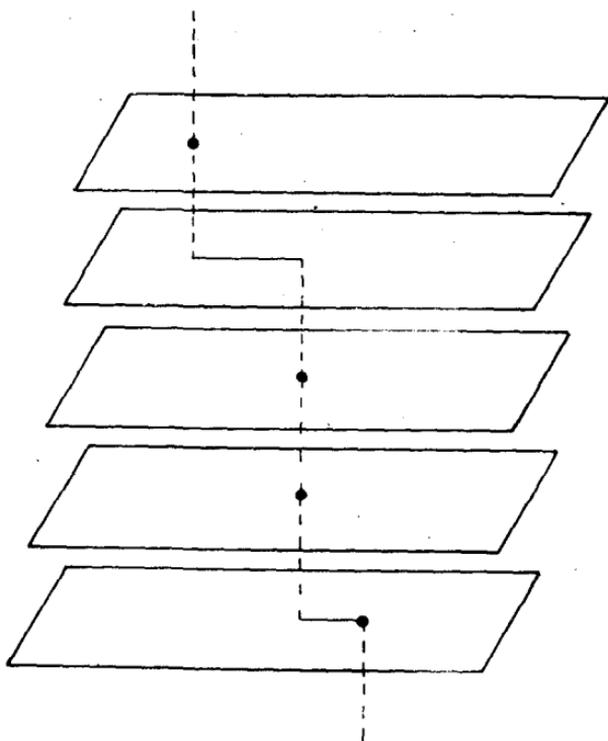


Рис. 5.6.5. Схематическое изображение дислокаций несоответствия. Видно, что дислокации состоят из частей краевых дислокаций, параллельных плоскости роста, и наклонных дислокаций, пронизывающих выращиваемый слой.

компоненты смешанных дислокаций. Такие несовершенства, как дефекты упаковки и дислокации, можно наблюдать методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Электроны по-разному дифрагируют на искаженной области и на остальной решетке кристалла, вследствие чего можно получить изображение дефекта. Применяя ПЭМ, Эйбрэхемс и др. [85] нашли, что в слоях с постоянным градиентом состава плотность наклонных дислокаций остается постоянной. В выращенных на них затем слоях постоянного состава плотность наклонных дислокаций зависела от величины градиента области переменного состава. В соответствии с их моделью, а также с моделью Мэтьюза и др. [87, 88], деформация, вызванная увеличивающимся изменением решетки при выращивании слоя переменного состава, аккомодируется движением участков нижележащих наклонных дислокаций. Это движение увеличивает составляющие дислокаций, параллельные плоскости роста. При таком механизме образуется сетка дислокаций с участками или составляющими каждой дислокации, параллельными плоскости раздела между подложкой

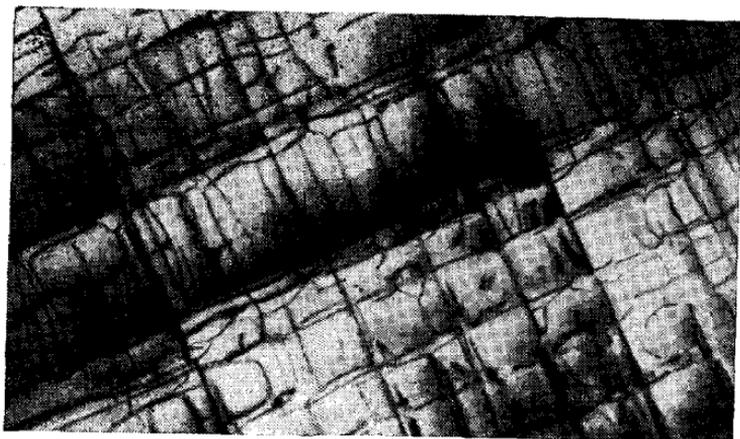


Рис. 5.6.6. Сетка дислокаций в слое $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ переменного состава, выращенного методом ХОГФ на подложке GaAs. Плоскость роста совпадает с плоскостью рисунка. Изображение получено методом просвечивающей электронной микроскопии [85].

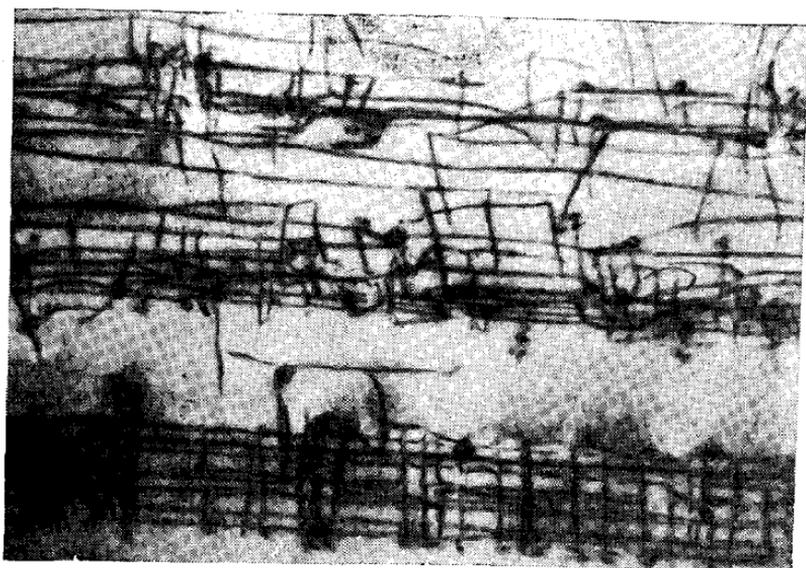


Рис. 5.6.7. Поперечное сечение слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$, выращенного на подложке GaP со ступенчатым изменением состава. Граница между подложкой и слоем расположена в нижней части рисунка. Отчетливо видны три области скопления дислокаций, соответствующие трем ступеням изменения состава. Изображение получено методом просвечивающей электронной микроскопии [86].

выращиваемым слоем. На рис. 5.6.5 схематически показана дислокация такого типа, пересекающая несколько атомных плоскостей. Некоторые плоскости она просто пересекает, но на других она превращается в смешанную дислокацию: тогда, как показано на рисунке, она параллельна ряду атомных плоскостей. В качестве примера на рис. 5.6.6 приведена ПЭМ-микрофотография [85] $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$. Здесь не видны части сетки дислокаций, не удовлетворяющие дифракционному условию для создания изображения в ПЭМ. На рис. 5.6.7 показана ПЭМ-микрофотография $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ со ступенчатым изменением состава. Отчетливо видны три дислокационные области, соответствующие трем ступеням изменения состава.

Как дислокации, часто обнаруживаемые в кристалле-подложке, так и дислокации, образующие сетки, показанные на рис. 5.6.5—5.6.7, обычно называются проникающими дислокациями. В эпитаксиальных слоях соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ переменного состава, выращенных методом ХОГФ, плотность наклонных дислокаций в плоскости, параллельной направлению выращивания, достигает 10^5 — 10^6 см^{-2} . Такая плотность дислокаций может оказаться слишком высокой для инжекционных лазеров или даже для светодиодов (СИД) высокой яркости, в которых необходим большой срок службы (гл. 8). Существуют, однако, данные, указывающие на то, что плотность наклонных дислокаций может быть уменьшена. Резкое уменьшение плотности наклонных дислокаций достигается скачкообразным изменением состава [88], так чтобы рассогласование периодов решетки приводило к образованию дислокаций несоответствия. На рис. 5.6.7 можно наблюдать три отчетливо выраженные дислокационные сетки высокой плотности, состоящие из краевых дислокаций, параллельных плоскости роста, однако в области, выращенные между ними, проникает сравнительно небольшое число дислокаций. Состав этого слоя менялся не постепенно, а ступенчато. Для развития методов уменьшения до приемлемого уровня плотности наклонных дислокаций в слоях переменного состава требуются дополнительные исследования.

Розгони и др. [62, 65, 66] показали одно интересное и, может быть, полезное применение деформаций, связанных с несоответствием решеток, при эпитаксиальном выращивании. Как было описано в предыдущем параграфе для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$, напряжения, возникающие в эпитаксиальных слоях при комнатной температуре, могут быть резко уменьшены введением в раствор, используемый для выращивания $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, малого количества P, так чтобы получился твердый раствор $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ с $y \approx 0,01$. Добавление малых количеств фосфора позволяет точно управлять рассогласованием решеток. Когда добавление фосфора дает как раз такое рассогласование решеток при темпера-

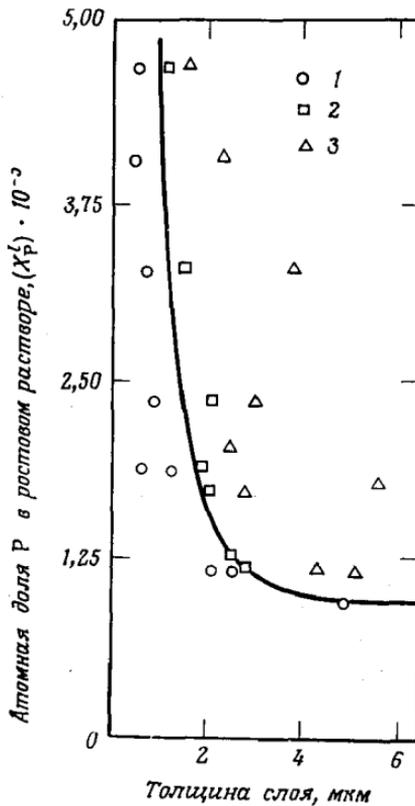


Рис. 5.6.8. Порог образования дислокаций несоответствия в слоях $\text{Al}_{0,34}\text{Ga}_{0,66}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$, выращенных методом ЖФЭ при 800°C на подложках GaAs [62]. 1 — дислокации несоответствия отсутствуют; 2 — однонаправленный род дислокаций; 3 — перекрестная сетка дислокаций.

туре выращивания, при котором начинается образование дислокаций на границе GaAs— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$, было отмечено образование однонаправленного ряда краевых дислокаций. Во многих случаях дислокации этого ряда начинались с проникающих дислокаций в подложке. При подходящих толщине и составе слоя дислокации подложки, которые иначе просто проросли бы в эпитаксиальный слой, оказываются изогнутыми силой деформации рассогласования, превращаясь, таким образом, в дислокации несоответствия. Далее такие дислокации распространяются к краю кристалла и, таким образом, эпитаксиальный слой выше границы подложка — слой остается сравнительно бездислокационным. Если, однако, рассогласование при температуре выращивания слишком велико, наблюдается перекрестная сетка проникающих дислокаций, схожая с показанными на рис. 5.6.6 и 5.6.7. Из рис. 5.6.8 для эпитаксиальных слоев

$\text{Al}_{0,34}\text{Ga}_{0,66}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ показано, при какой толщине слоя и концентрации фосфора в расплаве при 800°C нет дислокаций несоответствия и когда появляются ряды дислокаций или перекрестные сетки. Это исследование материалов, полученных ЖФЭ, и работа Эйбрэхемса и др. [85, 86], касающаяся материалов, полученных ХОГФ, показывают возможность применения такой методики выведения дислокаций из эпитаксиального слоя при соответствующем выборе значений составов для роста и величин их градиента.

Гетеролазеры с использованием слоев переменного состава

Исследование гетеролазеров со слоями переменного состава было стимулировано желанием получить гетеролазеры на тройных или четверных твердых растворах, излучающие в диапазоне $1\text{--}1,4$ мкм для волоконных оптических линий, или лазеры, излучающие в видимой области спектра. При использовании слоев переменного состава для гетеролазеров были осуществлены следующие три способа:

а) на подложке GaAs выращивались слои $\text{GaAs}_z\text{Sb}_{1-z}$ со ступенчатым изменением состава для того, чтобы создать лазер с активной областью $\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$;

б) на подложке GaAs выращивались слои $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ с градиентом состава, для того чтобы создать лазер с активной областью на $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$;

в) выращивались гетероструктуры на «подложке» $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$, которая в свою очередь была выращена с градиентом состава на GaAs.

В остальной части этого параграфа будут рассмотрены гетеролазеры, изготовленные из некоторых гетероструктур с плавным или ступенчатым изменением состава.

Применение четверного твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ в качестве широкозонного полупроводника в ДГС-лазере с активной областью на $\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$ позволяет создать гетеролазеры, излучающие в диапазоне $1,0\text{--}1,1$ мкм. Диаграмма «ширина запрещенной зоны — период решетки — состав» для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ была дана на рис. 5.5.4. Изменение периода решетки четверного твердого раствора в основном происходит при изменении y . Интересующая нас область составов тройного твердого раствора для активной области, в которой $E_g \approx 1,2$ эВ при $y \approx 0,88$, лежит в верхней левой части рис. 5.5.4. Как показано на рисунке, составы с тем же y , но с $x \geq 0,3$ могут использоваться для широкозонной части гетероструктуры.

Сугияма и Сайто использовали метод ЖФЭ для выращивания на GaAs слоев $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ толщиной примерно 20 мкм, на

которых затем была выращена ДГС



с $x \approx 0,2-0,3$ и $y \approx 0,85$. Длина волны излучения лазеров, изготовленных на основе этой ДГС, составляла при комнатной температуре $0,980$ мкм с пороговой плотностью тока $J_{\text{пор}}(300\text{ K}) = 8,5 \cdot 10^3$ А/см. Толщина активной области в этом случае была равна $0,8$ мкм.

Нейхори и др. [4, 91, 92] также использовали ЖФЭ для выращивания слоев $\text{GaAs}_z\text{Sb}_{1-z}$ со ступенчатым изменением состава на подложке GaAs. Для снятия напряжений последовательно выращивались слои с $z = 0,975; 0,942; 0,907$. Были изготовлены лазеры полосковой геометрии (§ 6 гл. 7), в которых для электрической изоляции применялась протонная бомбардировка. В импульсном режиме [92] $J_{\text{пор}}(300\text{ K})$ была снижена до $1,2 \cdot 10^3$ А/см, а в непрерывном режиме [4] — до $2,1 \cdot 10^3$ А/см². Для гетероструктур типичным был состав $x \approx 0,4$, $y \approx 0,8$, что дает ДГС



В большинстве лазеров длина волны излучения лежала в диапазоне $1,00-1,06$ мкм; лучшие лазеры излучали на длинах волн около $1,00$ мкм. Толщина активной области была уменьшена до $0,3$ мкм. Величина дифференциальной квантовой эффективности достигала $0,35$ [92]. Для лучших образцов $J_{\text{пор}}(300\text{ K})/d \approx \approx 4,0 \cdot 10^3$ А/см²·мкм [92].

Хотя толщина активной области ДГС-лазеров, изготовленных Нейхори и др. [4], была вдвое меньше, чем в лазерах, изготовленных Сугиямой и Сайто [90], по-видимому, снижение $J_{\text{пор}}(300\text{ K})$ было достигнуто главным образом за счет применения слоев со ступенчатым изменением состава. Возможно, что при использовании ступенчатого изменения состава была уменьшена плотность наклонных дислокаций, что привело к большему кристаллическому совершенству в области изопериодической ДГС. Нет, однако, оснований считать, что использование слоя со ступенчатым изменением состава приводит к очень малым плотностям наклонных дислокаций. В этой системе наклонные дислокации могут создать серьезные проблемы при выращивании лазеров с большим сроком службы. Первоначальный успех, достигнутый при использовании этой системы, говорит в пользу дальнейших усилий по совершенствованию процессов роста слоев со ступенчатым изменением состава или по выращиванию объемных кристаллов $\text{GaAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ для подложек.

Другой тип ДГС-лазеров, излучающих в диапазоне длин волн около 1 мкм, в котором нужно использовать слой перемен-

Гетеролазеры на подложках GaP_xAs_{1-x}

Гетероструктура	$I_{\text{пор}}$, кА/см ²	Температура, К	Длина волны излучения, мкм	Литература	Примечания
Al _x Ga _{1-x} P _y As _{1-y} — Al _{x'} Ga _{1-x'} P _y As _{1-y'} ¹⁾ $x > x'$	10	300	0,845	[95]	ЖФЭ на подложке GaP _{0,07} As _{0,93}
GaP _{0,4} As _{0,6} ¹⁾ — Ga _{0,7} In _{0,3} P _{0,99} As _{0,01}	14	77	0,636	[96]	ЖФЭ на подложке GaP _{0,38} As _{0,62}
Ga _{0,63} In _{0,37} P	10 ²	77	0,590	[97]	ЖФЭ на подложке GaP _{0,25} As _{0,75}
GaP _{0,32} As _{0,68} ¹⁾ — Ga _x In _{1-x} P _{0,99} As _{0,01}	—	4,2, 77	—	[98]	Исследовались линии пар атомов азота и А-линия азота в GaP _x As _{1-x}
Ga _{0,66} In _{0,34} P _{0,99} As _{0,01} — Ga _{0,77} In _{0,23} P _{0,79} As _{0,21} ¹⁾	20	300	0,647	[99]	ЖФЭ на подложке GaP _x As _{1-x}
GaP _{0,3} As _{0,7} ¹⁾ — Ga _{0,66} In _{0,34} P	3,4	300	0,700	[101]	ХОГФ на подложке GaP _x As _{1-x}

1) Материал активной области.

ного состава, был изучен Ньюезом и Олсеном [93]. Как описано в § 4 этой главы, $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ изопериодичен GaAs , а рис. 5.4.1 показывает, что $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ изопериодичен $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ при $x < x'$ в широком интервале составов. Для лазеров, исследованных Ньюезом и Олсеном [93], методом ХОГФ на подложке GaAs был выращен слой $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$, в котором x менялся от 0,51 у подложки до 0,32. Затем была выращена ДГС



в которой p — n -переход лежал внутри активной области. При комнатной температуре длина волны нескольких лазеров номинально с одним и тем же составом варьировалась от 1,025 до 1,15 мкм, а $J_{\text{пор}}$ (300 К) составлял $15 \cdot 10^3$ А/см². Те же соображения, что были рассмотрены в § 4 этой главы и иллюстрировались рис. 5.4.2 и 5.4.3, находят на мысль, что увеличение концентрации акцепторов в P -слое улучшит ограничение для электронов в этом ДГС-лазере. Последующая работа Ньюеза и др. [94] привела к улучшению качества материала и получению ДГС-лазеров с $J_{\text{пор}}$ (300 К) $\approx 10^3$ А/см² в импульсном режиме на длине волны излучения около 1,0 мкм. Такие лазеры работали в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Для исследования гетеролазеров, дающих видимое излучение, Холоньяк и др. [95—100] и Крессел и др. [101] изучили образцы тройных и четверных систем, выращенных на $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$. Слои $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ достаточно большой толщины, выращенные методом ХОГФ на GaAs , использовались в качестве подложки для последующего выращивания слоев методами ЖФЭ или ХОГФ. В ДГС-лазерах на $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$, в которых x и y изменялись таким образом, чтобы получить различные значения ширины запрещенной зоны при постоянном периоде решетки, было получено излучение с длиной волны 0,647 мкм при комнатной температуре [100]. Данные по некоторым гетероструктурам, выращенным на $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ методом ХОГФ, приведены в табл. 5.6.1.

§ 7. БИНАРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ И ИХ РАСТВОРЫ

Вводные замечания

Первоначально исследования соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ были вызваны их применением в качестве инфракрасных детекторов теплового излучения. Позже эти материалы были использованы для изготовления инжекционных лазеров, применяемых в спектроскопии сверхвысокого разрешения и контроле загрязнения [102]. У этих материалов ширина запрещенной зоны мала, обычно менее $\sim 0,35$ эВ, и в гомолазерах можно при низкой температуре получить излучение от ~ 3 до ~ 30 мкм. На основе

гетеропереходов $\text{PbTe} - \text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ были изготовлены лазеры как на ОГС [103,104], так и на ДГС [105—108]. ДГС-лазеры имели гораздо лучшие характеристики, чем гомолазеры. Имеется ограниченное число публикаций, посвященных ОГС- и ДГС-лазерам на основе $\text{PbS} - \text{PbS}_{1-x}\text{Se}_x$ [109, 110]. Длина волны излучения гетеролазеров на основе соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ определяется как составом активной области, так и рабочей температурой. В работе Уолпола и др. [108] для ДГС-лазеров, работающих в непрерывном режиме вплоть до 114 К, была получена перестройка длины волны излучения от 15,9 до 8,54 мкм.

В противоположность системам $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ рассогласование периодов решетки в гетероструктурах на основе соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ не сказывается отрицательно ни на выращивании гетероструктур, ни на работе лазера. По-видимому, свободные поверхности или рассогласованные границы гетероперехода не приводят к легко измеримым концентрациям центров безызлучательной рекомбинации при рабочих температурах. Кроме того, как будет описано в гл. 6, на электропроводность соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ часто влияют вакансии решетки, которые ведут себя как ионизованные доноры или акцепторы. От этих свойств зависят условия, выбираемые для эпитаксиального выращивания, и это ограничивает применимость некоторых соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$. Эпитаксиальные слои выращиваются методом ЖФЭ [104—107], весьма схожим с описанным в гл. 6 для соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Выращивание их ведется также с использованием техники эпитаксии из молекулярных пучков (ЭМП) [108, 111], измененной с учетом отличия вида испаряемых веществ от веществ, используемых в системах $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, и влияния нестехиометрии на концентрацию носителей (гл. 6). В дополнение к лазерам на основе $\text{PbTe} - \text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с резонатором Фабри—Перо¹⁾ [108] использование техники ЭМП позволило изготовить лазеры с распределенной обратной связью [111] (§ 12 гл. 7). Большая часть этого параграфа будет посвящена описанию свойств узкозонных полупроводниковых соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ и тройных твердых растворов на их основе, важных для изучения гетеролазеров. Также будет дано краткое описание полученных ДГС-лазеров на основе соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ и свойств этих лазеров.

Свойства бинарных соединений, используемые в гетеролазерах

Интересующие нас соединения $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ образуются между Sn и Pb (IV группа) и S, Se и Te (VI группа). Они кристаллизуются в структуре каменной соли (NaCl). Как показано на

¹⁾ В советской литературе теперь используется термин «плоский резонатор». — *Прим. перев.*

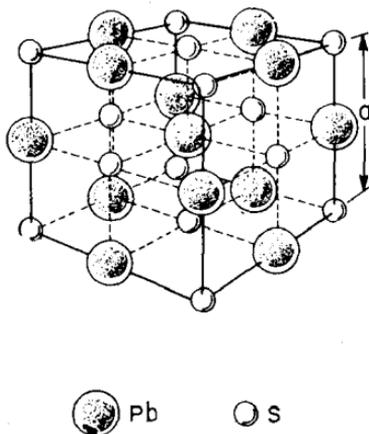


Рис. 5.7.1. Элементарная ячейка PbS, кристаллизующегося в структуре каменной соли. Показан период решетки a .

рис. 5.7.1 для PbS, каждый атом имеет шесть ближайших соседей. Здесь же показан период решетки a . Периоды решетки трех соединений свинца и SnTe приведены в табл. 5.7.1.

Таблица 5.7.1

Свойства бинарных соединений $A^{IV}B^{VI}$

Соединение	Постоянная решетки при 299 К		Ширина запрещенной зоны E_g , эВ						Эффективная масса плотности состояний при 4 К, $m_n = m_p$	Лит-ра	Диэлектрическая проницаемость ϵ при 77 К	Лит-ра
	a , Å	Лит-ра	4 К	Лит-ра	77 К	Лит-ра	300 К	Лит-ра				
PbS	5,9362	[168]	0,286	[115]	0,307	[115]	0,41	[114]	$0,22m_0$	[102]	$184\epsilon_0$	[113]
PbSe	6,124	[168]	0,165	[115]	0,176	[115]	0,27	[114]	$0,12m_0$	[102]	$227\epsilon_0$	[113]
PbTe	6,462	[169]	0,190	[115]	0,217	[115]	0,31	[114]	$0,13m_0$	[102]	$428\epsilon_0$	[113]
SnTe	6,303	[168]	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Зонная структура бинарных соединений $A^{IV}B^{VI}$ [112] может быть представлена диаграммой зависимости энергии от волнового вектора, схожей с рис. 4.2.1 для GaAs. Максимум валентной зоны и минимум зоны проводимости лежат в направлении [111] при $k = \pi/a$ в отличие от соединений $A^{III}B^V$, в которых максимум валентной зоны лежит при $k = 0$. Таким образом, эти материалы являются прямозонными в точке L , а не в точке Γ . В бинарных соединениях на основе Pb зона проводимости относится к L_{6-} , а валентная зона — к L_{6+} . Однако в SnTe зоны инвертированы и L_{6+} — зона проводимости, а L_{6-} — валентная

зона. Подробное обсуждение зонной структуры можно найти в обзорах Хармана и Мелнгейлеса [102] и Долвена [113]. Значения ширины запрещенной зоны при трех температурах даны в табл. 5.7.1. Графики температурных зависимостей ширины запрещенной зоны построены на рис. 5.7.2. Этот рисунок показывает, что температурная зависимость E_g для соединений $A^{IV}B^{VI}$ противоположна температурной зависимости E_g для соединений $A^{III}B^V$, представленной выражением (5.2.1). Из-за отсутствия данных по значениям электронного сродства или ΔE_c и ΔE_v трудно обсуждать энергетические зонные диаграммы гетеропереходов на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$, хотя получение низких значений порогового тока в ДГС-лазерах указывает на реализацию ограничения для носителей. Валентная зона и зона проводимости практически являются зеркальным отражением друг друга. Как видно из табл. 5.7.1, такое подобие приводит к равным значениям эффективных масс, плотности состояний для электронов и дырок. Последними в табл. 5.7.1 указаны значения диэлектрической проницаемости. В соединениях $A^{IV}B^{VI}$ значения ϵ на порядок больше, чем в соединениях $A^{III}B^V$. Теплопроводность этих соединений равна приблизительно 0,1 Вт/(см·град) при 77 К [113]. Земель и др. [114] измеряли показатель преломления при 77, 300 и 373 К в широком интервале энергий фотона. Результаты этих измерений для 77 К приведены на рис. 5.7.3. Другие свойства описаны в [102, 113—116].

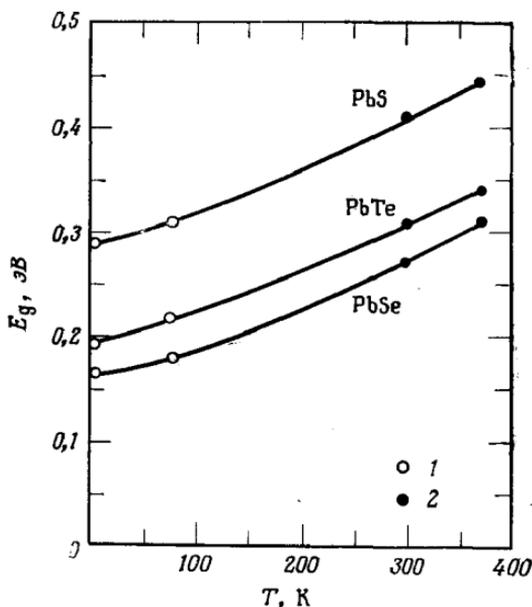


Рис. 5.7.2. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны PbS, PbSe и PbTe. 1 — данные [114], 2 — данные [115].

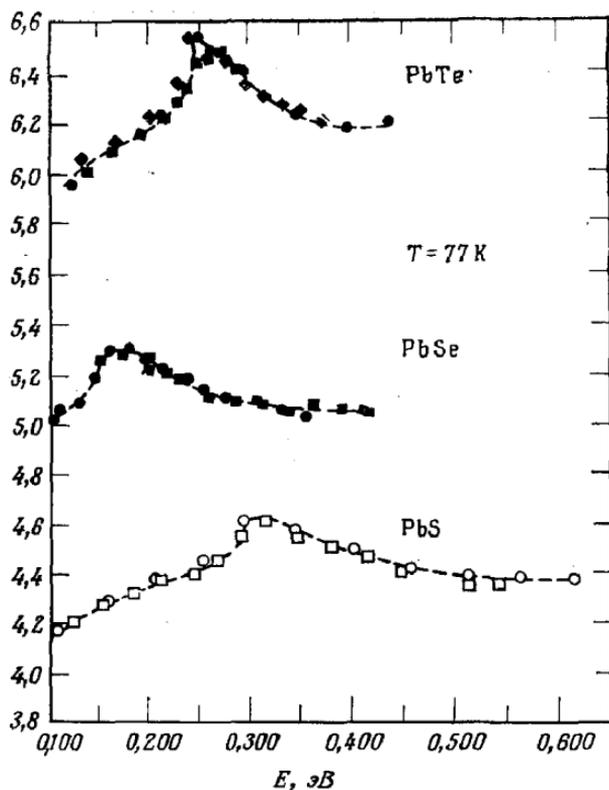


Рис. 5.7.3. Зависимость показателя преломления от энергии фотона [114].

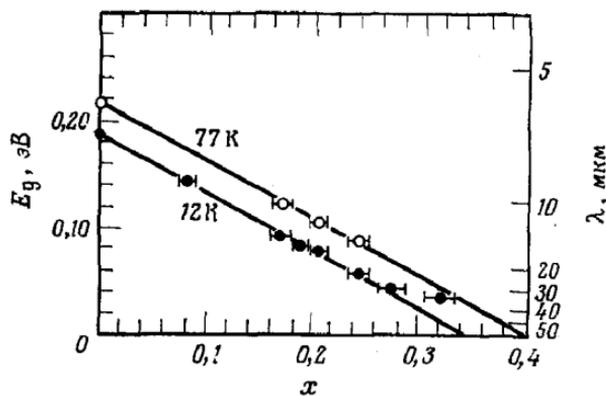


Рис. 5.7.4. Ширина запрещенной зоны и длина волны излучения лазера на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ [117].

$Pb_{1-x}Sn_xTe$

Зависимость ширины запрещенной зоны от состава $Pb_{1-x}Sn_xTe$ была получена из данных по излучению гомолазеров [117]. Результаты этих измерений показаны на рис. 5.7.4. Как следует из теоретической зонной модели для $Pb_{1-x}Sn_xTe$ [118], запрещенная зона сначала уменьшается с увеличением x , так как валентная зона L_{6+} и зона проводимости L_{6-} приближаются друг к другу. При каком-то промежуточном составе E_g проходит через нуль, происходит инверсия зон, зоной проводимости становится L_{6+} , валентной зоной — L_{6-} , и при дальнейшем увеличении x E_g начинает увеличиваться. Экстраполяция данных рис. 5.7.4 для зависимости E_g от состава показывает, что в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ E_g приближается к нулю при $x \approx 0,35$. Зависимость E_g от состава при 12 К для $x < 0,35$ может быть представлена в виде [102]

$$E_g (\text{эВ}) = 0,19 - 0,543x. \quad (5.7.1)$$

По всей видимости, при $x > 0,35$ ширина запрещенной зоны также линейно меняется с составом. Егер и Шуберт [119] определили показатель преломления $Pb_{1-x}Sn_xTe$ для некоторых значений x при комнатной температуре.

В гетеролазерах на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$ наиболее успешно применялись гетеропереходы $PbTe-Pb_{1-x}Sn_xTe$. Гроувз и др. [106] изготовили методом ЖФЭ лазер на гетероструктуре



Составляющей гетероструктуры $P-PbTe$ служила пластина, ориентированная в плоскости $\{100\}$, выращенная методом Бриджмена из расплава, легированного таллием. Активной областью служил слой $n-Pb_{0,88}Sn_{0,12}Te$. В соответствии с выражением (2.2.36) длина волны внутри активной области равна длине волны в вакууме, деленной на показатель преломления \bar{n} . Для номинального значения $\lambda_0 \approx 10$ мкм и $\bar{n} \approx 5,0$ длина волны в активной области составляет приблизительно 2 мкм. Поэтому в ДГС-лазерах на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$ толщина активной области обычно ≥ 2 мкм, что на порядок величины больше, чем в типичных ДГС-лазерах непрерывного режима на основе соединений $A^{III}B^V$. В предположении линейной зависимости периода решетки от состава рассогласование периодов решетки между $PbTe$ и $Pb_{0,88}Sn_{0,12}Te$ при комнатной температуре составляет всего 0,3%. Методом ЖФЭ были изготовлены приборы полосковой геометрии с полосками шириной 50 мкм, сделанными в покрытии MgF_2 , нанесенном на подложку $PbTe$. Эти приборы работали в непрерывном режиме при 77 К с $J_{\text{пор}}(77 \text{ К}) =$

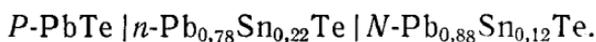
$= 4,2 \cdot 10^3$ А/см². Длина волны излучения была 8,35 мкм, а мощность — приблизительно 1 мВт при $7,5 \cdot 10^3$ А/см².

Томасетта и Фонстед также изготовили ДГС-лазеры методом ЖФЭ [105, 107]. Они использовали подложки PbTe как *n*-, так и *p*-типа [105]. Наименьшие пороги были получены для ДГС



выращенной на подложке *P*-PbTe. Активный слой был *n*-типа проводимости. При толщине активной области, равной 4 мкм, $J_{\text{пор}}$ (77 К) $\approx 1,2 \cdot 10^3$ А/см² в импульсном режиме. Экспериментальные значения $J_{\text{пор}}(T)$ сравниваются с теоретическими в [107].

Уолпол и др. [108] изготовили ДГС-лазеры с асимметричной структурой



Эти структуры были выращены методом ЭМП на легированных таллием подложках *P*-PbTe, полученных методом выращивания из пара на затравке в вертикальной системе. Активной областью служил слой *n*-Pb_{0,78}Sn_{0,22}Te. Легирование *n*- и *N*-слоев осуществлялось добавлением Bi или TlSe в источники пара. На рис. 5.7.5 показаны температурные зависимости длины волны излучения и $J_{\text{пор}}$ в непрерывном режиме. Уолпол и др. [111, 120] также изготовили лазеры с распределенной обратной связью на PbTe—Pb_{1-x}Sn_xTe, в которых слои выращивались методом ЭМП.

Pb_{1-x}Sn_xSe

Зависимость ширины запрещенной зоны от состава Pb_{1-x}Sn_xSe была выведена из данных по энергии фотона излучения гомолазеров [121]. Результаты этих измерений для 12 К показаны на рис. 5.7.6. В этой системе E_g проходит через нуль при $x = 0,15$. Так же, как и в случае Pb_{1-x}Sn_xTe, при значении x , большем 0,15, происходит инверсия зоны проводимости и валентной зоны. Коэффициент температурной зависимости ширины запрещенной зоны dE_g/dT положителен при $x \leq 0,10$, но становится отрицательным при $x \geq 0,19$ [121]. Несмотря на то что гомолазеры были получены в диапазоне составов $0 \leq x \leq 0,4$, сообщений о гетеролазерах в этой системе нет. Отсутствие гетеролазеров на Pb_{1-x}Sn_xSe, наверное, можно объяснить тем, что они перекрывают тот же спектральный интервал, что гетеролазеры на основе твердого раствора Pb_{1-x}Sn_xTe, в котором влияние собственных ионизованных дефектов на проводимость не столь значительно.

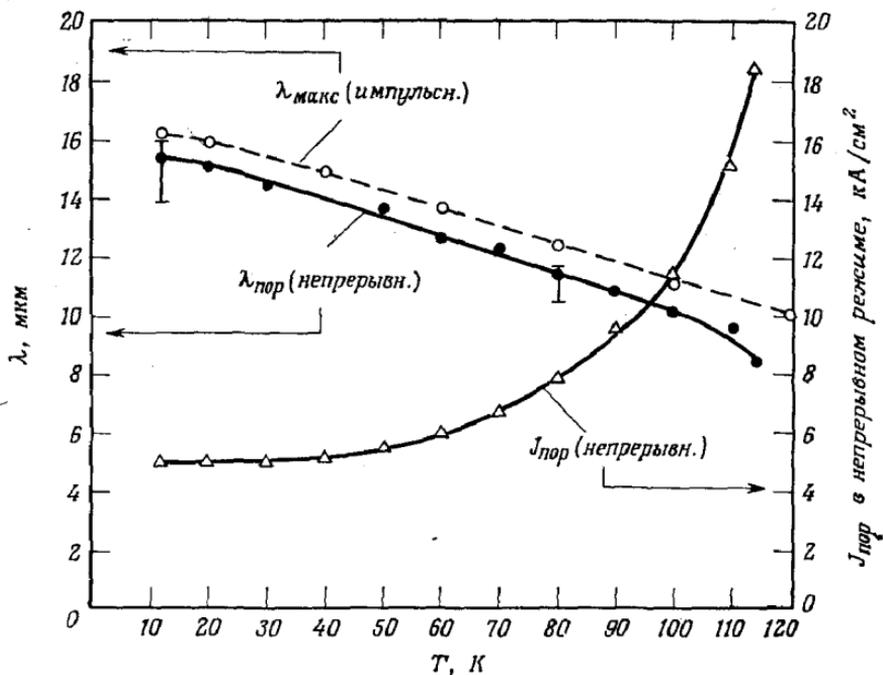


Рис. 5.7.5. Температурная зависимость длины волны излучения и пороговой плотности тока ДГС-лазеров на основе $\text{PbTe} - \text{Pb}_{0,782}\text{Sn}_{0,218}\text{Te}$ [108].

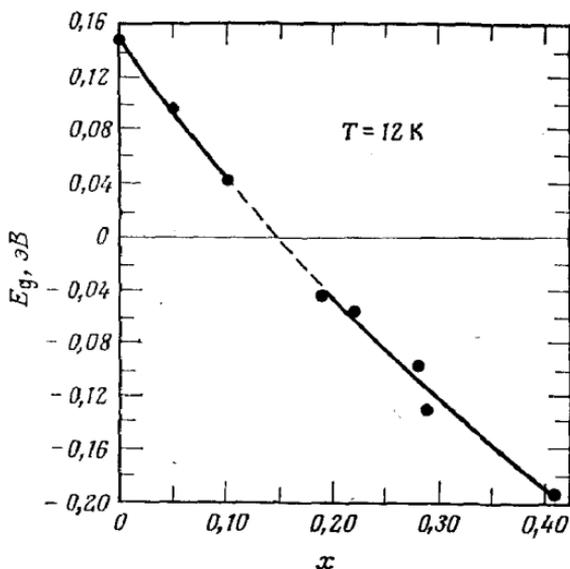


Рис. 5.7.6. Зависимость величины энергетического зазора, соответствующего прямым переходам в точке L , от состава $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ [121].

$\text{PbS}_{1-x}\text{Se}_x$

Зависимость ширины запрещенной зоны от состава $\text{PbS}_{1-x}\text{Se}_x$ была определена из данных по энергиям фотона излучения лазеров на PbS и PbSe с накачкой электронным пучком, работающих при 20 К [122]:

$$E_g (\text{эВ}) = 0,289 - 144x. \quad (5.7.2)$$

Мак-Лейн и Слиджер [109] изготовили ДГС-лазеры на основе



используя метод ЭМП. Эти приборы работали в непрерывном режиме при 12 К с $J_{\text{пор}}(12 \text{ К}) = 60 \text{ А/см}^2$ на длине волны 6,1 мкм.

Прайер и др. [110] изготовили ДГС-лазеры на основе PbS — $\text{PbS}_{0,6}\text{Se}_{0,4}$, выращенные методом ЭМП на подложках PbS n -типа, полученных осаждением из газовой фазы. Путем подбора компенсирующего давления Se , были выращены активные слои как n -, так и p -типа проводимости. Лазеры полосковой геометрии были получены методом зарастивания полосок шириной 100 мкм, сделанных в покрытии MgF_2 , нанесенном на подложку PbS . Наилучший результат — получение непрерывного режима работы вплоть до 96 К — был получен при $d \approx 1 \text{ мкм}$. При 77 К $J_{\text{пор}}(77 \text{ К}) = 400 \text{ А/см}^2$, а длина волны излучения лежала около 5 мкм.

PbS — PbSe

Прайер и др. [123] изготовили лазеры на основе ДГС PbS — PbSe — PbS и наблюдали непрерывный режим работы при температурах теплоотвода вплоть до 120 К, а импульсный режим — вплоть до 180 К. Длина волны излучения могла переживать температуру от 6,5 до 8,5 мкм. При 77 К были получены пороговые токи плотностью менее 10^3 А/см^2 на длине волны излучения $\sim 7,5 \text{ мкм}$.

§ 8. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Выше было описано большое количество возможных гетероструктур для получения лазерного излучения в диапазоне от 0,6 до 15 мкм. Привлекательность каждой из этих гетероструктур будет зависеть от того, насколько важны потенциальные применения лазеров на данной длине волны, и от того, трудно ли вырастить образцы гетероструктур достаточно высокого качества. Даже о гетероструктурах GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ нужно еще многое узнать для того, чтобы с высоким выходом делать при-

боры, обладающие большим сроком службы. В следующей главе будут обсуждаться вопросы химии фаз, играющие большую роль при эпитаксиальном росте, а затем последует описание нескольких методов эпитаксиального выращивания.

Литература

1. *Osanai H., Shioda T., Moriyama T., Araki S., Horiguchi M., Izawa T., Takata H.*, Electron. Lett., **12**, 549 (1976).
2. *Cohen L. G., Lin C.*, Appl. Optics, **16**, 3136 (1977).
3. *Horiguchi M.*, Electron. Lett., **12**, 310 (1976).
4. *Nahory R. E., Pollack M. A., Beebe E. D., DeWinter J. C., Dixon R. W.*, Appl. Phys. Lett., **28**, 19 (1976).
5. *Hsieh J. J., Rossi J. A., Donnelley J. P.*, Appl. Phys. Lett., **28**, 709 (1976).
6. *Nuese C. J., Olsen G. H., Ettenberg M., Gannon J. J., Zamerowski T. J.*, Appl. Phys. Lett., **29**, 807 (1976).
7. *Jordan A. S., Von Nieda A. R., Caruso R., Kim C. K.*, Journ. Electrochem. Soc., **121**, 153 (1974).
8. *Potts H. R., Pearson G. L.*, Journ. Appl. Phys., **37**, 2098 (1966).
9. *Driscoll C. M. H., Willoughby A. F. W., Mullin J. B., Straughan B. W.*, Gallium Arsenide and Related Compounds, 1974, Inst. of Phys., London, 1975, p. 275.
10. *Varshni Y. P.*, Physica, **34**, 149 (1967).
11. *Neuberger M.*, Handbook of Electronic Materials, Vol. 2, III—V Semiconducting Compounds, Plenum Press, New York, 1971.
12. *Sell D. D., Casey H. C., Jr., Wecht K. W.*, Journ. Appl. Phys., **45**, 2650 (1974).
13. *Fern R. E., Onton A.*, Journ. Appl. Phys., **42**, 3499 (1971).
14. *Seraple D. T. F.*, Journ. Appl. Phys., **35**, 1241 (1964).
15. *Seraphin B. O., Bennett H. E.*, Semiconductors and Semimetals, eds. Willardson R. K., Beer A. C., Vol. 3, Academic Press, New York, 1967, p. 499. (Имеется перевод: Серафин Б., Беннет Х. В кн.: Оптические свойства полупроводников A^{III}B^V. — М.: Мир, 1970, с. 445.)
16. *Maycock P. D.*, Solid-State Electron., **10**, 161 (1967).
17. *Van Vechten J. A., Bergstresser T. K.*, Phys. Rev., **B1**, 3351 (1970).
18. *Berolo O., Woolley J. C., Van Vechten J. A.*, Phys. Rev., **B8**, 3794 (1973).
19. *Casey H. C., Jr., Sell D. D., Panish M. B.*, Appl. Phys. Lett., **24**, 63 (1974).
20. *Clark G. D., Holonyak N., Jr.*, Phys. Rev., **156**, 913 (1967).
21. *Casey H. C., Jr.*, Journ. Appl. Phys., **45**, 2776 (1974).
22. *Afromowitz M. A.*, Solid State Commun., **15**, 59 (1974).
23. *Wemple S. H., DiDomenico M., Jr.*, Phys. Rev., **B3**, 1338 (1971).
24. *Afromowitz M. A.*, Journ. Appl. Phys., **44**, 1292 (1973).
25. *Neuberger M.*, Handbook of Electronic Materials, Vol. 7, III — V Ternary Semiconducting Compounds — Data Tables, Plenum Press, New York, 1972.
26. *Onton A.*, Festkörperprobleme XIII — Advances in Solid State Physics, Pergamon (Vieweg), London and New York, 1973, p. 59.
27. *Onton A., Chicotka R. J.*, Journ. Appl. Phys., **41**, 4205 (1970).
28. *Lorenz M. R., Onton A.*, Proc. 10th Int. Conf. Phys. Semiconduct., Cambridge, Massachusetts, eds. Keller S. P., Hensel J. C., Stern F., U. S. Atomic Energy Comm., Washington, D. C., 1970, p. 444.
29. *Воробкало Ф. М., Глинчук К. Д., Коваленко В. Ф.* ФТП, **9**, 998 (1975).
30. *Mathieu H., Auvergne D., Merle P., Rustagi K. C.*, Phys. Rev., **B12**, 5846 (1975).
31. *Bedair S. M.*, Journ. Appl. Phys., **47**, 4145 (1976).

32. Cheng K. Y., Pearson G. L., Bauer R. S., Chadi D. J., Bull. Amer. Phys. Soc., **21**, 365 (1976).
33. Isomura S., Prat F. G. D., Woolley J. C., Phys. Status Solidi(b), **65**, 213 (1974).
34. Lee M. H., Holonyak N., Jr., Hitchens W. R., Campbell J. C., Solid State Commun., **15**, 981 (1974).
35. Nelson R. J., Holonyak N., Jr., Journ. Phys. Chem Solids, **37**, 629 (1976).
36. Onton A., Lorenz M. R., Reuter W., Journ. Appl. Phys., **42**, 3420 (1971).
37. Baliga B. J., Bhat R., Ghandi S. K., Journ. Appl. Phys., **46**, 4608 (1975).
38. Nahory R. E., Pollack M. A., DeWinter J. C., Journ. Appl. Phys., **46**, 775 (1975).
39. Auvergne D., Camassel J., Mathieu H., Joullie A., Journ. Phys. Chem. Solids, **35**, 133 (1974).
40. Thompson A. G., Cardona M., Shaklee K. L., Woolley J. C., Phys. Rev., **146**, 601 (1966).
41. Craford M. G., Stillman G. E., Rossi J. A., Holonyak N., Jr., Phys. Rev., **168**, 867 (1968).
42. Antypas G. A., James L. W., Journ. Appl. Phys., **41**, 2165 (1970).
43. Thomas M. B., Coderre W. M., Woolley J. C., Phys. Status Solidi (a), **2**, K141 (1970).
44. Antypas G. A., Moon R. L., Journ. Electrochem. Soc., **121**, 416 (1974).
45. Antypas G. A., Yep T. O., Journ. Appl. Phys., **42**, 3201 (1971).
46. Woolley J. C., Warner J., Can. Journ. Phys., **42**, 1879 (1964).
47. Thompson A. G., Woolley J. C., Can. Journ. Appl. Phys., **45**, 255 (1967).
48. Alfred W. P., Compound Semiconductors, eds. Willardson R. K., Goering H. L., Vol. I, Properties of III - V Compounds, Reinhold, New York, 1962, p. 187.
- 48a. Lang D. V., Logan R. A., Appl. Phys. Lett., **31**, 683 (1977).
49. Miller B. I., Ripper J. E., Dyment J. C., Pinkas E., Panish M. B., Appl. Phys. Lett., **18**, 403 (1971).
50. Алферов Ж. И. и др. ФТП, **6**, 568 (1972).
51. Kressel H., Hawrylo F. Z., Appl. Phys. Lett., **28**, 598 (1976).
52. Nelson D. F., Turner E. H., Journ. Appl. Phys., **39**, 3337 (1968).
53. Nuese C. J., Olsen G. H., Ettenberg M., Appl. Phys. Lett., **29**, 54 (1976).
54. Nuese C. J., Ettenberg M., Olsen G. H., Appl. Phys. Lett., **25**, 612 (1974).
55. Nuese C. J., Sigai A. G., Gannon J. J., Zamerowski T., Journ. Electron. Mater., **3**, 51 (1974).
56. Miller B. J., Johnston W. D., Jr., Appl. Phys. Lett., **25**, 216 (1974).
57. Schul G., Mischel P., Appl. Phys. Lett., **26**, 394 (1975).
58. Nuese C. J., Enstrom R. E., Appert J. R., Device Res. Conf., Ithaca, New York (June 1977).
59. Yamamoto T., Saki K., Akiba S., Suematsu Y., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-14**, 95 (1978).
60. Ettenberg M., Paff R. J., Journ. Appl. Phys., **41**, 3926 (1970).
61. Pierron E. D., Parker D. L., McNeely J. B., Acta Crystallogr., **21**, 290 (1960).
62. Rozgonyi G. A., Petroff P. M., Panish M. B., Journ. Cryst. Growth, **27**, 106 (1974).
63. Rozgonyi G. A., Hwang C. J., Ciesielka T. J., Journ. Electrochem. Soc., **120**, 333S (1973).
64. Hartman R. L., Hartman A. R., Appl. Phys. Lett., **23**, 147 (1973).
65. Rozgonyi G. A., Panish M. B., Appl. Phys. Lett., **23**, 533 (1973).
66. Rozgonyi G. A., Petroff P. M., Panish M. B., Appl. Phys. Lett., **24**, 251 (1974).
67. Ajromowitz M. A., Rode D. L., Journ. Appl. Phys., **45**, 4738 (1974).
68. Hartman R. L., Dixon R. W., Appl. Phys. Lett., **26**, 239 (1975).

69. *Dyment J. C., Nash F. R., Hwang C. J., Rozgonyi G. A., Hartman R. L., Marcus H. M., Haszko S. E., Appl. Phys. Lett., 24, 481 (1974).*
- 69a. *Nahory R. E., Pollack M. A., Beebe E. D., DeWinter J. C., Ilegems M.,* не опубликовано.
70. *Panish M. B., Ilegems M., Progress in Solid State Chemistry, eds. Reiss H., McCaldin J. O., Vol. 7, Pergamon, New York, 1972, p. 39.* (Имеется перевод: Паниш М. Б., Илегемс М. В сб.: Материалы для оптоэлектроники. — М.: Мир, 1976, с. 39.)
71. *Gratton M. F., Woolley J. C., Journ. Electron. Mater., 2, 455 (1973).*
72. Долгинов Л. М. и др. Квантовая электроника, **3**, 465 (1976).
73. *Onton A., Чикотка Р. Дж. Изв. АН ССР, сер. физич., 37, 560 (1973).*
74. *Onton A., Journ. Luminescence, 7, 95 (1973).*
75. *Moon R. L., Antypas G. A., James L. W., Journ. Electron. Mater., 3, 635 (1974).*
76. Богатов А. П. и др. ФТП **9**, 1956 (1975).
77. *Hsieh J. J., Appl. Phys. Lett., 28, 283 (1976).*
78. *Shen C. C., частное сообщение.*
79. *Pearsall T. P., Miller B. I., Capik R. J., Bachmann K. J., Appl. Phys. Lett., 28, 499 (1976).*
80. Алферов Ж. И. и др. Письма ЖТФ, **1**, 406 (1975).
81. *Read W. T., Jr., Dislocations in Crystals, McGraw-Hill, New York, 1953.* (Имеется перевод: Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. — М.: Металлургия, 1957.)
82. *Hirth J. P., Lothe J., Theory of Dislocations, McGraw-Hill, New York, 1968.* (Имеется перевод: Хирт Дж. П., Лоте И. Теория дислокаций. — М.: Атомиздат, 1972.)
83. *Alexander H., Haasen P., Solid State Physics, Vol. 22, eds. Seitz F., Turnbull D., Ehrenreich H., Academic Press, New York, 1968, p. 27.*
84. *Venables J. D., Broudy R. M., Journ. Appl. Phys., 29, 1025 (1958).*
85. *Abrahams M. S., Weisberg L. R., Buicchi C. J., Blanc J., Journ. Mater. Sci., 4, 223 (1969).*
86. *Abrahams M. S., Buicchi, Journ. Appl. Phys., 45, 3315 (1974).*
87. *Matthews J. W., Mader S., Light T. B., Journ. Appl. Phys., 41, 3800 (1970).*
88. *Matthews J. W., Blakeslee A. E., Journ. Cryst. Growth, 27, 118 (1974).*
89. *Black J. F., Summers C. J., Sherman B., Appl. Phys. Lett., 19, 28 (1971).*
90. *Sugiyama K., Saito H., Jap. Journ. Appl. Phys. 11, 1057 (1972).*
91. *Nahory R. E., Pollack M. A., Appl. Phys. Lett., 27, 562 (1975).*
92. *Nahory R. E., Pollack M. A., Abrokwhah J. K., Journ. Appl. Phys., 48, 3988 (1977).*
93. *Nuese C. J., Olsen G. H., Appl. Phys. Lett., 26, 528 (1975).*
94. *Nuese C. J., Olsen G. H., Ellenberg M., Gannon J. J., Zamerowski T. J., Appl. Phys. Lett., 29, 807 (1976).*
95. *Burnham R. D., Holonyak N., Jr., Korb H. W., Macksey H. M., Scifres D. R., Woodhouse J. B., Алферов Ж. И., Appl. Phys. Lett., 19, 25 (1971).*
96. *Coleman J. J., Hitchens W. R., Holonyak N., Jr., Ludowise M. J., Groves W. O., Keune D. L., Appl. Phys. Lett., 25, 725 (1974).*
97. *Hitchens W. R., Holonyak N., Jr., Lee M. H., Campbell J. C., Coleman J. J., Groves W. O., Keune D. L., Appl. Phys. Lett., 25, 352 (1974).*
98. *Coleman J. J., Holonyak N., Jr., Ludowise M. J., Nelson R. J., Wright P. D., Groves W. O., Keune D. L., Craford M. G., Journ. Appl. Phys., 46, 4835 (1975).*
99. *Coleman J. J., Holonyak N., Jr., Ludowise M. J., Wright P. D., Chin R., Groves W. O., Keune D. L., Appl. Phys. Lett., 29, 167 (1976).*
100. *Coleman J. J., Holonyak N., Jr., Ludowise M. J., Wright P. D., Journ. Appl. Phys., 47, 2015 (1976).*
101. *Kressel H., Olsen G. H., Nuese C. J., Appl. Phys. Lett., 30, 249 (1977).*

102. Harman T. C., Melngailis I., Applied Solid State Science, Vol. 4, ed. Wolfe R., Academic Press, New York, 1974, p. 1.
103. Walpole J. N., Calawa A. R., Ralston R. W., Harman T. C., McWittie J. P., Appl. Phys. Lett., **23**, 620 (1973).
104. Tomasetta L. R., Fonstad C. G., Appl. Phys. Lett., **24**, 567 (1974).
105. Tomasetta L. R., Fonstad C. G., Appl. Phys. Lett., **25**, 440 (1974).
106. Groves S. H., Nill K. W., Strauss A. J., Appl. Phys. Lett., **25**, 331 (1974).
107. Tomasetta L. R., Fonstad C. J., IEEE Journ. Quant. Electron., **QE-11**, 384 (1975).
108. Walpole J. N., Calawa A. R., Harman T. C., Groves S. H., Appl. Phys. Lett., **28**, 552 (1976).
109. McLane G. F., Sleger K. J., Journ. Electron. Mater., **4**, 465 (1975).
110. Preier H., Bleicher M., Riedel W., Maier H., Appl. Phys. Lett., **28**, 609 (1976).
111. Walpole J. N., Calawa A. R., Chinn S. R., Groves S. H., Harman T. C., Appl. Phys. Lett., **29**, 307 (1976).
112. Lin P. J., Kleinman L., Phys. Rev., **142**, 478 (1966).
113. Dalven R., Infrared Physics, **9**, 141 (1969).
114. Zemel J. N., Jensen J. D., Schoolar R. B., Phys. Rev., **140**, A330 (1965).
115. Mitchell D. L., Palik E. D., Zemel J. N., Proc. 7th Int. Conf. Phys. Semicond., Paris, 1964, p. 325.
116. The Physics of Semimetals and Narrow-Gap Semiconductors, eds. Carter D. L., Bate R. T., Pergamon, Oxford, 1971.
117. Butler J. F., Harman T. C., IEEE Journ. Quant. Electron., **QE-5**, 50 (1969).
118. Dimmock J. O., Melngailis I., Strauss A. J., Phys. Rev. Lett., **16**, 1193 (1966).
119. Jäger H., Schubert G., Infrared Physics, **13**, 29 (1973).
120. Walpole J. N., Calawa A. R., Chinn S. R., Groves S. H., Harman T. C., Appl. Phys. Lett., **30**, 524 (1977).
121. Harman T. C., Calawa A. R., Melngailis I., Dimmock J. O., Appl. Phys. Lett., **14**, 333 (1969).
122. Hurwitz C. E., Calawa A. R., Rediker R. H., IEEE Journ. Quant. Electron., **QE-1**, 102 (1965).
123. Preier H., Bleicher M., Maier H., Journ. Appl. Phys., **47**, 5476 (1976).
124. Addamiano A., Journ. Amer. Chem. Soc., **82**, 1537 (1960).
125. Giesecke G., Pfister H., Acta Crystallogr., **11**, 369 (1958).
126. Barns R. L., частное сообщение.
127. Strautmanis M. E., Kim C. D., Journ. Appl. Phys., **36**, 3322 (1965).
128. Lorenz M. R., Chicotka R., Pettit G. D., Dean P. J., Solid State Commun., **8**, 693 (1970).
129. Monemar B., Phys. Rev., **B8**, 5711, (1973).
130. Сирота Н. Н., Лукомский А. И. ФТП, **7**, 196, (1973).
131. Cheng K.-Y., Stanford Electron. Lab., Tech. Rep. No. 5111-5 (August 1975).
132. Lorenz M. R., Pettit G. D., Taylor R. C., Phys. Rev., **171**, 876 (1968).
133. Sell D. D., Stokowski S. E., Dingle R., DiLorenzo J. V., Phys. Rev., **B7**, 4568 (1973).
134. Sell D. D., Casey H. C., Jr., Journ. Appl. Phys., **45**, 800 (1974).
135. Johnson E. J., Filinski I., Fan H. Y., Proc. Int. Conf. Phys. Semiconduct., Exeter, 1962, Inst. of Phys. and Phys. Soc., London, 1962 p. 375.
136. Turner W. J., Reese W. E., «Radiative Recombination in Semiconductors, Paris, 1964» Dunod, Paris, 1965, p. 59.
137. Pidgeon C. R., Mitchell D. L., Brown R. N., Phys. Rev., **154**, 737 (1967).
138. Zwerdling S., Lax B., Roth L. M., Phys. Rev., **108**, 1402 (1957).
139. Zwerdling S., Kleiner W. H., Theriault J. P., Journ. Appl. Phys., **32**, 2118 (1961).
140. Monemar B., Solid State Commun., **8**, 1295 (1970).

141. *Thurmond C. D.*, Journ. Electrochem. Soc., **122**, 1133 (1975).
142. *Camassel J., Auvergne D.*, Phys. Rev., **B12**, 3258 (1975).
143. *Dixon J. R., Ellis J. M.*, Phys. Rev., **123**, 1560 (1961).
144. *Fischer T. E.*, Phys. Rev., **139**, A1228 (1965).
145. *Cowley A. M., Sze S. M.*, Journ. Appl. Phys., **36**, 3212 (1965).
146. *Gobeli G. W., Allen F. G.*, Phys. Rev., **137**, A245 (1965).
147. *Fischer T. E.*, Phys. Rev., **142**, 519 (1966).
148. *Fischer T. E., Allen F. G., Gobeli G. W.*, Phys. Rev., **163**, 703 (1967).
149. *Lawaetz P.*, Phys. Rev., **B4**, 3460 (1971).
150. *Stukel D. J., Euwema R. N.*, Phys. Rev., **188**, 1193 (1969).
151. *Onton A.*, Phys. Rev., **186**, 786 (1969).
152. *Bradley C. C., Simmonds P. E., Stockton J. R., Stradling R. A.*, Solid State Commun., **12**, 413 (1973).
153. *Vrehan Q. H. F.*, Journ. Phys. Chem. Solids **29**, 129 (1968).
154. *Patik E. D., Wallis R. F.*, Phys. Rev., **123**, 131 (1961).
155. *Leotin J., Barbaste R., Askenzy S., Skolnick M. S., Stradling R. A., Tuschendler J.*, Solid State Commun., **15**, 693 (1974).
156. *Pidgeon C. R., Brown R. N.*, Phys. Rev., **146**, 575 (1966).
157. *Fern R. E., Onton A.*, Journ. Appl. Phys., **42**, 3499 (1971).
158. *Shaw D., McKell H. D.*, Brit. Journ. Appl. Phys., **14**, 295 (1963).
159. *Barker A. S., Jr.*, Phys. Rev., **165**, 917 (1968).
160. *Strzalkowski I., Joshi S., Crowell C. R.*, Appl. Phys. Lett., **28**, 350 (1976).
161. *Hass M., Hennis B. W.*, Journ. Phys. Chem. Solids **23**, 1099 (1962).
162. *Hilsum C., Fray S., Smith C.*, Solid State Commun., **7**, 1057 (1969).
163. *Lorimor O. G., Spitzer W. G.*, Journ. Appl. Phys., **36**, 1841 (1965).
164. *Sanderson R. B.*, Journ. Phys. Chem. Solids **26**, 803 (1965).
165. *Edwards D. F., Haynes G. S.*, Journ. Opt. Soc. Amer., **49**, 414 (1959).
166. *Pettit G. D., Turner W. J.*, Journ. Appl. Phys., **36**, 2081 (1965).
167. *Moss T. S., Smith S. D., Hawkins T. D. F.*, Proc. Phys. Soc., London **B70**, 776 (1957).
168. Powder Diffraction File (Joint Committee on Powder Diffraction Standards, Swarthmore, Pa., 1975).
169. *Paff R. J., Dalven R.*, не опубликовано.

ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ И ГЕТЕРОЭПИТАКСИЯ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Изготовление различных гетеролазеров требует развития процессов гетероэпитаксиального выращивания большого числа очень тонких слоев твердых растворов, о которых шла речь в предыдущей главе. Методы, используемые для эпитаксиального выращивания полупроводниковых слоев гетероструктур, тесно связаны с химией процесса роста. Для получения требуемых значений электропроводности, достигаемых контролируемым введением примесей, требуется рассмотрение химических равновесий между паром или жидкостью и твердой фазой. Существуют три представляющих для нас интерес метода эпитаксиального выращивания. Выращивание слоев на монокристаллической подложке из растворов-расплавов металлов в графитовой лодочке, называемое жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ), является самым обычным методом получения гетеролазеров. В последнее время развивается техника, в которой пучок атомов и молекул из нагревателей эффузионного типа, расположенных в сверхвысоковакуумной системе, падает на нагретую подложку. Этот метод называется эпитаксией из молекулярных пучков (ЭМП). Химическое осаждение из газовой фазы (ХОГФ) представляет собой эпитаксию, при которой реагенты переносятся в потоке протекающего газа к подложке, на которой происходит осаждение вещества, образуемого по химической реакции. В настоящей главе обсуждаются фазовые равновесия, введение примесей и ростовые методы ЖФЭ, ЭМП и ХОГФ, применяемые для получения гетеролазеров.

В § 2 настоящей главы довольно подробно дан физико-химический анализ фазовых равновесий в бинарных и тройных системах элементов III и V групп. При рассмотрении тройных систем упор сделан на систему Al—Ga—As. Более кратко рассмотрены также четверные системы элементов III и V групп. Как было показано в табл. 4.3.1, существует большой набор легирующих элементов, которые могут быть использованы для получения нужного типа проводимости и концентрации носителей в GaAs. В § 3 будут рассмотрены некоторые ограничения химической природы, возникающие при введении примесей. Фазовые равновесия в системах элементов IV и VI групп кратко обсуждаются в § 4 настоящей главы.

Рассмотрение фазовых равновесий и введения примесей имеют особое значение для понимания преимуществ и ограничений методов ЖФЭ. Эти методы явились развитием работы Нельсона [1] по ЖФЭ арсенида галлия и работ Вудолла [2, 3], показавшего возможность получения высококачественных слоев $Al_xGa_{1-x}As$ при выращивании методом ЖФЭ на подложках GaAs. Основная часть этой главы (§ 5) посвящена применению ЖФЭ для выращивания гетероструктур GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$ и варианту ЖФЭ со скользящим держателем подложки (слайдером), передвигающимся в горизонтальном направлении. Эта методика чаще всего применяется для выращивания гетероэпитаксиальных пластин. Обычно выращивание ведется из перемешиваемых растворов, в которых этапом, ограничивающим скорость роста, является диффузия компонентов в жидкой фазе. Морфология получаемых эпитаксиальных слоев в большой степени зависит от кинетики кристаллизации на поверхности роста, детальное понимание которой не достигнуто. Слои, выращенные методом ЖФЭ, характеризуются большим набором морфологических особенностей, имеющих отношение к исследованиям лазеров. Некоторые из этих особенностей будут разобраны в § 5 настоящей главы.

Поиски техники выращивания, удобной для изготовления как ДГС-лазеров, так и более сложных оптоэлектронных структур привели к развитию ЭМП [4, 5]. Этот метод выращивания тонких слоев был впервые продемонстрирован Артуром [4] и Чо и Кейси [6], получившими слои, пригодные для использования в приборах. Эпитаксия из молекулярных пучков описана в § 6. Методом ЭМП были получены ДГС-лазеры на основе GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$ с пороговыми плотностями тока, приближающимися к значениям, достигнутому в ДГС-лазерах сходной геометрии, выращенных методом ЖФЭ [7]. В отношении контроля размеров и универсальности применения техника осаждения из молекулярных пучков имеет значительные преимущества перед ЖФЭ. Помимо этого, она гораздо больше подходит для изготовления интегрально-оптических схем и структур, обладающих постоянными размерами на большой площади. В силу того что этот метод использует крайне неравновесные условия, ограничения, связанные с фазовыми равновесиями, здесь в какой-то мере ослабляются, что делает возможным выращивание не только $Al_xGa_{1-x}As$, но и других кристаллических твердых растворов. Однако для выращивания других твердых растворов нужно лучше, чем сейчас, управлять интенсивностями атомных и молекулярных пучков.

Наиболее распространенными методами ХОГФ являются процессы с участием галогенидов [8] и гидридов [9], основанные на реакции паров элемента V группы с галогенидом эле-

мента III группы, в результате которой образуется соединение $A^{III}B^V$. Выращивание слоев для гетеролазеров методом ХОГФ описано в § 7 настоящей главы. Метод химического осаждения из газовой фазы, основанный на галогенидных и гидридных схемах, широко использовался при выращивании GaP_xAs_{1-x} для светоизлучающих диодов, однако его применение для гетеролазеров было весьма ограниченным. Получение слоев, содержащих Al, связано с некоторыми трудностями, вызванными его высокой реакционной способностью. Трудно с большой точностью управлять составом твердого раствора, а, кроме того, в выращиваемые слои легко вводятся нежелательные примеси, такие, как, например, кислород. Если других ограничений нет, то можно ожидать, что применение метода ХОГФ для выращивания других твердых растворов будет усиленно развиваться. Уже имеются сообщения о низкопороговых гетеролазерах, выращенных ХОГФ с использованием гидридной схемы. Ньюез и др. достигли непрерывного режима работы ДГС-лазеров на основе $GaAs-Ga_{0,51}In_{0,49}P$ [10] и $Ga_xIn_{1-x}As-Ga_yIn_{1-y}P$ [11]. Самым новым способом выращивания низкопороговых гетеролазеров является метод разложения металлоорганических соединений (РМС—ХОГФ), использованный Дюпюи и Дэпксом [11a] для изготовления ДГС-лазеров на основе $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$. Несмотря на то что методы осаждения из газовой фазы в меньшей степени подвержены ограничениям, налагаемым на составы фазовыми границами ликвидуса и солидуса, для воспроизводимого выращивания изопериодических гетероструктур, описанных в гл. 5, эти методы нуждаются в улучшении точности контроля состава.

§ 2. ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ В СИСТЕМАХ ЭЛЕМЕНТОВ III и V ГРУПП

Вводные замечания

В общем случае составы ликвидуса, находящиеся в равновесии с соединениями $A^{III}B^V$ состава 1:1, занимают большую часть фазовой диаграммы элементов III и V групп. Вследствие этого становится возможным изменение в широких пределах состава компонентов жидкой фазы или паров, из которых выращивается кристалл, при сохранении равновесия с требуемым соединением. Преобладание твердой фазы соединения $A^{III}B^V$ и точная стехиометрия этих соединений являются важными факторами, определяющими потенциальную применимость соединений $A^{III}B^V$. Для бинарных соединений и их твердых растворов существует широкий диапазон условий, при которых твердая фаза остается стабильной, а свойства кристаллов, существенные

для применений в электронных и оптоэлектронных приборах, могут в то же время варьироваться. Следует напомнить, что при образовании химических соединений существует тенденция, при которой составляющие элементы входят в соединение так, что их отношение может быть представлено отношением малых целых чисел. Эти отношения называются стехиометрическими составами. Обычно встречающиеся малые отклонения от стехиометрии называются нестехиометрией.

В настоящем параграфе рассматриваются фазовые равновесия между твердой и жидкой фазами в системах элементов III и V групп. Рассмотрение этих вопросов имеет первостепенную важность для выращивания кристаллов методом ЖФЭ. Однако, как показано в § 7 этой главы, полученные значения химических активностей компонентов твердого раствора также необходимы при расчете равновесий, используемых в ХОГФ. Термодинамическая модель, чаще всего используемая для расчета систем, состоящих из элементов III и V групп, достаточно подробно изложена для бинарных систем. В качестве примера рассматривается также применение этой модели для тройной системы Al—Ga—As и кратко описано ее применение к четверным системам. Использование термодинамических расчетов для системы Al—Ga—As представляется особенно важным вследствие того значения в изготовлении лазеров, которое играет твердый раствор $Al_xGa_{1-x}As$, получаемый методом ЖФЭ. Неизвестно, будет ли ЖФЭ оптимальным методом выращивания в других системах твердых растворов соединений $A^{III}B^V$.

Бинарные системы элементов III и V групп

В фазовых диаграммах для твердой и жидкой фаз большинства соединений $A^{III}B^V$ реализуется очень простой случай, представленный на рис. 6.2.1. На этом рисунке большая часть диаграммы равновесия двух фаз представлена равновесием между составами ликвидуса и конгруэнтно плавящимся твердым соединением AC. Конгруэнтным плавлением называется плавление соединения при определенной температуре, такой, что твердая и жидкая фазы имеют один и тот же состав. Температура плавления соединения AC обозначена через T_F . Для температур T_1 и T_2 твердая фаза находится в равновесии с составами ликвидуса $X_C(T_1)$ и $X_C(T_2)$ соответственно. При данной температуре $X_A + X_C = 1$. Здесь A — элемент III группы, и соединение элементов III и V групп — AC — может находиться в равновесии с очень разбавленным по отношению к C жидким раствором. Как указывается в § 5 настоящей главы, это свойство фазовых диаграмм элементов III и V групп является основой метода жидкофазной эпитаксии соединений $A^{III}B^V$ из жидкости, состоя-

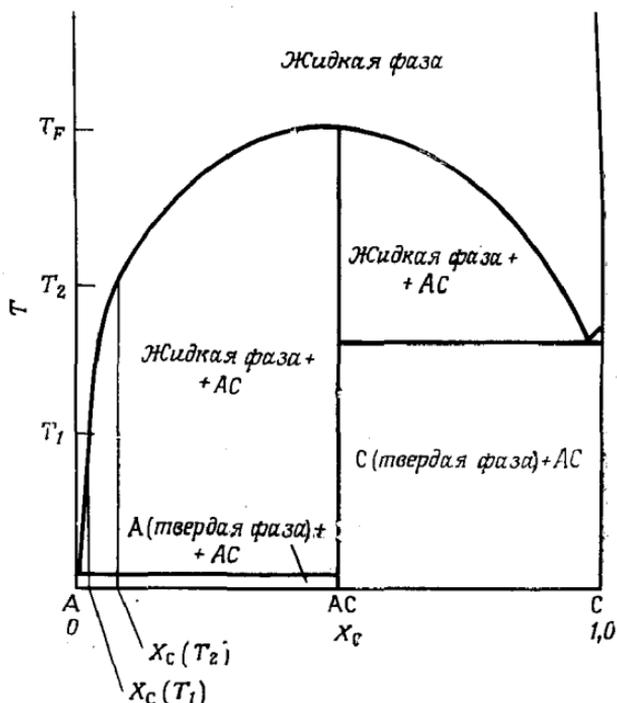
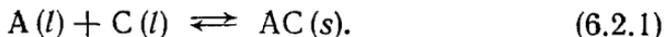


Рис. 6.2.1. Схематическое представление фазовой диаграммы в системе с большим полем первичной фазы AC.

щей в основном из расплава элемента III группы. Ниже следует расчет термодинамических соотношений, описывающих фазовые равновесия бинарных систем [12].

Равновесие между твердой фазой AC и жидким раствором A и C может быть представлено как



В равновесии изменение свободной энергии Гиббса для реакции равно нулю. Это означает равенство химических потенциалов твердой и жидкой фаз:

$$\mu_A(T) + \mu_C(T) - \mu_{AC}(T) = 0. \quad (6.2.2)$$

В выражении (6.2.2) индексы A и C соответствуют жидкой фазе, а индекс AC — твердой фазе; T — температура. Химический потенциал μ — парциальная молярная свободная энергия при постоянных температуре и давлении. Более подробные сведения о соотношениях между используемыми здесь термодинамическими величинами можно найти в соответствующих учебниках [13, 14].

При данной температуре химический потенциал компонента i можно записать в виде

$$\mu_i = \mu_i^0 + RT \ln a_i = \mu_i^0 + RT \ln \gamma_i X_i, \quad (6.2.3)$$

где a_i , X_i и γ_i — соответственно химическая активность, молярная доля и коэффициент активности компонента i . Индекс 0 указывает термодинамические величины для чистого компонента (не в растворе). Активность чистого твердого соединения a_{AC} равна единице и

$$\mu_{AC} = \mu_{AC}^0. \quad (6.2.4)$$

Выражение (6.2.2) теперь можно переписать в виде

$$\mu_A^0(T) + RT \ln[\gamma_A(T) X_A(T)] + \mu_C^0(T) + RT \ln[\gamma_C(T) X_C(T)] - \mu_{AC}^0(T) = 0. \quad (6.2.5)$$

Для произвольных температур T_1 и T_2 ($T_2 > T_1$) изменение химического потенциала при изменении температур от T_2 до T_1 можно получить из выражения (6.2.5) для T_2 и T_1 . Разность между этими выражениями, взятыми при T_2 и T_1 , будет равна $\mu_A^0(T_2) - \mu_A^0(T_1) + \mu_C^0(T_2) - \mu_C^0(T_1) - \mu_{AC}^0(T_2) + \mu_{AC}^0(T_1) \equiv \Delta\mu^0 =$

$$= -RT_2 \ln[\gamma_A(T_2) \gamma_C(T_2) X_A(T_2) X_C(T_2)] +$$

$$+ RT_1 \ln[\gamma_A(T_1) \gamma_C(T_1) X_A(T_1) X_C(T_1)]. \quad (6.2.6)$$

Для удобства выразим левую часть уравнения (6.2.6), относящуюся только к чистым компонентам, через термодинамические величины, которые могут быть определены численно. Химический потенциал компонента i — это по определению парциальная молярная свободная энергия этого компонента. Тогда при постоянных давлении и температуре для S_i — парциальной молярной энтропии компонента i — получим [15]

$$\frac{\partial \mu_i}{\partial T} = -\bar{S}_i. \quad (6.2.7)$$

где \bar{S}_i — парциальная молярная энтропия компонента i . Для чистого компонента μ_i зависит только от температуры; тогда выражение (6.2.7) можно переписать для интервала температур между T_2 и T_1 :

$$\mu_i^0(T_2) - \mu_i^0(T_1) = - \int_{T_1}^{T_2} S_i^0(T) dT, \quad (6.2.8)$$

где S_i^0 — энтропия чистого компонента i . При обратимом процессе [16]

$$dS = (C_P/T) dT, \quad (6.2.9)$$

поэтому для чистого компонента, в котором между T_2 и T_1 не происходит фазовых изменений,

$$S_i^0(T) = S_i^0(T_2) + \int_{T_2}^T \frac{C_{P,i}^0}{T'} dT'. \quad (6.2.10)$$

В выражении (6.2.10) $C_{P,i}^0$ — теплоемкость чистого компонента i при постоянном давлении. Объединяя выражения (6.2.8) и (6.2.10), получаем

$$\mu_i^0(T_2) - \mu_i^0(T_1) = S_i^0(T_2)(T_1 - T_2) - \int_{T_1}^T \int_{T_2}^T \frac{C_{P,i}^0}{T'} dT' dT, \quad (6.2.11)$$

где член $(T_1 - T_2)$ умножен на значение S_i^0 , взятое при температуре T_2 . Вычислив (6.2.11) для $i = A, C$ и AC , мы можем записать левую часть выражения (6.2.6) в виде

$$\Delta\mu^0 = \Delta S^0(T_2)(T_1 - T_2) - \int_{T_1}^{T_2} \int_{T_2}^T \frac{\Delta C_P^0}{T'} dT' dT, \quad (6.2.12)$$

где $\Delta S^0(T_2) = S_A^0(T_2) + S_C^0(T_2) - S_{AC}^0(T_2)$ и $\Delta C_P^0 = C_{P,A}^0 + C_{P,C}^0 - C_{P,AC}^0$. Положив T_2 равной T_F и заметив, что $X_A = X_C = 0,5$ при T_F , можно приравнять правую часть выражения (6.2.6) правой части выражения (6.2.12), что даст

$$\begin{aligned} RT_1 \ln[\gamma_A(T_1)\gamma_C(T_1)X_A(T_1)X_C(T_1)] - RT_F \ln[\gamma_A(T_F)\gamma_C(T_F)/4] = \\ = -\Delta S^0(T_F)(T_F - T_1) - \int_{T_1}^{T_F} \int_{T_F}^T \frac{\Delta C_P^0}{T'} dT' dT. \end{aligned} \quad (6.2.13)$$

При выводе этого уравнения ликвидуса не было сделано никаких упрощающих предположений, за исключением указания на отсутствие фазовых переходов в A, C и AC в интервале температур от T_F до T_1 .

Уравнение ликвидуса в форме (6.2.13) нельзя использовать для определения составов ликвидуса $X_C(T)$ до тех пор, пока не будут определены значения коэффициентов активности, теплоемкостей и $\Delta S^0(T_F)$. Можно показать [17], что величина ΔC_P^0 мала по сравнению с другими членами, поэтому интегралом в (6.2.13) можно пренебречь. Коэффициенты активности часто определяют по давлению паров или электрическим измерениям, однако эти методы неприменимы к системам элементов III и V групп. На следующем этапе расчета рассмотрим представление коэффициентов активности через величину, называемую параметром взаимодействия $\alpha(T)$. Считаем, что жидкую фазу в системах элементов III и V групп можно рассматривать как не-

ассоциированный раствор, принадлежащий к классу бинарных смесей, названных Гуггенхеймом [14] *простыми*. В его определении *простыми* называются растворы, в которых избыточная свободная энергия смешения G^E равна [18]

$$G^E = \alpha(T) X_i (1 - X_i). \quad (6.2.14)$$

В двухкомпонентной системе увеличение химического потенциала компонента А μ_A^E просто равно «неидеальной» части μ_A в выражении (6.2.3):

$$\mu_A^E = RT \ln \gamma_A. \quad (6.2.15)$$

Было показано также [19], что

$$\mu_A^E = G^E - X_C (\partial G^E / \partial X_C). \quad (6.2.16)$$

Подстановка в (6.2.16) значение C^E при $X_i = X_C$ из (6.2.14) дает

$$\mu_A^E = \alpha(T) X_C^2. \quad (6.2.17)$$

Приравнявая (6.2.15) и (6.2.17) и учитывая, что $X_A + X_C = 1$, получаем

$$RT \ln \gamma_A = \alpha(T) X_C^2 = \alpha(T) (1 - X_A)^2. \quad (6.2.18)$$

Аналогичным образом

$$RT \ln \gamma_C = \alpha(T) X_A^2 = \alpha(T) (1 - X_C)^2. \quad (6.2.19)$$

Подстановка выражений (6.2.18) и (6.2.19) в (6.2.13) дает уравнение ликвидуса при равновесии простого жидкого раствора с бинарным соединением для некоторой температуры $T = T_1$:

$$RT \ln [X_C (1 - X_C)] + \Delta S^0(T_F) (T_F - T) + RT_F \ln 4 + \\ + \alpha(T) [2X_C^2 - 2X_C + 1] - \alpha(T_F)/2 = 0. \quad (6.2.20)$$

В соответствии со сказанным ранее интеграл в уравнении (6.2.13) опущен вследствие малости ΔC_p^0 .

Уравнение ликвидуса (6.2.20) может быть преобразовано далее прибавлением и вычитанием $RT \ln 4$, что дает

$$RT \ln [4X_C (1 - X_C)] + [\Delta S^0(T_F) + R \ln 4] (T_F - T) + \\ + \alpha(T) [2X_C^2 - 2X_C + 1] - \alpha(T_F)/2 = 0. \quad (6.2.21)$$

В этом уравнении $\Delta S^0(T_F)$ — это разность значений энтропии для твердого соединения АС и его компонентов в чисто жидком состоянии. Идеальная энтропия плавления $\Delta S_F^{ид}$ определяется как разница значений энтропии между твердым АС и его компонентами А и С, образующими гипотетический идеальный эквимолярный раствор А—С. При совершенно неупорядоченном сме-

шении компонентов А и С энтропия изменяется [20] на величину

$$-R[0,5 \ln 0,5 + 0,5 \ln 0,5] = (R/2) \ln 4$$

на грамм-атом АС или $R \ln 4$ на моль АС. Таким образом,

$$\Delta S^0(T_F) + R \ln 4 = \Delta S_F^{\text{ид}}, \quad (6.2.22)$$

где $\Delta S_F^{\text{ид}}$ — идеальная энтропия плавления.

Во многих системах элементов III и V групп было экспериментально обнаружено, что температурная зависимость $\alpha(T)$ линейна и может быть выражена в виде [21]

$$\alpha(T) = a + bT, \quad (6.2.23)$$

где a и b — константы. Подстановка (6.2.22) и (6.2.23) в уравнение (6.2.21) дает

$$0,5 \{RT \ln [4X_C(1 - X_C)] + (\Delta S_F^{\text{ид}} - b/2)(T_F - T)\} = \\ = -(a + bT)(0,5 - X_C)^2. \quad (6.2.24)$$

Избыточная энергия смешения при постоянном давлении и составе равна

$$S^E = -\partial G^E / \partial T. \quad (6.2.25)$$

С учетом выражений (6.2.23) и (6.2.14) из (6.2.25) получим при T_F значение S^E , равное $-b/4$ на грамм-атом АС или $-b/2$ на моль АС.

Энтропия плавления, ΔS_F , являющаяся суммой «идеальной» энтропии и избыточной энтропии, может быть записана в виде

$$\Delta S_F = \Delta S_F^{\text{ид}} - b/2. \quad (6.2.26)$$

Замена $(a + bT)$ на $\alpha(T)$ и подстановка выражения (6.2.26) в уравнение (6.2.24) дает

$$\alpha(T) = -0,5 \{RT \ln [4X_C(1 - X_C)] + \\ + \Delta S_F(T_F - T)\} / (0,5 - X_C)^2. \quad (6.2.27)$$

Для регулярных растворов Виланд [22], используя другую методику, получил выражение, сходное с (6.2.27). В регулярном растворе параметр взаимодействия является константой. Вышеприведенный анализ лучше всего применим к системам элементов III и V групп с высокой температурой плавления, однако он может быть неприменим при низких температурах вследствие ассоциации в жидкой фазе.

Экспериментальные данные для ликвидуса в системах Ga—As, Ga—P и In—P, представляющих особый интерес, приведены на рис. 6.2.2. Чтобы показать кривую ликвидуса для очень разбавленных растворов элемента V группы, она построена в полулогарифмическом масштабе. Экспериментальные данные, исполь-

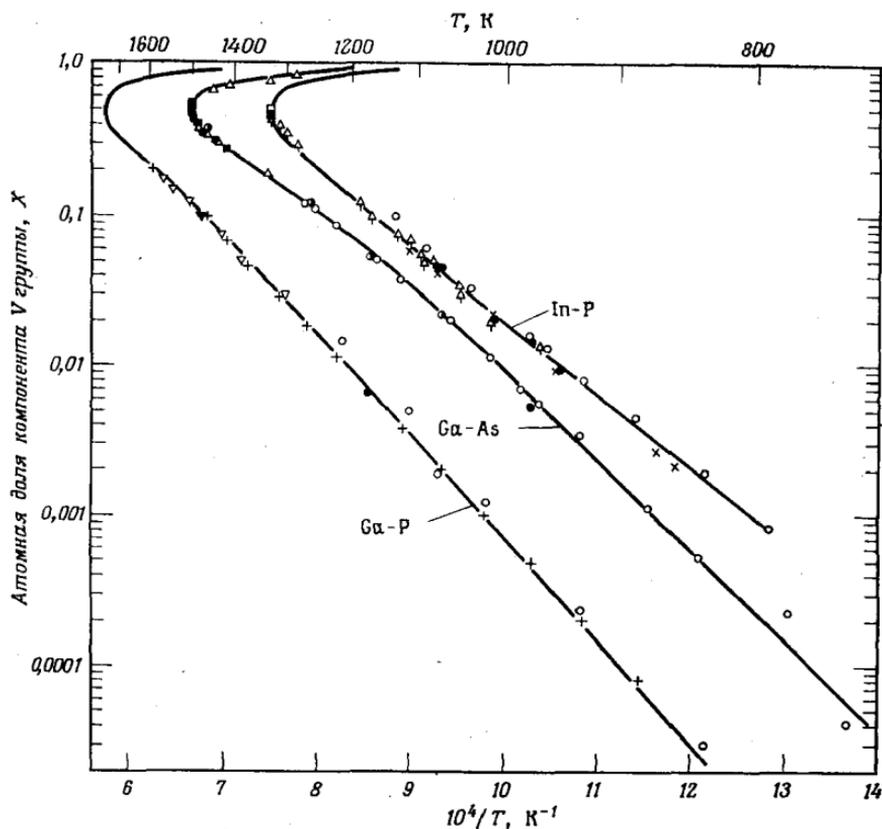


Рис. 6.2.2. Зависимость состава ликвидуса от обратной температуры для Ga — As, Ga — P, In — P. Отдельные точки были определены с использованием экспериментальных данных, причем каждая точка соответствует целому набору экспериментальных данных [23]. Ссылки на оригинальную литературу приведены в работе [23]. Как описано в тексте, сплошная линия, проведенная через точки, получена на основании выражения (6.2.27), в котором $\alpha(T)$ определено на рис. 6.2.3.

Зованные в этих графиках, считаются [23] наиболее достоверными из всех, имеющихся в литературе. Каждая экспериментальная точка была использована для определения величины $\alpha(T)$ при каждом значении X и T в соответствии с выражением (6.2.27). Полученная таким образом зависимость $\alpha(T)$ приведена на рис. 6.2.3. Данные по величинам энтропии плавления приведены в табл. 6.2.1. Для вычисления кривых, проходящих через экспериментальные точки рис. 6.2.2, использовалось выражение (6.2.27) вместе с параметрами линейных зависимостей, аппроксимирующих данные рис. 6.2.3. Использование выражения (6.2.27) для построения линии ликвидуса часто вносит в вычисления некоторую неопределенность, связанную с тем, что

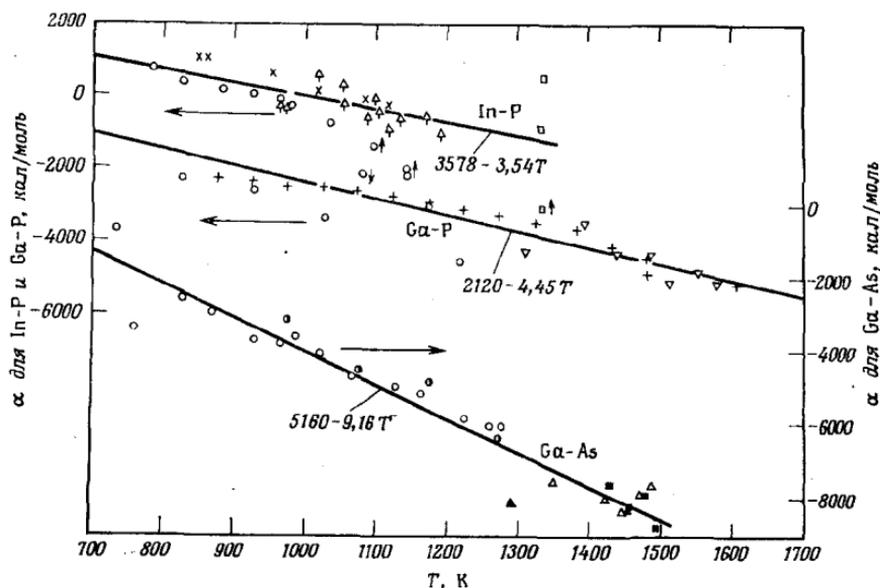


Рис. 6.2.3. Параметр взаимодействия $\alpha(T)$ для Ga—P, In—P и Ga—As, полученный с использованием экспериментальных данных по ликвидусу рис. 6.2.2 и выражения (6.2.27) [23].

значения энтропии плавления известны не очень точно. Неопределенность в значениях ΔS_F приводит к тому, что, соблюдая одну и ту же функциональную зависимость (6.2.23) для $\alpha(T)$, можно в некоторых пределах произвольным образом варьировать значения a и b . Существование такой неопределенности, обусловленной малой точностью значений ΔS_F , заставляет приводить в таблицах одновременно значения ΔS_F и $\alpha(T)$, подразумевая, что изменение одной из этих величин влечет за собой изменение другой. Наборы значений T_F , ΔS_F и $\alpha(T)$ приведены в табл. 6.2.1. Более подробное обсуждение имеющихся экспериментальных данных имеется в [21]. Фазовые диаграммы бинарных систем [21] низкотемпературных систем элементов III и V групп приведены на рис. 6.2.4.

Тройные системы элементов III и V групп

Совершенно ясно, что химическая термодинамика и фазовые равновесия тройных кристаллических твердых растворов соединений $A^{III}B^V$ представляют особый интерес вследствие того значения, которое имеет для исследования гетеролазеров твердый раствор $Al_xGa_{1-x}As$. По этой причине в качестве характерного примера была выбрана система Al—Ga—As. На рис. 6.2.5 приведена изотерма ликвидуса системы Al—Ga—As при 900 °C. Она

Таблица 6.2.1

Температуры плавления, энтропии плавления и параметры взаимодействия бинарных соединений $A^{III}B^V$

Соединение	Температура плавления, T_F , К	Литература	Энтропия плавления ΔS_F , кал/моль·К	Литература	Параметр взаимодействия, α (Т), кал/моль	Литература
AlP	2803	[190]	15,0	[21]	1,750—2,0Т	[97] ⁴⁾
AlAs	2043	[191]	15,6	[21]	-6,390—5,5Т	[200] ⁵⁾
AlSb	1333	[192]	14,74	[198]	12,300—10Т	[21]
GaP	1740	[193] ¹⁾	17,3	²⁾	2,120—4,45Т	[23]
GaAs	1511	[193, 194]	16,64	[199]	5,160—9,16Т	[23, 200] ⁵⁾
GaSb	983	[21]	15,80	[198]	4,700—6,0Т	[21]
InP	1335	[195]	15,2	³⁾	3,578—3,54Т	[23]
InAs	1215	[196]	14,52	[199]	3,860—10,0Т	[21]
InSb	798	[197]	14,32	[198]	3,400—12Т	[21]

¹⁾ В расчетах Илегемса и Паниша [97] и Паниша [23] была использована несколько большая величина (1743 К).

²⁾ Данные по энтропии плавления отсутствуют. Оценено по $\Delta S_F^{GaP} = \Delta S_F^{Si} + \Delta S_F^{Ge} + R \ln 4$. См. [21, 97].

³⁾ Данные по энтропии отсутствуют. Оценено по $\Delta S_F^{InP} = \Delta S_F^{Si} + \Delta S_F^{Sn}(\text{сеп}) + R \ln 4$. См. [21, 97].

⁴⁾ Какие-либо данные по фазовым равновесиям в бинарной системе Al—P, за исключением T_F , отсутствуют. Зависимость α (Т) получена подгонкой кривых к данным по тройной системе Al—Ga—P.

⁵⁾ Какие-либо данные по фазовым равновесиям в бинарной системе Al—As, кроме T_F , отсутствуют. Зависимость α (Т) получена подгонкой кривых к данным по тройной системе Al—Ga—As, как это показано в разделе § 2 настоящей главы, посвященном тройным системам $A^{III}B^V$.

дана в координатах, обычно используемых для тройных систем. Форма изотермы ликвидуса, изображенной на этом рисунке, является типичной для систем $A^{III}-B^{III}-C^V$ в области составов, обогащенных элементами III группы. На рис. 6.2.6 показан способ определения состава. Относительное расстояние точки D от каждого из углов указывает состав, выраженный через A, B и C. Как показано на рисунке, при помощи соответствующим образом нанесенной координатной сетки состав может быть легко определен прямо по сторонам треугольника. Таким образом, можно видеть, что состав в точке D следующий: 60% A, 10% B и 30% C. Когда в концентрационном треугольнике проведена изотерма ликвидуса, как на рис. 6.2.5, каждая точка этой кривой указывает состав, находящийся при данной определенной температуре в равновесии с твердой фазой. В данном случае твердой фазой является $Al_xGa_{1-x}As$; состав твердой фазы, находящейся в равновесии с жидкой фазой определенного состава указывает конода, показанная штриховой чертой. Конода соединяет точки, соответствующие составам жидкой и твердой фаз при данной температуре. Для того чтобы показать

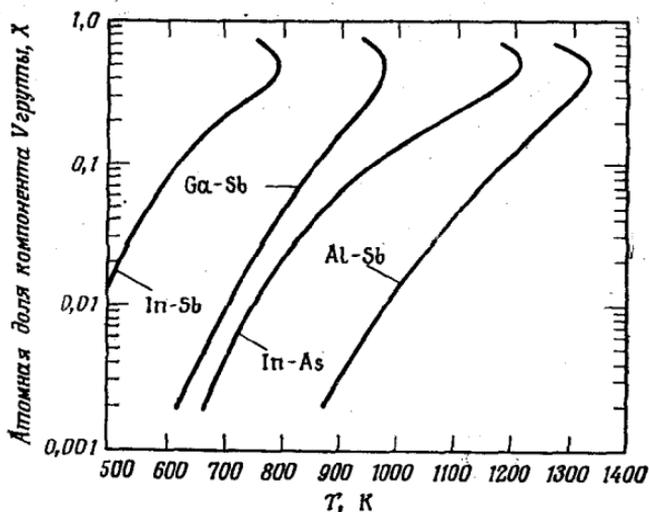


Рис. 6.2.4. Температурная зависимость составов ликвидуса для In—Sb, Ga—Sb, In—As и Al—Sb [21].

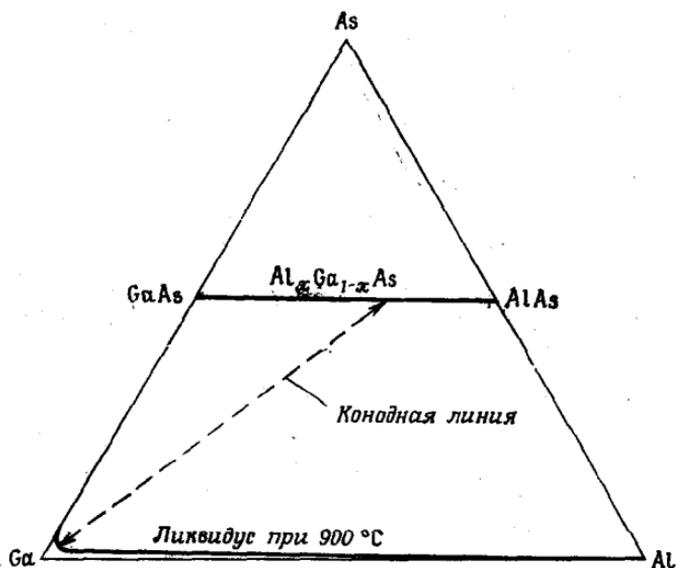


Рис. 6.2.5. Изотерма ликвидуса Al—Ga—As при 900°C. Конодная линия проведена от $X = 0,01$ к равновесному составу твердой фазы $Al_{0,63}Ga_{0,37}As$.

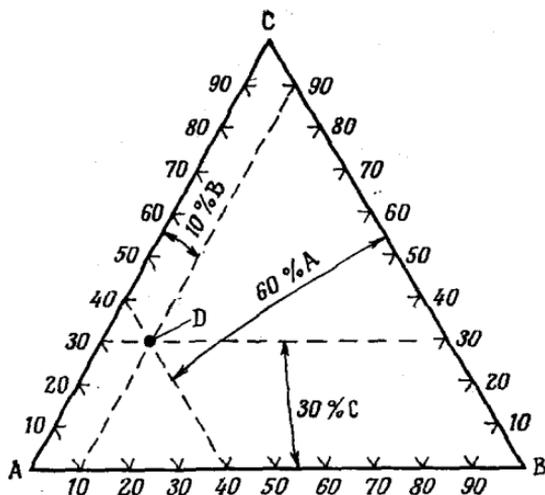


Рис. 6.2.6. Концентрационный треугольник для определения составов тройной системы.

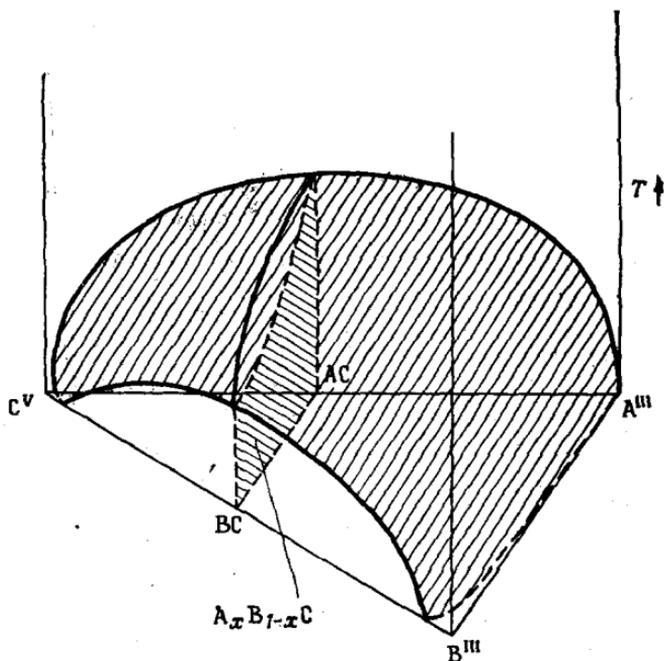


Рис. 6.2.7. Схематическое изображение поверхностей ликвидуса и солидуса фазовой диаграммы системы $A^{III}-B^{III}-C^V$ при температуре выше, чем какая-либо эвтектическая температура системы. Большая заштрихованная область показывает составы жидкой фазы тройной системы, которые могут находиться в равновесии с твердой фазой. Малая заштрихованная область — все составы солидуса. Как и на рис. 6.2.5, можно начертить конодные линии, которые показывают составы твердой фазы, находящиеся в равновесии с жидкой фазой любого состава.

поверхность ликвидуса для всех температур, часто используется пространственная диаграмма, пример которой дан на рис. 6.2.7.

Как и в случае бинарных систем, равновесие выражается через химические потенциалы:

$$\mu_{Al}(T) + \mu_{As}(T) - \mu_{AlAs}(T) = 0 \quad (6.2.28a)$$

и

$$\mu_{Ga}(T) + \mu_{As}(T) - \mu_{GaAs}(T) = 0, \quad (6.2.28b)$$

где индексы Al, Ga, As указывают жидкую фазу, а AlAs и GaAs — твердую фазу. Однако теперь имеются два уравнения, а химический потенциал тройной твердой фазы отличается от химического потенциала чистого бинарного соединения. Считается, что кристаллический тройной твердый раствор $Al_xGa_{1-x}As$ является бинарной смесью $(1-x)$ молей GaAs и x молей AlAs, так чтобы $\mu_{GaAs}(T)$ и $\mu_{AlAs}(T)$ были химическими потенциалами компонентов этого твердого раствора. Такое определение возможно, несмотря на то что на самом деле не существует молекул GaAs и AlAs. В нашем случае, когда в подрешетке As имеются только атомы As, смещение Ga и Al в подрешетке элемента III группы математически эквивалентно представлению твердого раствора в виде смеси молекул GaAs и AlAs.

Илегемс и Пирсон [24] показали, что расчеты ликвидуса бинарных систем можно распространить и на тройные системы. В соответствии с выражением (6.2.3) химический потенциал каждого бинарного компонента твердой фазы равен

$$\mu_{AlAs} = \mu_{AlAs}^0 + RT \ln [\gamma_{AlAs}(T) x(T)] \quad (6.2.29a)$$

и

$$\mu_{GaAs} = \mu_{GaAs}^0 + RT \ln \{\gamma_{GaAs}(T) [1 - x(T)]\}, \quad (6.2.29b)$$

где x — мольная доля AlAs. Заменяя в выражениях (6.2.2) и (6.2.3) A на Al, а затем на Ga и заменяя C на As, получим

$$\begin{aligned} \mu_{Al}^0(T) + RT \ln [\gamma_{Al}(T) X_{Al}(T)] + \mu_{As}^0(T) + RT \ln [\gamma_{As}(T) X_{As}(T)] - \\ - \mu_{AlAs}^0(T) - RT \ln [\gamma_{AlAs}(T) x(T)] = 0 \end{aligned} \quad (6.2.30a)$$

и

$$\begin{aligned} \mu_{Ga}^0(T) + RT \ln [\gamma_{Ga}(T) X_{Ga}(T)] + \mu_{As}^0(T) + RT \ln [\gamma_{As}(T) X_{As}(T)] - \\ - \mu_{GaAs}^0(T) - RT \ln \{\gamma_{GaAs}(T) [1 - x(T)]\} = 0, \end{aligned} \quad (6.2.30b)$$

где X — означает состав жидкой фазы, а x — состав твердой фазы. Аналогично выражению (6.2.5) для бинарной системы выражение (6.2.30a) записывается при T_1 и T_2 , и разность между получившимися уравнениями приводит к уравнению, эквивалентному (6.2.6), если не принимать во внимание члены, связанные с образованием твердого раствора. Выражение (6.2.30b)

преобразуется аналогичным образом. Тогда, следуя методу представления энтропии, использованному в (6.2.7)—(6.2.13) для бинарных систем, и пренебрегая членами, содержащими ΔS_F^0 , можно записать уравнение ликвидуса для произвольной температуры T :

$$RT \ln \left(\frac{\gamma_{Al}(T) \gamma_{As}(T) X_{Al}(T) X_{As}(T)}{\gamma_{AlAs}(T) x(T)} \right) - \\ - RT_F^{AlAs} \ln \left(\frac{\gamma_{Al}(T_F^{AlAs}) \gamma_{As}(T_F^{AlAs})}{4 \gamma_{AlAs}(T_F^{AlAs}) x(T_F^{AlAs})} \right) + \\ + \Delta S_{AlAs}^0 (T_F^{AlAs}) (T_F^{AlAs} - T) = 0. \quad (6.2.31a)$$

Аналогичное уравнение, в котором Al заменен на Ga, обозначим как (6.2.31б). Заметим, что в уравнении (6.2.31а) при $T = T_F^{AlAs}$ $\gamma_{AlAs} x = 1$. Прибавляя и вычитая $RT \ln 4$, так же как и для бинарных систем при получении (6.2.21), и используя выражение (6.2.22) для идеальной энтропии плавления, приводим уравнение (6.2.31а) к виду

$$RT \ln \left(\frac{4 \gamma_{Al}(T) \gamma_{As}(T) X_{Al}(T) X_{As}(T)}{\gamma_{AlAs}(T) x(T)} \right) - \\ - RT_F^{AlAs} \ln [\gamma_{Al}(T_F^{AlAs}) \gamma_{As}(T_F^{AlAs})] + \\ + \Delta S_F^{ид, AlAs} (T_F^{AlAs} - T) = 0. \quad (6.2.32a)$$

Схожее уравнение, в котором Al заменен на Ga, обозначим как (6.2.32б). Для простых растворов с линейной температурной зависимостью $\alpha(T)$, подчиняющейся соотношению (6.2.23), выражения (6.2.18) и (6.2.19) дают

$$RT \ln [\gamma_{Al}^{sl}(T) \gamma_{As}^{sl}(T)] = (1/2) \alpha_{Al-As}(T) = (1/2) (a_{Al-As} + b_{Al-As} T), \quad (6.2.33a)$$

где α_{Al-As} , a_{Al-As} и b_{Al-As} — константы взаимодействия пары компонентов Al—As. Индекс *sl* указывает на стехиометрию жидкой фазы Al—As: $X_{As}^{sl} = X_{Al}^{sl} = 0,5$. Разность выражений, полученных подстановкой в (6.2.33а) температуры плавления AlAs — T_F^{AlAs} произвольной температуры T , равна

$$RT_F^{AlAs} \ln [\gamma_{Al}^{sl}(T_F^{AlAs}) \gamma_{As}^{sl}(T_F^{AlAs})] - RT \ln [\gamma_{Al}^{sl}(T) \gamma_{As}^{sl}(T)] = \\ = (1/2) b_{Al-As} (T_F^{AlAs} - T). \quad (6.2.34a)$$

Выражение (6.2.26) показывает, что член $(1/2) b_{Al-As}$ представляет разность между реальной и идеальной энтропией плавления AlAs в модели простого раствора. Подставляя (6.2.26) в

уравнение (6.2.32a) и используя соотношение (6.2.34a), получаем из уравнения (6.2.32a)

$$RT \ln \left(\frac{4\gamma_{Al}(T) \gamma_{As}(T) X_{Al}(T) X_{As}(T)}{\gamma_{AlAs}(T) x(T)} \right) - RT \ln [\gamma_{Al}^{sl}(T) \gamma_{As}^{sl}(T)] + \Delta S_F^{AlAs} (T_F^{AlAs} - T) = 0. \quad (6.2.35a)$$

Перегруппировывая члены, получаем

$$\left(\frac{4\gamma_{Al}(T) \gamma_{As}(T) X_{Al}(T) X_{As}(T)}{\gamma_{Al}^{sl}(T) \gamma_{As}^{sl}(T)} \right) \exp \left(\frac{\Delta S_F^{AlAs} (T_F^{AlAs} - T)}{RT} \right) = \gamma_{AlAs}(T) x(T). \quad (6.2.36a)$$

Соответствующие вычисления, начинающиеся с уравнения (6.2.32b), дают

$$\left(\frac{4\gamma_{Ga}(T) \gamma_{As}(T) X_{Ga}(T) X_{As}(T)}{\gamma_{Ga}^{sl}(T) \gamma_{As}^{sl}(T)} \right) \exp \left(\frac{\Delta S_F^{GaAs} (T_F^{GaAs} - T)}{RT} \right) = \gamma_{GaAs}(T) [1 - x(T)]. \quad (6.2.36b)$$

Эти уравнения определяют связь между составами твердой и жидкой фаз тройной системы при данной температуре T . При этом были сделаны предположения о том, что член, содержащий ΔS_P^0 , может быть опущен и что бинарные жидкие растворы Al—As и Ga—As можно считать простыми жидкостями с параметром α , линейно зависящим от температуры.

Для расчета составов жидкой и твердой фаз по уравнениям (6.2.36a) и (6.2.36b), коэффициенты активности должны быть выражены через параметры взаимодействия простого раствора и состав. В общем виде зависимость между коэффициентами активности γ_i , составами X_i и бинарными параметрами взаимодействия α_{ij} многокомпонентных простых растворов при температуре T была дана Джорданом [25] в виде

$$RT \ln \gamma_i = \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^m \alpha_{ij} X_j^2 + \sum_{k=1}^m \sum_{\substack{j=1 \\ k < j, j \neq i, i \neq k}}^m X_k X_j (\alpha_{ij} + \alpha_{ik} - \alpha_{kj}). \quad (6.2.37)$$

Для тройной жидкой фазы

$$RT \ln \gamma_{As} = \alpha_{Al-As} X_{Al}^2 + \alpha_{Ga-As} X_{Ga}^2 + (\alpha_{Al-As} + \alpha_{Ga-As} - \alpha_{Al-Ga}) X_{Al} X_{Ga}, \quad (6.2.38a)$$

$$RT \ln \gamma_{Ga} = \alpha_{Ga-As} X_{As}^2 + \alpha_{Al-Ga} X_{Al}^2 + (\alpha_{Ga-As} + \alpha_{Al-Ga} - \alpha_{Al-As}) X_{Al} X_{As}, \quad (6.2.38b)$$

$$RT \ln \gamma_{Al} = \alpha_{Al-As} X_{As}^2 + \alpha_{Al-Ga} X_{Ga}^2 + (\alpha_{Al-As} + \alpha_{Al-Ga} - \alpha_{Ga-As}) X_{Ga} X_{As}. \quad (6.2.38b)$$

Параметры взаимодействия α_{Al-As} , α_{Ga-As} , α_{Al-Ga} взяты для бинарных пар компонентов, обозначенных индексами. Соотношения (6.2.38а) — (6.2.38в) используются для исключения коэффициентов активности из уравнений (6.2.36а), (6.2.36б). Составы компонентов жидкой фазы связаны правилом сохранения массы:

$$X_{Al} + X_{Ga} + X_{As} = 1. \quad (6.2.39)$$

В правой части уравнений (6.2.36а), (6.2.36б) имеются члены, характеризующие состав и коэффициенты активности бинарных компонентов (AlAs и GaAs) твердого раствора. Для большого числа систем элементов III и V групп было найдено, что представление в виде простого или регулярного раствора может быть адекватно использовано для описания твердого раствора [21]. Тогда из выражения (6.2.18) получаем для $Al_xGa_{1-x}As$

$$RT \ln \gamma_{AlAs} = \alpha_{AlAs-GaAs} x^2 \quad (6.2.40a)$$

и

$$RT \ln \gamma_{GaAs} = \alpha_{AlAs-GaAs} (1-x)^2. \quad (6.2.40б)$$

Эти два выражения позволяют исключить коэффициенты активности γ_{AlAs} и γ_{GaAs} из уравнений (6.2.36а), (6.2.36б).

Итак, для расчета тройной фазовой диаграммы при помощи уравнений (6.2.36а), (6.2.36б), (6.2.38а) — (6.2.38в), (6.2.39) и (6.2.40а), (6.2.40б) требуются три параметра взаимодействия, две температуры плавления, две энтропии плавления и один состав твердой фазы. Температуры плавления T_F^{GaAs} и T_F^{AlAs} , приведенные в табл. 6.2.1, взяты из литературы. Определение энтропии плавления ΔS_F^{GaAs} было проведено в предыдущей части этого параграфа, а значение энтропии плавления $AlAs \Delta S_F^{AlAs}$, полученное оценкой, как это описано в [21]. Эти значения ΔS_F также приведены в табл. 6.2.1. Параметр взаимодействия α_{Ga-As} получен, как описывалось в предыдущей части этого параграфа, по ликвидусу системы Ga—As. Для пары Al—Ga использовалось значение α_{Al-Ga} , равное 104 кал/моль. Это значение было получено [24] по ликвидусу системы Al—Ga. Как показывают прямые калориметрические измерения [26], это значение может быть несколько занижено. На начальном этапе значение $\alpha_{AlAs-GaAs}$ было принято равным нулю, так что в уравнениях (6.2.36а), (6.2.36б) $\gamma_{GaAs} = \gamma_{AlAs} = 1$. При использовании этих значений было получено разумное соответствие с имеющимися экспериментальными данными по составам ликвидуса и солидуса, что дало возможность определить оставшийся параметр взаимодействия α_{Al-As} . Соответствие с экспериментальными данными, полученное при $\alpha_{AlAs-GaAs} = 0$, показывает, что твердый раствор Al—Ga—As близок к идеальному. Такая близость к идеальному раствору, несомненно, является след-

ствием близости ковалентных радиусов Al и Ga. При номинальном значении α_{Al-As} варьированием α_{Al-As} и $\alpha_{AlAs-GaAs}$ производилась подгонка по двум параметрам к экспериментальным значениям ликвидуса и солидуса при каждой температуре. Полученные параметры взаимодействия вместе с величинами, необходимыми для расчета фазовой диаграммы Al—Ga—As, приведены в табл. 6.2.2.

С использованием этих параметров были получены кривые ликвидуса, изображенные на рис. 6.2.8, а также зависимости

Таблица 6.2.2

Параметры для расчета фазовой диаграммы Al—Ga—As¹⁾

$$T_F^{GaAs} = 1511 \text{ К}$$

$$T_F^{AlAs} = 2043 \text{ К}$$

$$\Delta S_F^{GaAs} = 16,64 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$$

$$\Delta S_F^{AlAs} = 15,6 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$$

$$\alpha_{Ga-As} = 5160 - 9,16T \text{ кал}/\text{моль}$$

$$\alpha_{Al-As} = -6390 - 5,5T \text{ кал}/\text{моль}$$

$$\alpha_{Al-Ga} = 104 \text{ кал}/\text{моль}$$

$$\alpha_{GaAs-AlAs} = 400 \text{ кал}/\text{моль} \text{ при } 973 \text{ К}$$

$$\alpha_{GaAs-AlAs} = -3892 + 4T \text{ кал}/\text{моль} \text{ от } 1073 \text{ до } 1273 \text{ К}$$

¹⁾ Ссылки на соответствующую литературу даны в тексте и в табл. 6.2.1.

составов солидуса от составов ликвидуса, показанные на рис. 6.2.9. Для того чтобы представить очень малые концентрации Al и As в жидкой фазе при используемых составах солидуса, здесь нужно использовать полулогарифмический масштаб. При использовании такого масштаба становится понятным, что соотношение (6.2.39) выполняется, и состав жидкой фазы полностью определен при указании X_{Al} и температуры. При использовании параметров из табл. 6.2.2 получено хорошее совпадение с данными по солидусу, однако с данными по ликвидусу совпадение несколько хуже, что является результатом предположения об идеальности твердого раствора ($\gamma_{AlAs} = \gamma_{GaAs} = 1$). Вследствие того что самым обычным способом приготовления растворов для жидкофазной эпитаксии в системе Al—Ga—As является насыщение раствора Ga—Al мышьяком путем добавления GaAs, более важно иметь возможность определения кривой солидуса, а не ликвидуса. Данные по расчетам составов приведены в табл. 6.2.3. Расчетные и экспериментальные фазовые диаграммы большого количества тройных систем элементов III и V групп даны в [21].

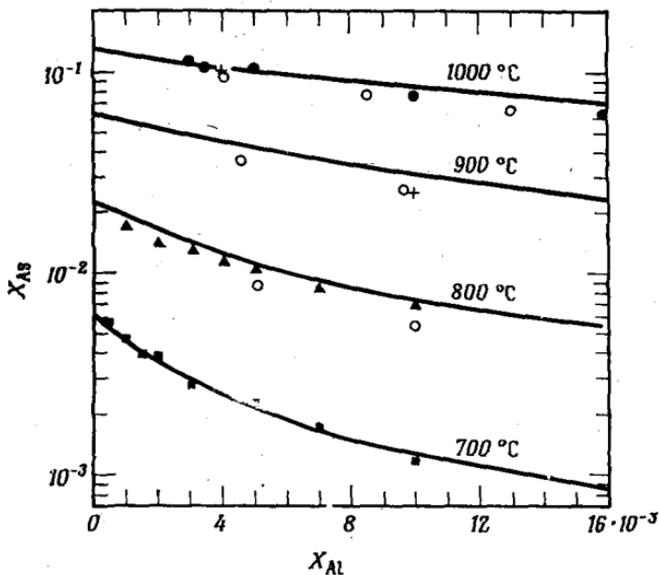


Рис. 6.2.8. Изотермы ликвидуса в системе Al—Ga—As [27]. Ссылки на оригинальные работы, из которых взяты экспериментальные данные, приведены в [27]. Сплошные линии проведены по данным, полученным из уравнений и параметров, приведенных в тексте.

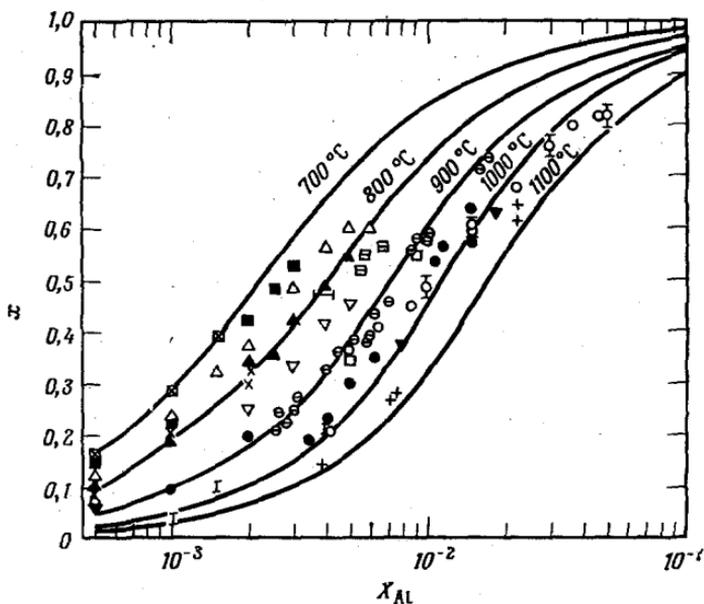


Рис. 6.2.9. Составы твердой фазы в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в зависимости от составов жидкой фазы [27]. Ссылки на оригинальные работы, из которых взяты экспериментальные данные, приведены в [27]. Сплошные линии проведены по данным, полученным из уравнений и параметров, приведенных в тексте.

Таблица 6.2.3

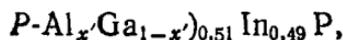
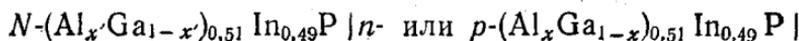
Составы ликвидуса и солидуса для Al—Ga—As и $Al_xGa_{1-x}As^1)$

Температура $T^{\circ}C$	Ликвидус		Солидус x
	$x_{Al}\%$	$x_{As}\%$	
1	2	3	4
700	0,0	0,63	0,0
700	0,05	0,54	0,16
700	0,10	0,46	0,29
700	0,20	0,36	0,47
700	0,30	0,29	0,59
700	0,40	0,24	0,66
700	0,60	0,16	0,75
800	0,0	2,27	0,0
800	0,05	2,09	0,09
800	0,10	1,92	0,17
800	0,20	1,65	0,31
800	0,30	1,44	0,41
800	0,40	1,28	0,49
800	0,60	1,04	0,60
800	1,00	0,75	0,73
900	0,0	6,02	0,0
900	0,05	5,79	0,05
900	0,10	5,57	0,09
900	0,20	5,17	0,18
900	0,30	4,81	0,26
900	0,40	4,47	0,33
900	0,60	3,90	0,45
900	1,00	3,09	0,60
1000	0,00	12,35	0,0
1000	0,05	12,14	0,03
1000	0,10	11,93	0,05
1000	0,20	11,51	0,10
1000	0,30	11,11	0,15
1000	0,40	10,71	0,20
1000	0,60	9,97	0,29
1000	1,00	8,65	0,45

¹⁾ Расчет с использованием параметров табл. 6.2.2.

Хотя обсуждение фазового равновесия, приведенное выше, в большей степени пригодно для системы Al—Ga—As при жидкофазной эпитаксии, кратко рассмотрим несколько других потенциально применимых к получению лазерных гетероструктур систем элементов III и V групп.

В § 5 гл. 5 была описана гетероструктура



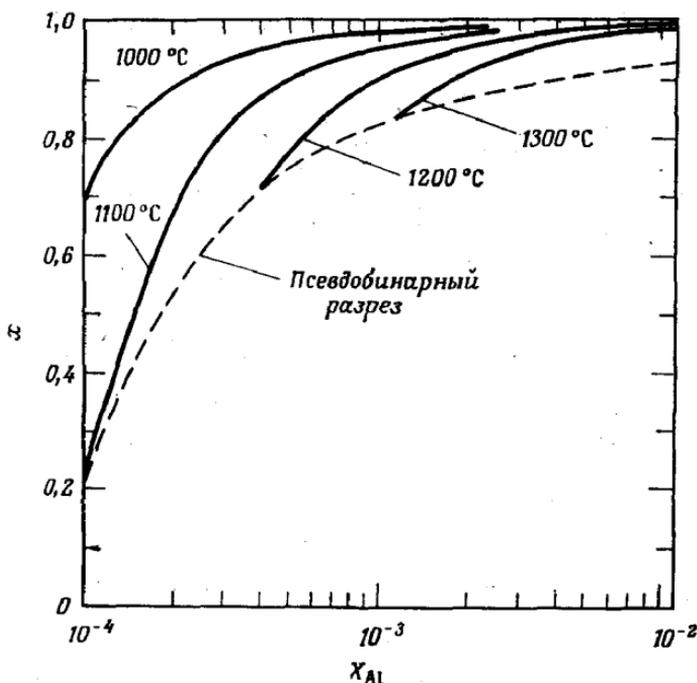


Рис. 6.2.10. Составы твердой фазы $Al_xIn_{1-x}P$ в зависимости от составов жидкой фазы [21].

где $x' > x$ и $x \leq 0,4$. Эта ДГС, изопериодическая с GaAs, вероятно, может служить основой для создания низкопороговых лазеров, излучающих в видимой области спектра.

На рис. 6.2.10 показаны расчетные [21] кривые ликвидуса и солидуса системы Al—In—P. Этот рисунок аналогичен рис. 6.2.9 для Al—Ga—As, за тем исключением, что кривые не проходят целиком в области составов, обогащенных элементом III группы. Кривая ликвидуса—солидуса псевдобинарной системы, показанная на рис. 6.2.10, состоит из всех составов ликвидуса, содержащих 50 ат. % фосфора. Как видно из рисунка, при температурах ($< 1000^\circ C$) и составах $Al_xIn_{1-x}P$ ($x \approx 0,5$), пригодных для ЖФЭ изопериодических с GaAs структур, в системе Al—In—P отношение x/X_{Al} более чем в 100 раз превосходит аналогичное отношение в системе Al—Ga—As. Вследствие большой величины этого отношения, выращивание эпитаксиальных слоев, содержащих Al, In и P, с использованием методик, основанных на почти равновесных условиях, будет наталкиваться на значительные трудности. В особенности это относится к методам ЖФЭ. Вследствие исключительной чувствительности системы к присутствию Al, контроль состава, а следовательно, и периода решетки будет затруднен. При использовании методов

ЖФЭ большие отношения x/X_{Al} также указывают, что выращиваемая твердая фаза будет быстро обеднять раствор по алюминию, что делает весьма затруднительным выращивание слоев без значительного градиента состава. Кроме того, очень малые количества Al, переносимые при ЖФЭ из одного раствора в другой, будут сильно нарушать процесс выращивания. Это свойство системы Al—In—P означает существование похожих трудностей в четверной системе Al—Ga—In—P, что подтверждается расчетами фазовых равновесий в четверных системах [28], о которых вкратце будет сказано ниже. Ожидается, что похожие, хотя и не столь серьезные трудности возникнут при выращивании методами ЖФЭ ДГС $InP|(Al_xGa_{1-x})_{0,47}In_{0,53}As|InP$, упомянутой в § 5 гл. 5. Расчеты фазовых равновесий четверных систем [28] показывают, что отношение x/X_{Al} в интересующем интервале составов в десять или более раз превосходит соответствующее отношение в системе Al—Ga—As.

Четверные системы элементов III и V групп

Методика термодинамических расчетов, уже представленная для бинарных и тройных систем элементов III и V групп, была распространена и на четверные твердые растворы [29, 30]. Опять жидкая фаза может рассматриваться как «простой» раствор с коэффициентами активности между различными бинарными парами элементов, линейно зависящими от температуры. Эти коэффициенты были независимо определены при исследовании бинарных систем. Существуют, однако, два типа четверных растворов, которые необходимо тщательно различать друг от друга.

В простейшем случае смешение составляющих твердого раствора происходит только в одной подрешетке, как, например, в $(A_x^{III}B_{1-x}^{III})_yC_{1-y}^{III}D^V$, так что его можно рассматривать как тройную смесь AD, BD и CD. Методика расчета тогда полностью аналогична методике, примененной выше для более простых систем. Если смешение происходит в обеих подрешетках, как в $A_x^{III}B_{1-x}^{III}C_y^V D_{1-y}^V$, то ситуация усложняется, так как трактовка раствора как смеси четырех бинарных соединений AD, BD, AC и BC уже не так очевидна. Проще всего рассматривать второй случай, представляя четверной твердый раствор как бинарную смесь тройных соединений [29]. Такие расчеты были использованы для получения начальных оценок концентраций P в жидкой фазе, необходимых для получения изопериодических значений в гетероструктурах $GaAs-Al_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$ с компенсацией напряжений. Джордан и Илегемс [30] показали, что этот подход является термодинамически согласованным и дали деталь-

ный термодинамический анализ представления твердого раствора $A_x^{III}B_{1-x}^{III}C_y^VD_{1-y}^V$ в виде регулярной смеси бинарных компонентов. Существует ограниченное число экспериментальных данных по фазовым равновесиям в четверных системах элементов III и V групп, которые могут использоваться для сравнения с моделью «простого» раствора. Санкаран и др. [31] привели некоторые составы ликвидуса — солидуса $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ для твердой фазы, изопериодической с InP. Однако их термодинамические расчеты, в которых, по-видимому, не учитывались дополнительные сложности, возникающие в системах $A_x^{III}B_{1-x}^{III}C_y^VD_{1-y}^V$, не вполне предсказали экспериментальные данные.

§ 3. ВВЕДЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ В СОЕДИНЕНИЯ $A^{III}B^V$

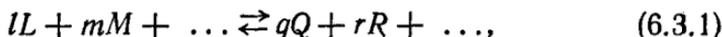
Вводные замечания

В этом параграфе дано краткое описание процессов растворения примесей в соединениях $A^{III}B^V$. В GaAs, легируемом обычно используемыми примесями при концентрациях примесей, больших $\sim 10^{18}$ см⁻³, происходит большое количество сложных взаимодействий, однако такие концентрации в общем выше требующихся для гетеролазеров. Поэтому здесь только кратко отмечены взаимодействия, возникающие при высоких концентрациях, такие, как образование комплексов. Для управления типом проводимости и концентрацией мелких доноров и акцепторов в соединениях $A^{III}B^V$ более всего подходят элементы из IIB (Zn, Cd), IVA (Si, Ge, Sn) и VIA (S, Se, Te) групп периодической таблицы. По всей видимости, элементы IIB группы входят в решетку соединений $A^{III}B^V$ путем замещения элемента III группы в его узле решетки. У элементов IIB группы не достаёт валентных электронов, нужных для образования ковалентных связей, и поэтому они являются акцепторами. Наоборот, элементы VIA группы располагаются главным образом в узлах элемента V группы. Количество валентных электронов в этих атомах на один больше, чем требуется для образования ковалентных связей, и они (за исключением кислорода) являются мелкими акцепторами. Элементы IVA группы амфотерны. Это означает, что они располагаются на любом из узлов решетки, становясь донором в узлах атомов III группы и акцептором в узлах атомов V группы. Растворимость в определенной подрешетке подвержена сильным изменениям и зависит от соединения-матрицы и его стехиометрии. Растворимость в равновесном состоянии зависит, следовательно, от температуры выращивания и парциальных давлений (или составов ликви-

дуса) различных компонентов во время выращивания. Для гетероструктур, выращиваемых методом эпитаксии из молекулярных пучков, наиболее удобными акцепторами являются Be , Mn и Mg . В последующем изложении не будут рассматриваться вопросы, связанные с введением примесей диффузией, так как в гетероструктурах введение примесей обычно осуществляется во время выращивания слоев. Подробное изложение вопросов диффузии в соединениях A^{III}V было дано Кейси и Пирсоном [32].

По всей видимости, наиболее прямой путь изучения вопросов введения примесей заключается в измерении параметров растворимости по результатам легирования, полученным при равновесных или почти равновесных условиях. После этого можно попытаться сделать выводы о механизме введения примеси при температуре выращивания. Так как измерение электрических и оптических свойств обычно проводится при комнатной или более низкой температуре, а введение примесей происходит при температуре выращивания, полная характеристика процесса практически невозможна. Таким образом, должны приниматься в расчет эффекты, связанные с отжигом, такие, как реакции между различными дефектами и образование преципитатов при выращивании и охлаждении. Кроме того, если методика выращивания такова, что введение примесей происходит в условиях, далеких от равновесия, то равновесные свойства могут лишь ориентировочно указывать на реальные свойства. Влияние примесей на электрические и оптические свойства было рассмотрено в § 3, 5 гл. 2, § 5, 7 гл. 3 и § 3 гл. 4.

Основная терминология для введения примесей устанавливается при рассмотрении констант химических равновесий. Для обобщенной равновесной реакции



где L, M, \dots, Q, R, \dots могут быть компонентами в газообразном, жидком или твердом состояниях, а l, m, \dots, q, r — число молей каждого компонента, требуемое для уравновешенной химической реакции. Изменение свободной энергии Гиббса при том условии, что каждый компонент находится в стандартных условиях, будет равно [33]

$$\Delta G^0 = -RT \ln(a_Q^q a_R^r \dots / a_L^l a_M^m \dots). \quad (6.3.2)$$

При постоянной температуре значение ΔG^0 постоянно, поэтому константы равновесия K для этой реакции определяются следующим образом:

$$K_{\text{равн}} = a_Q^q a_R^r \dots / a_L^l a_M^m, \quad (6.3.3)$$

где $a_i = \gamma_i X_i$ в соответствии с определением (6.2.3) для твердого и жидкого растворов.

Хотя с каждой примесью и каждым соединением-матрицей возникают свои проблемы, будет разумно описать поведение распространенных примесей в GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$. Имеется очень мало информации относительно введения примесей в большинство твердых растворов соединений $A^{III}B^V$, но до некоторой степени об их свойствах можно судить по свойствам крайних бинарных компонентов. Экспериментальные и термодинамические методы исследования равновесного введения примесей в полупроводники подразумевают легирование при медленном выращивании твердой фазы из жидкой. В такой анализ должны быть включены свойства как жидкой, так и твердой фаз. Используя несколько другую терминологию, Термонд и Ковальчик [34] показали, что бинарные жидкие фазы Ge или Si с многими элементами могут рассматриваться как простые растворы с параметрами взаимодействия, линейно зависящими от температуры. Такая трактовка была распространена на бинарные системы элементов III и V групп плюс примесь [35—39], тройные системы элементов плюс одна примесь [40] и бинарные системы элементов III и V групп плюс две примеси [41]. Во всех этих работах коэффициенты активности компонентов в жидкой фазе были получены из бинарных параметров взаимодействия в соответствии с выражением (6.2.23).

Райсс и Фуллер [42] показали, что ионизация примесей в полупроводнике ведет к отклонению от ожидаемых значений растворимости в твердой фазе, полученных на основании простых термодинамических представлений. Они показали, что растворимость Li в Si зависела также от положения уровня Ферми в объеме полупроводника, где уровень Ферми является химическим потенциалом электронов (дырок) [43]. Такой результат наводит на мысль, что термодинамический метод рассмотрения, применяемый обычно к выражению (6.3.1), в котором компоненты L, M, \dots, Q, R, \dots являются только атомами или химическими компонентами, может теперь включать все примеси, дефекты, а кроме того, электроны и дырки. Детальный анализ химических реакций с участием примесей, решеточных вакансий, а также электронов и дырок, был дан Крегером [44] и Ван Гоолом [45].

Распространение понятий Райсса и Фуллера [42] на введение однократно ионизованных примесей замещения в несобственный GaAs привело к предсказанию зависимости, при которой количество примеси в твердой фазе пропорционально корню квадратному из количества примеси в жидкой фазе. Такая зависимость наблюдалась для Zn в GaAs [46] и GaP [47], однако для Te [48], Sn [49] и Ge [50] в GaAs наблюдалась линейная

зависимость. В какой области концентраций возникает линейная или корневая зависимость между количествами примеси в твердой и жидкой фазах, определяется тем, входит ли в равновесные соотношения для растворимости положение уровня Ферми на поверхности или в объеме. Результаты Жауэра и Фогеля [51] показывают, что, для того чтобы жидкая фаза находилась в равновесии с объемом полупроводника, частное от деления коэффициента диффузии примеси в твердой фазе на ширину области приповерхностного объемного заряда должно быть больше скорости роста. Этот критерий, несомненно, выполняется для быстро диффундирующего в GaAs и GaP цинка, но не для медленно диффундирующих в GaAs и InP примесей Te, Sn или Ge. Необходимо поэтому рассмотреть установленные Жауэром и Фогелем [51] условия влияния поверхностного и объемного уровня Ферми на введение примесей.

Приповерхностный слой объемного заряда

Анализ, проведенный Жауэром и Фогелем, показывает, что отношение D/L_s (D — коэффициент диффузии, L_s — дебаевская длина в собственном полупроводнике) должно превосходить скорость роста v примерно в десять раз, для того чтобы объем полупроводника находился в равновесии с жидкой фазой. К тому же, когда D/L_s меньше v примерно в десять раз, жидкая фаза находится в равновесии с поверхностью твердой фазы. При скоростях роста, лежащих внутри этих пределов, введение примесей зависит от скорости роста. Дебаевская длина в соответствии с выражением (3.5.14) равна

$$L_s = (kT\epsilon/q^2n)^{1/2}. \quad (3.5.14)$$

При температуре 1000°C $n_i = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [52], $\epsilon = 1,1 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см}$ и $L_s \approx 10^{-6} \text{ см}$. В реальных условиях ширина слоя объемного заряда в твердом теле зависит и от температуры, и от концентрации примесей. Поэтому не совсем ясно, является ли дебаевская длина в собственном полупроводнике (L_s при $n = n_i$) величиной, определяющей ширину слоя объемного заряда при «несобственных» условиях изменения концентрации в твердой фазе.

На рис. 6.3.1 изображен слой приповерхностного объемного заряда на границе жидкой и твердой фаз. Такой слой объемного заряда у поверхности полупроводника обусловлен существованием поверхностных состояний, возникающих вследствие нарушения периодичности и наличия оборванных связей у атомов на поверхности [54]. Поверхностные состояния приводят к образованию типичных для поверхности уровней в запрещенной зоне; эти уровни стремятся скомпенсировать доноры (или акцепторы),

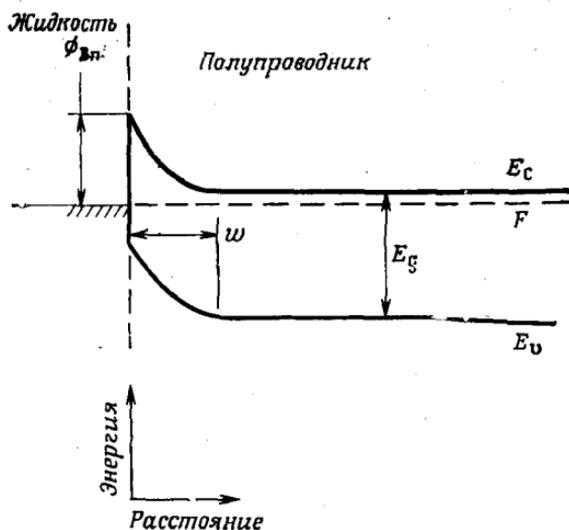


Рис. 6.3.1. Энергетическая зонная диаграмма границы между жидкостью и полупроводником n -типа [48, 53]. Ширина области объемного заряда w . Расстояние между краем валентной зоны E_v и краем зоны проводимости E_c дает ширину запрещенной зоны E_g ; F — уровень Ферми, $\phi_{Вн}$ — высота барьера, которая задается положением уровня Ферми на границе жидкость — полупроводник.

регулируя, таким образом, положение уровня Ферми у поверхности. Здесь важными величинами являются высота барьера $\phi_{Вн}$, т. е. разность энергий уровня Ферми и края зоны проводимости у поверхности, а также ширина w слоя объемного заряда. Вследствие высокой плотности электронов проводимости в жидкой фазе граница раздела проявляет свойства границы металл — полупроводник, образуя барьер Шоттки. Было замечено [55,56], что положение уровня Ферми у поверхности при изменении температуры фиксировано относительно потолка валентной зоны:

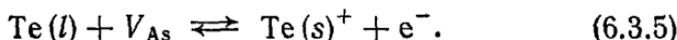
$$E_g(T) - \phi_{Вн}(T) = \text{const}; \quad (6.3.4)$$

здесь $E_g(T)$ — ширина запрещенной зоны, зависящая от температуры в соответствии с табл. 5.2.2 для соединений $A^{III}B^V$. При комнатной температуре в GaAs $\phi_{Вн} \approx 0,90$ эВ [55].

Теллур в GaAs

При введении Te в GaAs при 1000°C в процессе ЖФЭ $D \approx 10^{-13}$ см²/с [32], $L_s \approx 10^{-6}$ см и $v \approx 10^{-6}$ см/с. Отношение $D/L_s v$ равно приблизительно 0,1, поэтому жидкая фаза должна скорее находиться в равновесии с поверхностью, чем с объемом полупроводника. Коэффициент диффузии будет гораздо меньше

при более низких температурах, которые обычно используются для выращивания слоев методом ЖФЭ. Реакция введения Te в процессе ЖФЭ может быть описана [48, 53] следующим образом:

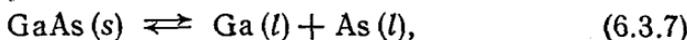


В такой реакции предполагается, что теллур, находящийся в жидкой фазе $\text{Te}(l)$, реагирует с вакансией V_{As} , что приводит к образованию ионизованного донора замещения $\text{Te}(s)^+$ в узле As и свободного носителя — электрона e^- . Соотношение равновесия [см. (6.3.3)] можно теперь записать как

$$K_1(T) = \gamma_{\text{Te}}^s C_{\text{Te}} \gamma_n n / \gamma_{\text{Te}} X_{\text{Te}} X_{V_{\text{As}}}, \quad (6.3.6)$$

где γ_n — коэффициент активности электронов в твердой фазе, n — концентрация электронов и γ_{Te}^s и C_{Te} — коэффициент активности и концентрация $\text{Te}(s)^+$ в узлах As. Величины γ_{Te} и X_{Te} — коэффициент активности и атомная доля Te в жидкой фазе. Величину C_{Te} удобнее выразить в единицах атом/см³, а концентрации в жидкой фазе X_{Te} и X_{Ga} — в атомных долях. По всей видимости, концентрации вакансий очень малы, поэтому коэффициент активности вакансий As можно положить равным единице. Атомная доля вакансий мышьяка обозначена через $X_{V_{\text{As}}}$.

В выражении (6.3.6) удобнее выразить концентрацию вакансий As через активность Ga. Реакция разложения GaAs записывается в виде



а константа равновесия

$$K_2(T) = a_{\text{Ga}} a_{\text{As}}. \quad (6.3.8)$$

Реакция образования вакансий As выглядит следующим образом:



а константа равновесия

$$K_3(T) = a_{\text{As}} X_{V_{\text{As}}}. \quad (6.3.10)$$

В реакции (6.3.9) As_{As} представляет мышьяк на узлах As в твердой фазе; его концентрация остается постоянной. Комбинируя выражения (6.3.8) и (6.3.10), получаем

$$X_{V_{\text{As}}} = K_3(T) a_{\text{Ga}} / K_2(T). \quad (6.3.11)$$

Заменяя $X_{V_{\text{As}}}$ в соответствии с (6.3.11), получаем из соотношения (6.3.6)

$$K_4(T) = \gamma_{\text{Te}}^s C_{\text{Te}} \gamma_n n / \gamma_{\text{Te}} X_{\text{Te}} \gamma_{\text{Ga}} X_{\text{Ga}}, \quad (6.3.12)$$

где γ_{Ga} и X_{Ga} — коэффициент активности и атомная доля Ga в жидкой фазе. При обсуждении реакций введения примеси

полезно упростить выражение (6.3.12). В рассматриваемых здесь экспериментальных данных твердый раствор Те в GaAs является разбавленным с максимальной концентрацией на уровне $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (0,1 ат.%). Поэтому здесь должен выполняться закон Генри (о законе Генри см. [57]) и γ_{Te}^s должен быть константой. Так как концентрации Те в жидкой фазе довольно низки, а атомная доля Ga существенно постоянна и равна 0,88, γ_{Te} и $\gamma_{\text{Ga}} X_{\text{Ga}}$ могут также считаться постоянными. Исследования Хуаня и Брюса [58] показывают, что коэффициент активности электронов γ_n относительно постоянен в интервале концентраций, рассматриваемых здесь, и равен приблизительно 0,4 при 1000°C . Соотношение (6.13.12) приводится к простому выражению

$$K_5(T) = C_{\text{Te}} n / X_{\text{Te}} \quad (6.3.13)$$

в предположении, что в твердой фазе при температуре выращивания не происходит образования комплексов, а концентрация Те превосходит собственную концентрацию n_i . Концентрация электронов в экспоненциальном приближении для функции Ферми — Дирака дается выражением (4.3.25), а концентрация электронов на поверхности $n(0)$ будет равна

$$n(0) = N_c \exp(-\phi_{Bh}/kT). \quad (6.3.14)$$

При высокой температуре для расчета эффективной плотности состояний N_c необходимо принимать во внимание распределение электронов между прямым и непрямым минимумами зоны проводимости в соответствии с выражением (4.3.24), приведенном в § 3 гл. 4. Выражение (6.3.13) теперь можно переписать в виде

$$C_{\text{Te}} = K_5(T) X_{\text{Te}} / N_c \exp(-\phi_{Bh}/kT), \quad (6.3.15)$$

указывающем на линейную зависимость C_{Te} от X_{Te} при данной температуре. Линейная зависимость подтверждается частью изотермы растворимости в твердой фазе при 1000°C , показанной на рис. 6.3.2. Приведенные на этом рисунке данные получены на слоях, выращенных методом ЖФЭ в закрытой системе, при легировании радиоактивным Te^{129m} . Согласие между экспериментальными данными и выражением (6.3.15) подтверждает тот факт, что при $D/L_s \ll v$ на процесс введения примеси оказывает влияние положение уровня Ферми у поверхности, а не в объеме полупроводника.

При каждой температуре, используя линейную зависимость C_{Te} от X_{Te} , можно ввести коэффициент распределения, определяемый как отношение атомной доли примеси в твердой фазе к атомной доле в жидкой фазе. Кань и Грин [59] определяли коэффициент распределения в открытой системе между 700 и 800°C , измеряя концентрацию электронов и предполагая, что

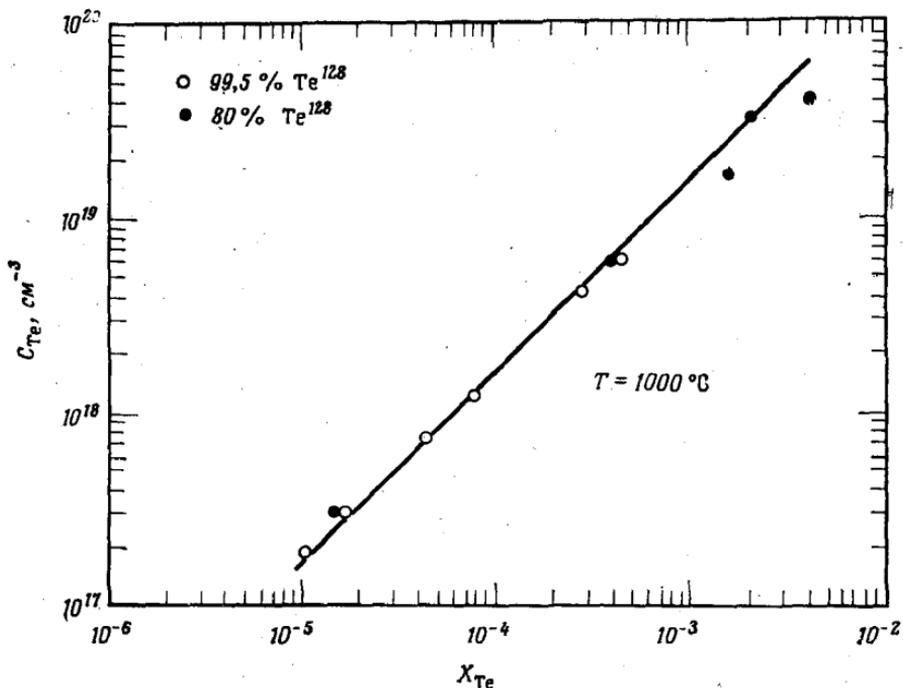


Рис. 6.3.2. Часть изотермы растворимости Te в твердой фазе GaAs при $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ [48, 53].

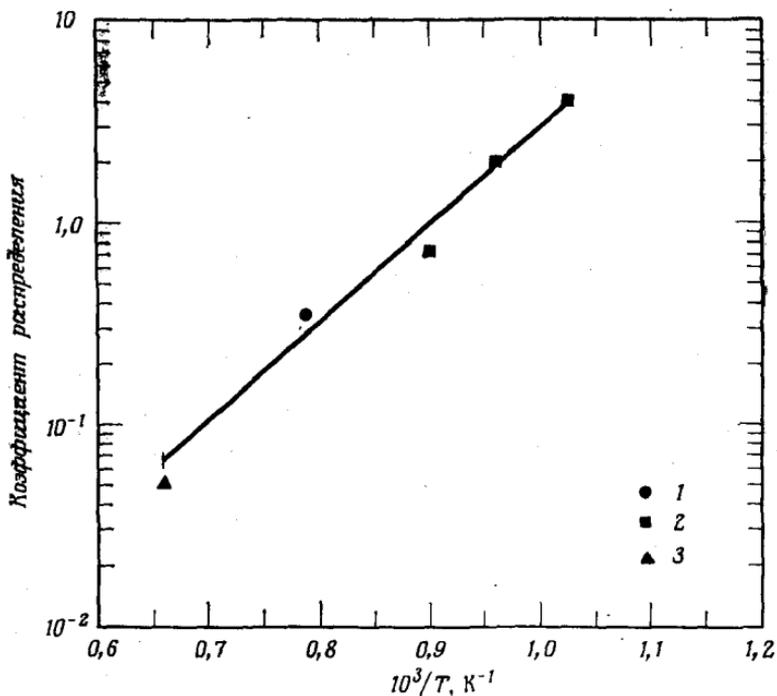


Рис. 6.3.3. Температурная зависимость коэффициента распределения Te в GaAs. 1 — данные работы [48]; 2 — данные работы [59]; 3 — данные работы [60].

$C_{Te} = n$. Используя химический анализ, Мильвидский и Пелевин [60] определили коэффициент распределения в точке плавления GaAs. На рис. 6.3.3 приведены данные [48, 59, 60], из которых следует интересный результат: коэффициент распределения увеличивается с уменьшением температуры. Заметим, что коэффициент распределения изменяется от величины, большей единицы, при низкой температуре до величины, меньшей единицы, при высокой температуре. Подобное поведение было замечено в GaAs для Se [61].

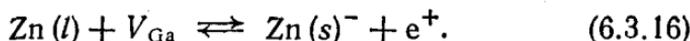
Нужно отметить, что для элементов VIA группы, используемых в качестве примесей в GaAs, при концентрациях примесей больше $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ количество примеси в твердой фазе начинает превосходить концентрацию активных доноров [48, 60, 62]. Выражение (6.3.15) показывает, что концентрация примеси у поверхности кристалла больше, чем равновесная концентрация внутри кристалла, потому что $n(0)$ у поверхности меньше, чем n внутри кристалла. Таким образом, при «заращивании» примеси в объем кристалла вглубь от области приповерхностного объемного заряда даже при температуре роста возникает термодинамическая сила, приводящая к уменьшению концентрации путем образования комплексов и преципитатов. Виланд и Кудман [62] вывели соотношение, в котором концентрация свободных электронов пропорциональна приблизительно корню кубическому из концентрации Se в твердой фазе при концентрации выше $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ Se атом/см}^3$. Теоретическая модель образования электрически активных комплексов была дана Шоттки [63]. Для изучения таких комплексов применялись методы просвечивающей электронной микроскопии. [64, 65]. К счастью, в гетероструктурах требуются концентрации $n \leq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, и проблем, связанных с высокими концентрациями примеси, можно избежать. Важно, однако, знать, что они существуют.

Имеется гораздо большее число публикаций, не обсуждавшихся здесь, посвященных примесям VIA группы в GaAs и других соединениях $A^{III}B^V$. Особенно интересно изучение Te в InP, в котором Ростожи и др. [66] показали, что в InP, выращиваемом из раствора, C_{Te} в собственной области линейно зависит от X_{Te} . Введение Te в InP поэтому тоже можно рассматривать как контролируемое равновесием между жидкой фазой и границей твердой фазы.

Цинк в GaAs

Цинк, вводимый в GaAs, являет собой пример быстро диффундирующей примеси. При концентрациях Zn, превышающих 10^{18} см^{-3} при 1000°C , $D > 10^{-11} \text{ см}^2/\text{с}$ [32]. Поэтому для $L_s \approx \approx 10^{-6} \text{ см}$ и $v \approx 10^{-6} \text{ см/с}$ $D/L_s v > 10$; следовательно, жидкая

фаза должна находиться в равновесии с объемом полупроводника. Введение цинка из жидкой фазы $Zn(l)$ на вакансию Ga , V_{Ga} в виде однократно ионизованного акцептора замещения $Zn(s)$ в узле Ga и дырки e^+ можно представить [46] как

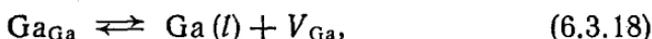


Константа равновесия для (6.3.16) запишется в виде

$$K_6(T) = \gamma_{Zn}^s C_{Zn} \gamma_p \rho / \gamma_{Zn} X_{Zn} X_{V_{Ga}}, \quad (6.3.17)$$

где γ_p — коэффициент активности дырок в твердой фазе, ρ — концентрация дырок, а γ_{Zn}^s и C_{Zn} — коэффициент активности и концентрация $Zn(s)$ в узлах Ga . Величины γ_{Zn} и X_{Zn} — коэффициент активности и атомная доля Zn в жидкой фазе. Коэффициент активности вакансий опять принимается равным единице; $X_{V_{Ga}}$ — атомная доля вакансий Ga .

Реакция образования вакансий Ga записывается в виде



где Ga_{Ga} обозначает атомы Ga в узлах Ga твердой фазы. Константа равновесия для этой реакции будет

$$K_7(T) = X_{V_{Ga}} a_{Ga}. \quad (6.3.19)$$

Объединяя выражения (6.3.8) и (6.3.19), получаем

$$X_{V_{Ga}} = K_7(T) a_{As} / K_2(T). \quad (6.3.20)$$

Используя (6.3.20), получаем из соотношения (6.3.17)

$$K_8(T) = \gamma_{Zn}^s C_{Zn} \gamma_p \rho / \gamma_{Zn} X_{Zn} \gamma_{As} X_{As}, \quad (6.3.21)$$

где γ_{As} и X_{As} — коэффициент активности и атомная доля As в жидкой фазе.

Выражение (6.3.21) можно упростить, предполагая, что для Zn в твердой фазе выполняется закон Генри, так что коэффициент активности γ_{Zn}^s можно считать постоянным и включить его в $K_8(T)$, получив $K'_8(T)$. В несобственных условиях ($p > n_i$) при полной ионизации атомов Zn в твердой фазе условие электронейтральности требует $C_{Zn} = \rho$. Растворимость Zn в твердой фазе дается тогда выражением

$$C_{Zn} = [K'_8(T) \gamma_{Zn} X_{Zn} \gamma_{As} X_{As} / \gamma_p]^{1/2}. \quad (6.3.22)$$

При определенной температуре зависимость X_{As} от X_{Zn} может быть получена из изотермы ликвидуса тройной фазовой диаграммы $Ga-As-Zn$ [67], которая показана на вставке рис. 6.3.4 для температуры $1000^\circ C$. Анализ опытов Ши и др. [68] по измерению давления цинка и мышьяка, проделанный

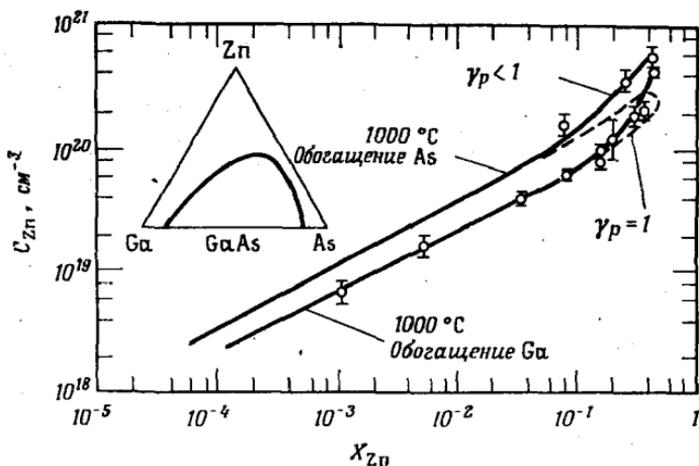


Рис. 6.3.4. Зависимость концентрации Zn в твердой фазе от атомной доли Zn в жидкой фазе по изотерме ликвидуса системы Ga—As—Zn при 1000 °С [53]. Изотерма ликвидуса при 1000 °С показана на вставке.

Джорданом [39], позволяет определить γ_{Zn} и γ_{As} . Полная кривая растворимости в твердой фазе вдоль изотермы ликвидуса при 1000 °С, вычисленная в соответствии с выражением (6.3.22) при $\gamma_p = 1$, показана на рис. 6.3.4 штриховой линией. Двухзначность кривой растворимости в твердой фазе отражает тот факт, что изотерма ликвидуса также двухзначна относительно концентрации Zn (см. вставку рис. 6.3.4). При высоких концентрациях экспериментальные значения растворимости в твердой фазе больше значений C_{Zn} , полученных из выражения (6.3.22), а это значит, что γ_p в этой области меньше единицы. Кривая на рис. 6.3.4, проведенная сплошной линией, согласуется с экспериментальными данными. Она получена при использовании в выражении (6.3.22) значений γ_p из [69]. Следует также заметить, что отношение $\gamma_{Zn}\gamma_{As}X_{As}/\gamma_p$ постоянно при $X_{Zn} < 0,1$ и зависимость концентрации Zn в твердой фазе от его количества в жидкой фазе дается выражением

$$C_{Zn} = [K_8''(T) X_{Zn}]^{1/2}. \quad (6.3.23)$$

Таким образом, при равновесии между жидкой фазой и объемом полупроводника концентрация Zn пропорциональна корню квадратному из содержания Zn в жидкой фазе. Растворимость Zn для изотерм в области составов, обогащенных Ga, между 600 и 1000 °С приведена на рис. 6.3.5 [47].

Концентрационные зависимости энергии ионизации примесей обсуждались в § 5 гл. 3, откуда следует, что, по всей видимости, при высоких концентрациях нет нейтральных атомов Zn. В про-

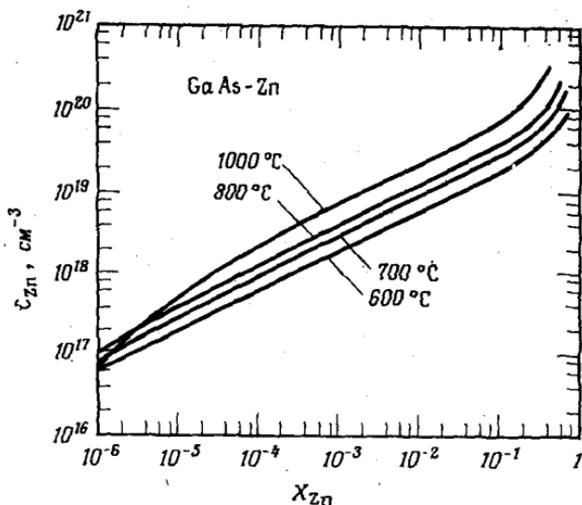


Рис. 6.3.5. Зависимость концентрации Zn в GaAs от атомной доли Zn в обогащенной Ga жидкой фазе по изотермам ликвидуса системы Ga—As—Zn при 600, 700, 800 и 1000 °C. Изотермы рассчитаны Джорданом [47].

типоволожность Te в GaAs кажется, что даже при высоких концентрациях практически все атомы Zn в GaAs электрически активны [70].

Примеси IV A группы в GaAs

Элементы IVA группы Si, Ge и Sn удобно использовать в качестве примесей в GaAs при изготовлении гетеролазеров. Найдено, что в эпитаксиальных слоях только углерод является остаточной нежелательной примесью [71]. Другие элементы IV группы являются важными примесями в жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) и эпитаксии из молекулярных пучков (ЭМП), так как имеют низкие давления паров, малые коэффициенты диффузии и малые энергии ионизации (см. табл. 4.3.1). Для получения нужных концентраций в твердой фазе требуются относительно большие по сравнению с Te или Zn концентрации Ge и Sn в жидкой фазе. Эти свойства позволяют использовать растворы для ЖФЭ, содержащие легко взвешиваемые количества Ge и Sn. Эти элементы в отличие от Zn и Te не загрязняют другие расплавы переносом в газовой фазе. Примеси IVA группы могут быть донорами при замещении Ga и акцепторами при замещении As, поэтому они являются амфотерными примесями. Как будет указано ниже, Si может давать сильно легированные и компенсированные слои GaAs *n*- или *p*-типа. При ЖФЭ германий дает относительно некомпенсированные слои *p*-типа, а Sn —

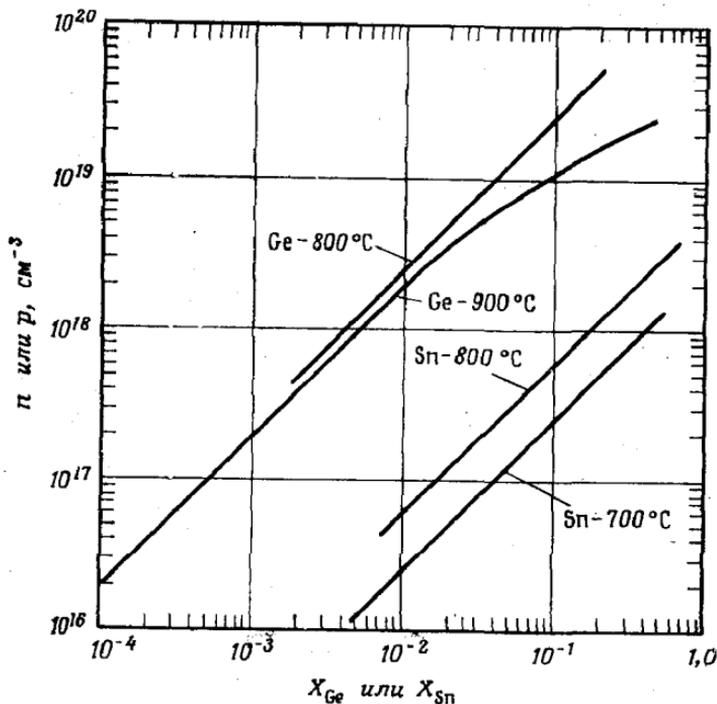


Рис. 6.3.6. Верхние кривые — зависимость концентрации дырок в GaAs при комнатной температуре от атомной доли Ge в жидкой фазе, обогащенной Ga, по изотермам ликвидуса при 800 °C [72] и 900 °C [50]. Нижние кривые — зависимость концентрации электронов в GaAs при комнатной температуре от атомной доли Sn в обогащенной Ga жидкой фазе по изотермам ликвидуса при 700 и 800 °C [49].

относительно некомпенсированные слои *n*-типа. Дальнейшее обсуждение легирования при ЭМП будет дано в § 6 этой главы.

На рис. 6.3.6 показано изменение концентрации дырок в GaAs при комнатной температуре в зависимости от содержания Ge в жидкой фазе, используемой для выращивания GaAs при 800 °C [72] и 900 °C [50]. Полное содержание Ge в твердой фазе также было определено Ростожки и Вольфштирном [50]. За исключением концентраций $p > 2 \cdot 10^{18} см^{-3}$, при 900 °C наблюдается линейная зависимость между содержанием Ge в жидкой и твердой фазах. По всей видимости, коэффициент диффузии Ge в GaAs мал. Поэтому жидкая фаза должна находиться в равновесии с поверхностью полупроводника, откуда следует линейная зависимость, наблюдаемая на самом деле. Германий широко используется в качестве акцептора для активного слоя и ограничивающего слоя *p*-типа $Al_xGa_{1-x}As$ ДГС-лазеров на GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$. Ростожки и др. [66] получили данные для Ge в InP, где он ведет себя в первую очередь как мелкий донор. Здесь также наблюдалась линейная зависимость между содер-

жанием примеси в жидкой и твердой фазах. Изменение концентрации электронов в GaAs при комнатной температуре в зависимости от содержания Sn в жидкой фазе при температурах выращивания 700 и 800 °C показано на рис. 6.3.6 вместе с данными для Ge [49]. Видно, что коэффициент распределения Sn в 50 раз меньше коэффициента распределения Ge. Ссылки на другие результаты для Sn в GaAs можно найти в [49]. Линейная зависимость n от X_{Sn} в GaAs (рис. 6.3.6) и InP [66] показывает, что в обоих этих случаях при использованных скоростях роста преобладает равновесие между жидкой фазой и поверхностью.

При легировании кремнием слои GaAs, выращенные методом ЖФЭ, могут давать светоизлучающие диоды с внешним выходом люминесценции более 20% [73]. Похожие результаты были получены для $Al_xGa_{1-x}As$, легированного Si, при $x < 0,1$ [74]. Столь высокие значения внешнего выхода получаются вследствие уменьшения самопоглощения при точной компенсации в условиях сильного легирования кремнием. Найдено, что введе-

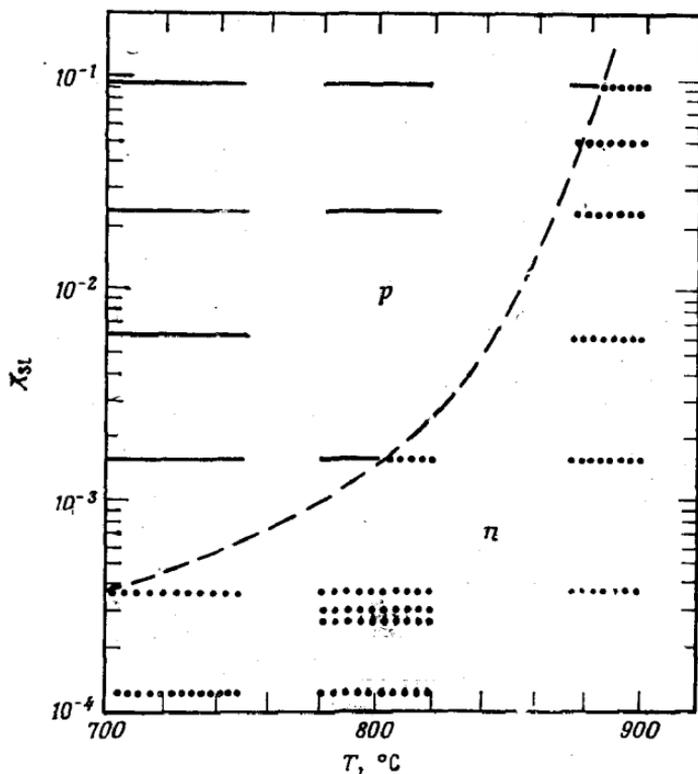


Рис. 6.3.7. Влияние температуры выращивания и концентрации Si в жидкой фазе на поведение Si в GaAs [77]. Сплошная линия — p-тип; пунктирная — n-тип.

ние Si в GaAs в качестве донора, акцептора или и того и другого зависит как от содержания Si в расплаве, так и от температуры выращивания [75, 76]. Рис. 6.3.7 показывает, что тип проводимости изменяется с температурой выращивания и концентрацией Si в жидкой фазе [77]. При общей концентрации Si на уровне $\sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ концентрация носителей может изменяться от $\sim 10^{16}$ до $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [78]. Показано, что в GaAs, легированном Si, присутствуют как Si_{Ga} (доноры), так и Si_{As} (акцепторы) [75, 79]. Однако не весь кремний, находящийся в кристалле, присутствует в этих двух видах. Как можно вывести из измерений фотолюминесценции и эффекта Холла на свежера выращенных и отожженных образцах, в твердой фазе существуют другие неидентифицированные комплексы, содержащие кремний [75, 79, 80]. Так как в активных областях лазеров, легированных кремнием, он вводится туда в больших концентрациях, в этих слоях кремний присутствует в таких формах, многие из которых плохо изучены. Однако ДГС-лазеры на GaAs— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с активными слоями, легированными Si, имеют низкие пороговые плотности тока при условии, что гетероэпитаксиальные пластины не подвергаются отжигу при температурах, превышающих $\sim 700^\circ\text{C}$.

Примеси в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Исследования по введению примесей в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ были сделаны для Te и Ge [81] и Sn [40]. Как показано на рис. 4.3.3, энергия ионизации акцепторов увеличивается при $x > 0$, а для Te энергия ионизации донорного уровня резко увеличивается при $x \geq 0,25$ [81]. Энергия ионизации донорного уровня Sn в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [40] ведет себя, как в случае Te. Увеличение энергии ионизации примеси означает, что при комнатной температуре атомы примеси ионизованы только частично и для получения тех же удельных сопротивлений, что и в GaAs, требуются более высокие концентрации примеси. При обычных для гетеролазеров значениях $x > 0,25$ в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для Sn могут быть достигнуты концентрации электронов только до $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [40]. Для получения большего уровня концентраций свободных носителей требуется такое содержание Sn в жидкой фазе, чтобы Sn становился главным компонентом четверной жидкой фазы Al—Ga—As—Sn, из которой выращиваются слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, легированные Sn. Столь большое содержание Sn отрицательно сказывается на процессе роста при ЖФЭ, и это накладывает практические ограничения на удельное сопротивление слоев. Изотермы ликвидуса системы Al—Ga—As—Sn можно найти [40].

§ 4. ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ В СИСТЕМАХ ЭЛЕМЕНТОВ IV и VI ГРУПП

Общее рассмотрение

Фазовые T — X -диаграммы систем Pb—Te, Sn—Te, Pb—S и Pb—Se показывают, что, как и в системах элементов III и V групп, на диаграммах преобладает поле жидкой фазы, находящейся в равновесии с бинарным соединением $A^{IV}B^{VI}$. Отклонения от стехиометрии здесь незначительны. Однако в отличие от соединений $A^{III}B^V$ вакансии решетки ведут себя здесь как доноры и акцепторы, и количество их достаточно для влияния на проводимость кристалла. Другое интересное отличие фазовой химии этих соединений от фазовой химии соединений $A^{III}B^V$ определяется видом паров, находящихся в равновесии с твердой фазой бинарного соединения. Обогащенная металлом жидкая фаза всегда находится в равновесии с парами, состоящими в основном из молекул бинарного соединения $A^{IV}B^{VI}$.

Обзор фазовых равновесий был дан Новоселовой [82]. На рис. 6.4.1 приведен набор диаграмм «температура — состав — стехиометрия — парциальное давление» для Pb—Te, являющихся типичными для всех вышеперечисленных систем. Ликвидус системы Pb—Te показан на T — X -диаграмме рис. 6.4.1, а. Сплошной кривой на рис. 6.4.1, а показаны результаты расчетов Илегемса и Пирсона [83], использующие экспериментальные данные Миллера и Комарека [84] и Люгшнейдера и др. [85]. В этих расчетах Илегемсом и Пирсоном [83] было сделано предположение о почти полной ассоциации в жидкой фазе. Была использована модель Джордана [86] для ассоциированного регулярного раствора. Наличие резкого максимума при составе 50 ат. % Te характерно для ассоциированной жидкой фазы. Область гомогенности твердой фазы настолько узка, что ее нельзя показать на рис. 6.4.1, а, поэтому область составов около 50 ат. % в увеличенном масштабе [87] показана на рис. 6.4.1, б. На нем приведены данные по концентрации носителей, вычисленные из измерений коэффициента Холла при 77 К для различных температур изотермического отжига. Предполагается, что вакансии Pb являются мелкими донорами, а вакансии Te — мелкими акцепторами, определяющими область гомогенности твердой фазы [87, 88]. Определение границ нестехиометрии твердой фазы основано на измерении концентрации носителей, потому что применение методов химического анализа здесь невозможно вследствие малости отклонения от стехиометрии.

Равновесные давления паров для различных компонентов, соответствующие ликвидусу и солидусу рис. 6.4.1, а, б, показаны на рис. 6.4.1, в [89]. В равновесии с твердой фазой PbTe могут

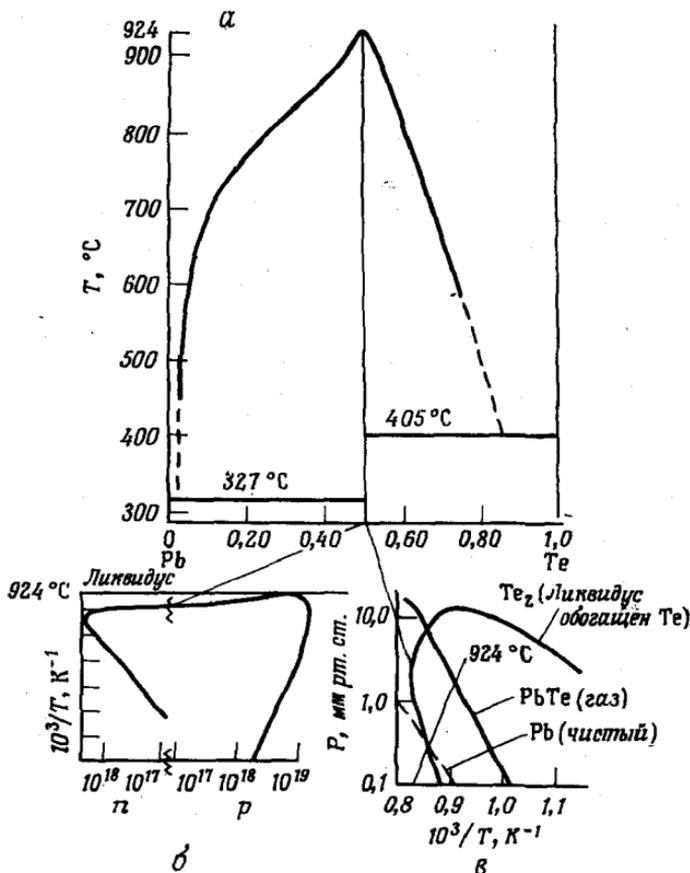


Рис. 6.4.1. а — Ликвидус поля первичной фазы в системе Рb—Те [83]. б — область гомогенности РbТе, показанная через концентрацию электронов n и концентрацию дырок p [87]; в — парциальные давления Te_2 и РbТе, находящихся в равновесии с составами ликвидуса Рb—Те, обогащенными Рb и Те [89]. Для сравнения показано давление паров чистого Рb.

находиться пары в широкой области давлений. Приведенные кривые показывают парциальное давление Te_2 в равновесии с твердой и жидкой фазами при переходе от составов, обогащенных Рb, через точку плавления к составам, обогащенным Те. Здесь нужно было бы привести соответствующую кривую для давления паров Рb, но такие данные не были получены. Максимальное давление Рb в области, обогащенной Рb, будет приблизительно равно давлению паров чистого Рb, а по мере увеличения концентрации Те в равновесной жидкости оно будет много меньше давления паров над чистым Рb. Заметим, что давление $PbTe(g)$ во всем интервале составов больше давления паров Рb и больше давления паров Te_2 в области составов, обогащенных Рb. Такое соотношение давлений имеет большое значение для

выращивания слоев методами газотранспортной реакции и эпитаксии из молекулярных пучков. В этих случаях $PbTe(g)$ обычно является основным компонентом массопереноса, хотя стехиометрия кристалла и, следовательно, концентрация носителей определяются парциальными давлениями Pb и Te_2 .

Фазовые диаграммы тройных систем элементов IV и VI групп детально не исследовались. Они до некоторой степени похожи на фазовые диаграммы элементов III и V групп, так как в них тоже существует большая область составов, в которой соединение $A_x^{IV}B_{1-x}^{IV}C^{VI}$ находится в равновесии с жидкой фазой. Стехиометрию, а следовательно, тип проводимости и концентрацию носителей можно регулировать отжигом при соответствующих парциальных давлениях паров составляющих элементов. В бинарных соединениях такие процессы отжига приводят в пределах к области гомогенности соединения. В тройных соединениях отжиг обычно проводится в присутствии смеси металлов, взятых в том же отношении, что и в соединении или в присутствии избыточного количества элемента VI группы. И в том и в другом случае полученная стехиометрия и соответственно концентрация носителей не связаны с границами области гомогенности твердой фазы, находящейся в равновесии с жидкой фазой. Полученные таким образом кривые называются здесь *кривыми метасолидуса*, что будет отличать их от данных по реальному равновесию жидкой и твердой фаз.

$Pb_{1-x}Sn_xTe$

Теллуриды свинца и олова кристаллизуются в структуре $NaCl$ (каменной соли), а их периоды решетки отличаются всего на 2%, поэтому неудивительно, что они образуют непрерывный ряд твердых растворов. Имеются сообщения о фазовых диаграммах [90] и фазовых расчетах [83]. На рис. 6.4.2 изображены кривые метасолидуса, в которых стехиометрия выражена через концентрацию носителей. Эти кривые были построены Харманом [87, 91] с использованием собственных данных по отжигу, а также данных Калавы и др. [92] и данных Бребрика и Губнера для $PbTe$ [88]. Эти кривые показывают, каким образом можно регулировать концентрацию носителей в объемном материале. Если бы имелись и равновесные кривые, то они в общем имели бы те же свойства, несколько отличаясь только формой и положением.

Влияние легирующих примесей в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ сильно маскируется собственными ионизованными дефектами. В общем примеси IA и IB групп являются акцепторами при замещении и донорами при внедрении. Элементы IIIB группы являются донорами, за исключением TI, являющегося акцептором. Часто ла-

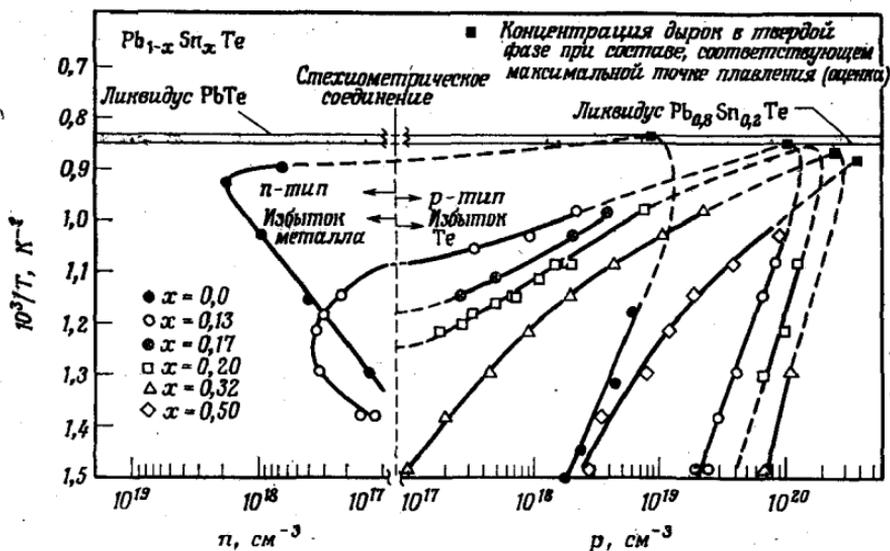


Рис. 6.4.2. Зависимость концентрации носителей по холловским измерениям при 77 К от температуры изотермического отжига для $PbTe$ и $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с различными значениями x . Как обсуждалось в тексте, последние являются кривыми метасолидуса [87, 91].

зеры на гетероструктуре $PbTe-Pb_{1-x}Sn_xTe$ не легируются, а для создания нужного типа проводимости используются собственные дефекты.

$Pb_{1-x}Sn_xSe$

Селенид олова не кристаллизуется в структуре каменной соли, поэтому в этой системе не существует непрерывного ряда твердых растворов во всей области составов. В зависимости от температуры максимально достижимая величина x лежит между 0,4 и 0,5. Имеются данные только по фазовым диаграммам конденсированных фаз бинарных соединений [93], псевдобинарным равновесиям между жидкой и твердой фазами и кривым метасолидуса [87, 91]. Сообщений об исследовании легирования этих соединений нет, по-видимому, вследствие большой концентрации собственных дефектов ($10^{18}-10^{19} cm^{-3}$). Контроль концентрации носителей путем введения примеси может быть осуществлен только в материале, который был выращен или отожжен при низких температурах ($\leq 650^\circ C$), а также при условии, что имеется примесь, растворимая в больших количествах.

$PbS_{1-x}Se_x$

Оба крайних компонента этой системы обладают структурой каменной соли и образуют непрерывный ряд твердых растворов. Равновесия жидкой и твердой фаз были изучены только вдоль

псевдобинарного разреза $PbS-PbSe$ [94]. По области гомогенности твердой фазы существует только ограниченный набор данных, состоящий из данных по области гомогенности крайних компонентов и кривых метасолидуса для некоторых тройных составов [87, 91].

§ 5. ЖИДКОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ

Общее рассмотрение

В самом общем смысле метод жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) заключается в выращивании ориентированного кристаллического слоя материала из насыщенного или пересыщенного жидкого раствора на кристаллической подложке. В эпитаксиальных методах, описанных ниже, выращивание производится на монокристаллической подложке, которая подобна по структуре и размерам решетки выращиваемому слою в такой степени, чтобы при выращивании продолжение кристаллической структуры происходило когерентным образом. Чаще всего и во всех случаях, описанных здесь, главная составляющая жидкого раствора является одним из главных компонентов твердой фазы, а фазовые равновесия таковы, что жидкий раствор, из которого происходит рост, является разбавленным по отношению ко всем компонентам, кроме одного.

Для описания термодинамических основ ЖФЭ полезно использовать рис. 6.2.1 для бинарной системы $A-C$ и рис. 6.2.7 для гипотетической тройной системы $A-B-C$. Рассмотрим случай, когда эпитаксиальное выращивание бинарного соединения AC происходит в условиях, близких к равновесным. В таком случае в результате охлаждения от T_2 до T_1 на подложке происходит рост некоторого количества твердого соединения AC , эквивалентного потере атомной доли $X_C(T_2) - X_C(T_1)$ компонента C (и такого же количества компонента A) из жидкого раствора (см. рис. 6.2.1). Несколько сложнее ситуация в равновесных тройных системах. Тройная система, показанная на рис. 6.2.7, представляет класс тройных систем, в которых A и B — элементы III группы, а C — элемент V группы. Этот рисунок в увеличенном масштабе изображен на рис. 6.5.1. Здесь показана только область составов, обогащенных элементом III группы между двумя близко лежащими изотермами. Каждая изотермическая фазовая диаграмма (см. рис. 6.2.5) представляет собой сечение поверхностей ликвидуса и солидуса. Составы жидкой фазы $A-B-C$, которые могут находиться в равновесии с твердым раствором $A_xB_{1-x}C$, полностью определяются кривой ликвидуса и соответствующими конодами. При выращивании тройного твердого раствора жидкий раствор в точке 2 охлаж-

дается до точки I ; при этом эпитаксиально осаждается твердая фаза с большим, по сравнению с жидкой фазой, содержанием компонента A . При охлаждении от температуры T_2 до T_1 состав эпитаксиального слоя будет изменяться по кривой b , а состав жидкой фазы — по кривой a . Если бы эти соображения были единственными, то вследствие ограниченности экспериментальных данных, по которым в соответствии с § 2 настоящей главы могут быть получены интересующие нас фазовые диаграммы, обсуждение метода ЖФЭ можно было бы считать законченным. Несмотря на то что процесс ЖФЭ определяется исключительно равновесными условиями, он также в огромной степени зависит и от других факторов. Это ограниченная скорость подхода компонентов к поверхности роста (обычно в неперемешиваемом и изотермическом растворе), пересыщение раствора во время роста, зародышеобразование и механизм роста на поверхности и конвекция, возникающая вследствие градиентов температуры и состава. К тому же при выращивании гетероструктур в начале выращивания нового слоя, т. е. на гетеропереходе, всегда существует термодинамическая неустойчивость между раствором и поверхностью кристалла.

Термодинамическая неустойчивость между поверхностью кристалла и жидкой фазой должна существовать всегда в тех случаях, когда состав твердой фазы, который может быть в равновесии с жидкой фазой, отличается от состава кристалла, находящегося в контакте с раствором. Такая ситуация хорошо иллюстрируется системой $Al-Ga-As$. На рис. 6.2.5 в обычном концентрационном треугольнике показана изотерма ликвидуса

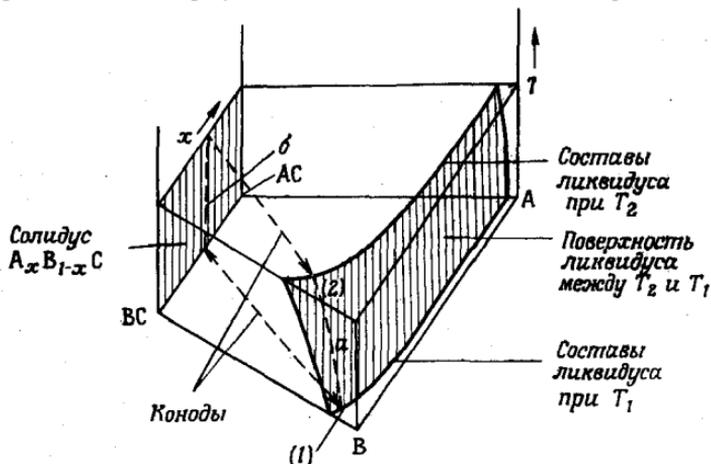


Рис. 6.5.1. Пространственная фазовая диаграмма для ликвидуса и соллидуса тройной системы $A^{III}-B^{III}-C^V$ в равновесии с твердым раствором $A_xB_{1-x}C$, в котором $0 \leq x \leq 1$. Показана только часть диаграммы между близко лежащими температурами T_2 и T_1 , в которой $X_A + X_B > X_C$. Концентрационный треугольник для тройных систем был показан на рис. 6.2.6.

для 900 °С. Там же приведена конода, показывающая состав твердой фазы, находящейся при 900 °С в равновесии с жидкой фазой, содержащей 1,0 ат. % Al. Ясно, что единственной твердой фазой, которая может находиться в равновесии с жидкой фазой, содержащей 1,0 ат. % Al при 900 °С, является твердый раствор $Al_{0,63}Ga_{0,37}As$, который сильно отличается по составу от обычно используемой подложки GaAs. В системе, которая первоначально состояла из такого раствора в контакте с GaAs при 900 °С, раствор и твердая фаза будут взаимодействовать друг с другом до полного растворения подложки GaAs. В результате система будет состоять из жидкой фазы с составом, лежащим на той же изотерме, но концентрация Al в ней будет меньше, чем в исходном растворе. Она будет равновесной по отношению к $Al_xGa_{1-x}As$, а GaAs в такой системе будет отсутствовать. Паниш и др. [95] предположили, что на GaAs, приведенном в контакт с жидкой фазой Al—Ga—As при температуре ликвидуса, быстро образуется очень тонкий поверхностный слой $Al_xGa_{1-x}As$. Этот слой защищает подложку, и, если система охлаждается, рост слоя может продолжаться. К сожалению, быстрое образование защитного слоя на подложке, по-видимому, происходит еще только в одной системе элементов III и V групп — $Al_xGa_{1-x}P$ на GaP [96, 97], которая дает твердые растворы, непрямозонные во всем интервале составов. Неустойчивость подложки наблюдалась в нескольких других системах элементов III и V групп [28]: растворах Ga—In—P и Ga—In—As, контактирующих с GaAs, растворах In—Ga—As—P, контактирующих с InP, и растворах Ga—As—P, контактирующих с GaAs и GaP. Таким образом, неустойчивость затравочного кристалла при медленном охлаждении в условиях, близких к равновесным, является правилом, а не исключением для систем элементов III и V групп. Такой вывод не означает, что методы ЖФЭ неприменимы для сочетаний жидкой и твердой фаз со значительной термодинамической неустойчивостью. Он означает, что необходимы специальные меры предосторожности, при которых обычно требуется выращивание из переохлажденного раствора. Больше всего здесь подходят методы резкого охлаждения, которые будут описаны в следующей части этого параграфа.

На протяжении всей гл. 5, посвященной обсуждению лазерных гетероструктур соединений $A^{III}B^V$, подчеркивалось, насколько важно хорошо согласовывать решетки, чтобы не допустить образования протяженных наклонных дислокаций. При использовании $Al_xGa_{1-x}As$ хорошее согласование решеток наблюдается при всех значениях x , поэтому малые изменения x не вызывают осложнений, связанных с рассогласованием. Рассмотрим теперь выращивание $Ga_xIn_{1-x}P$ на GaAs. Соответствующую тройную систему хорошо описывает гипотетическая диа-

грамма на рис. 6.5.1, где А будет обозначать Ga, а В — In. В равновесии при охлаждении раствора состав на поверхности твердой фазы будет изменяться (кривая б). Ситуация осложняется еще больше, если учесть, что скорость подхода Ga из объема жидкой фазы ограничена диффузией в жидкой фазе так, что кривая б будет перемещаться дальше к ВС. Можно не без оснований ожидать, что при таких условиях изменение x в тонкой многослойной структуре достигнет 1%. Стрингфеллоу [98] указал, что для $Ga_xIn_{1-x}P$ с составом, выбранным для согласования с решеткой GaAs, рассогласующее смещение $x = \pm 0,01$ достаточно для того, чтобы воспрепятствовать эпитаксиальному наращиванию. Однако при выращивании $Ga_xIn_{1-x}P$ на GaAs [98] и $GaAs_ySb_{1-y}$ на GaAs [99] наблюдается тенденция к изопериодическому росту даже в том случае, когда ростовые расплавы должны были бы дать несколько рассогласованный в пределах области изменения x , не превышающего $\pm 1\%$, кристалл. Этот эффект, названный эффектом затягивания (pulling), не получил должного объяснения. При выращивании $In_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$ на InP он не наблюдался [100].

Материал, представленный в этом параграфе, в сущности относится к ЖФЭ соединений $A^{III}B^V$. Некоторые из трудностей, упомянутых выше для соединений $A^{III}B^V$, не будут иметь значения при выращивании методом ЖФЭ соединений $A^{IV}B^{VI}$. Гораздо большие длины волн лазерного излучения позволяют создать эффект оптического ограничения при использовании большей толщины активной области. К тому же для защиты подложек от растворения могут быть использованы условия выращивания с гораздо большим отклонением от равновесия. Кроме того, согласование решеток хотя и желательно, но имеет меньшее значение.

В соединениях $A^{IV}B^{VI}$ при условии, что рост происходит эпитаксиальным образом, малые вариации состава, возникающие вследствие больших значений коэффициентов распределения, не столь губительно по сравнению с соединениями $A^{III}B^V$ сказываются на характеристиках лазеров. Более серьезной проблемой является высокая концентрация вакансий, которые имеют свойства доноров и акцепторов, и оказывают влияние на проводимость кристалла (см. § 4 этой главы). Такие дефекты затрудняют управление проводимостью соединений $A^{IV}B^{VI}$ и ограничивают диапазон условий, при которых могут быть выращены лазерные гетероструктуры.

Методы постепенного и резкого охлаждения

Фазовые равновесия как отправная точка жидкофазной эпитаксии могут быть использованы несколькими способами. Наиболее распространенный метод выращивания гетероструктур

GaAs—Al_xGa_{1-x}As заключается в том, что подложка GaAs приводится в контакт с равновесным раствором при температуре T_2 и затем медленно охлаждается вместе с раствором до температуры T_1 . Такой процесс удобно называть методом постепенного охлаждения (ПО). Равновесный процесс для бинарных (рис. 6.2.1) и тройных (рис. 6.5.1) систем обсуждался выше, однако процесс никогда не происходит таким образом. При эпитаксиальном выращивании как бинарных, так и тройных соединений $A^{III}B^V$ скорость диффузии недостаточна для того, чтобы компоненты, находящиеся на любом расстоянии от поверхности роста, могли прийти с ней в равновесие. В дополнение к уже описанным вариациям состава ограничения, связанные с диффузией, приводят к росту, более медленному, чем ожидалось бы в равновесии.

Существует несколько моделей для описания эпитаксиального роста соединений $A^{III}B^V$, ограниченного диффузией [101—105]. Одна из наиболее простых была разработана в работе Се [101]: кристаллизация идет из толстого изотермического слоя бинарного раствора $A-C$, не подвергающегося перемешиванию, а осаждение AC происходит только на подложке AC , обеспечивающей все необходимые центры зародышеобразования. Предполагается также, что рост ограничен диффузией компонента C к поверхности роста и изменением растворимости с температурой. В качестве примера Се [101] рассматривал GaAs, поэтому компонентом C на рис. 6.2.1 является As. В модели выращивания слоя представляет интерес изменение концентрации As, так как он является наиболее разбавленным компонентом и может рассматриваться как растворенное вещество.

Количество растворенного вещества M_t , уходящее из раствора через единичную площадку при выращивании на подложку в течение времени t , будет равно

$$M_t = \int_0^t D \left[\frac{\partial C'_{As}(z, t)}{\partial z} \right]_{z=0} dt, \quad (6.5.1)$$

где D — коэффициент диффузии. При решении уравнения диффузии предпочтительнее использовать не атомную долю, а концентрацию C'_{As} , которая равна количеству атомов мышьяка в единичном объеме жидкой фазы. Пространственной координатой является z ; так как толщина выращиваемого слоя гораздо меньше глубины раствора, ее изменением можно пренебречь и положить $z = 0$ на растущей поверхности. Толщина полученного эпитаксиального слоя

$$d = M_t / C'_{As}, \quad (6.5.2)$$

где C_{As}^s — концентрация компонента S в твердой фазе. Се получил зависимость $C_{As}^l(z, t)$, необходимую для определения M_t , решая уравнение одномерной диффузии [106]:

$$D[\partial^2 C_{As}^l(z, t)/\partial z^2] = \partial C_{As}^l(z, t)/\partial t. \quad (6.5.3)$$

Начальная концентрация $C_{As}^l(z, 0)$ задается кривой ликвидуса GaAs (рис. 6.2.2). Се предположил, что наклон кривой ликвидуса в точке T_2 равен

$$dT/dC_{As}^l = (T_2 - T_1)/[C_{As}^l(T_2) - C_{As}^l(T_1)] \equiv \text{const} = m. \quad (6.5.4)$$

При постепенном охлаждении имеются следующие граничные условия: $C_{As}^l(z, 0) = C_{As}^l(T_2)$ и $C_{As}^l(0, t) = C_{As}^l(T_2) - (R/m)t$, где R — скорость охлаждения. Решением этих уравнений для d будет

$$d = (4/3)(R/C_{As}^s m)(D/\pi)^{1/2} t^{1/2}. \quad (6.5.5)$$

На рис. 5.2.2 можно видеть, что на элементарную ячейку приходится по четыре атома Ga и As, поэтому $C_{As}^s = 4/a_0^3$. Температурная зависимость периода решетки GaAs приведена на рис. 5.5.1.

Хотя постепенное охлаждение является наиболее часто применяемым методом для выращивания гетероструктур на основе GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$, недавно развитый метод резкого охлаждения, по всей видимости, обеспечивает лучшие границы между слоями. Раствор насыщается при некоторой температуре T_2 , отделяется от источника насыщения, охлаждается до температуры T_1 и при этой температуре приводится в контакт с подложкой. Чтобы в растворе не начинали выпадать кристаллы, разность температур $\Delta T = T_2 - T_1$ должна быть достаточно мала. Существуют два простых варианта этого метода: поддержание подложки и раствора при температуре T_1 (PO1) и поддержание после начала роста той же скорости охлаждения, что и на этапе пересыщения (PO2). Сравнение скоростей роста при ПО, PO1 и PO2 было дано в работе Се [101]. Решение уравнения диффузии в предположениях, использованных для ПО, но с граничными условиями $C_{As}^l(z, 0) = C_{As}^l(T_2)$ и $C_{As}^l(0, t) = C_{As}^l(T_1)$, дает толщину слоя, выращенного методом PO1:

$$d = (2 \Delta T/C_{As}^s m)(D/\pi)^{1/2} t^{1/2}. \quad (6.5.6)$$

Сумма выражений (6.5.5) и (6.5.6) дает значение d для PO2:

$$d = (1/C_{As}^s m)(D/\pi)^{1/2} [2 \Delta T t^{1/2} + (4/3) R t^{1/2}]. \quad (6.5.7)$$

Се [101] сравнил толщины слоев GaAs, выращенных методом ЖФЭ при 800 °C на подложках GaAs из раствора Ga—As, со

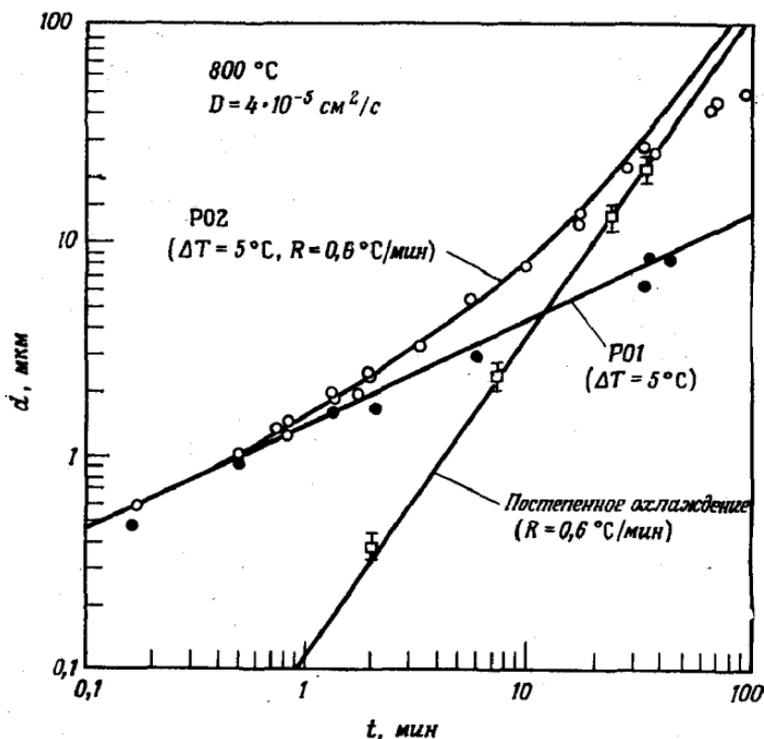


Рис. 6.5.2. Зависимость толщины d эпитаксиального слоя GaAs от времени выращивания методом постепенного охлаждения и резкого охлаждения (PO1 и PO2). Кривые рассчитаны по формулам (6.5.5)—(6.5.7) [101].

значениями d , полученными из выражений (6.5.5)—(6.5.7). На рис. 6.5.2 приведены расчетные кривые и экспериментальные данные [101]. Было найдено, что во всех случаях коэффициент диффузии D для As в жидкой фазе лежит в интервале $(4-5,2) \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$. Эти значения были определены Се с использованием выражений (6.5.5)—(6.5.7) и измеренных значений d . Используя схожую методику, Доусон [107] получил значение $D \approx 8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$. Экспериментальные данные очень хорошо согласуются с расчетными кривыми. Исключение составляют лишь точки, соответствующие очень большим временам роста, когда вследствие конечной толщины слоя раствора нарушаются условия эксперимента. Се показал также, что идентичные соображения могут быть применены для описания выращивания InP методом ЖФЭ из растворов In—P [100]. Нет сообщений о подобных расчетах, сделанных для тройных систем, таких, как Al—Ga—As. Жауэр показал, что в способе PO1 эффективный коэффициент распределения примеси [107a] или даже основного компонента [107b], такого, как Al в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, инвариантен во времени в бесконечно глубоком слое раствора,

Изучение рис. 6.5.2 показывает, что методом резкого охлаждения труднее, чем при постепенном охлаждении, выращивать очень тонкие (0,1 мкм) слои, необходимые для некоторых видов гетеролазеров. Вероятно, главным преимуществом метода резкого охлаждения перед методом постепенного охлаждения является возможность реализации быстрого роста на первом этапе, происходящего, по-видимому, на многих центрах кристаллизации, что обусловлено большей движущей силой кристаллообразования, возникающей в пересыщенном растворе. Если такое предположение правильно, то в случае резкого охлаждения должны получаться более гладкие слои. В работе Се [101] было проведено сравнение слоев GaAs, выращенных на подложках GaAs методами ПО, PO1 и PO2, и слои, полученные методом PO, получились, несомненно, более гладкими. Роде и Соберс [108], используя модификацию метода PO1 для выращивания гетероструктур GaAs—Al_xGa_{1-x}As, нашли, что при этом также достигается большая равномерность слоя по толщине. Они отнесли это явление за счет уменьшения конвекции, вызванной охлаждением. Другим потенциальным преимуществом метода PO является возможность подавлять взаимодействие между ростовым раствором и неустойчивой подложкой. На самом деле подобный метод был использован при жидкофазной эпитаксии Ga_{0,51}In_{0,49}P на GaAs [98], а Се и др. [109] использовали PO2 для выращивания лазеров на двусторонней гетероструктуре InP—Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}—InP, которая была описана в § 5 гл. 5. Результаты исследований гладкости границ GaAs—Al_xGa_{1-x}As показали, что в большинстве лазеров, выращенных методом постепенного охлаждения, наблюдается непланарность, достаточная для того, чтобы дать вклад в потери на рассеяние [110]. Такая непланарность может быть следствием неустойчивости GaAs по отношению к раствору Al—Ga—As; в этом случае метод PO может привести к уменьшению потерь на рассеяние.

Концентрационное переохлаждение

В работе Роде [102] использовалась модель выращивания GaAs методом ЖФЭ, по существу аналогичная модели Се, за тем исключением, что величина m не считалась постоянной и глубина раствора считалась конечной. Было проделано машинное моделирование роста при ЖФЭ. Такое моделирование позволило понять динамику роста. В своих расчетах Роде [102] использовал значение $D = 4,1 \cdot 10^{-5}$ см²/с. Схожие расчеты были проделаны Доусоном [107] при значении $D = 8 \cdot 10^{-5}$ см²/с. На рис. 6.5.3 показано развитие пересыщения в направлении, нормальном к плоскости роста, для типичных условий выращивания, используемых при гетероэпитаксии методом ПО. Выращи-

вание первого слоя гетероструктуры часто начинается в немного недосыщенном растворе. На рис. 6.5.4 показана динамика роста при методе ПО из немного недосыщенного неперемешиваемого раствора. Раствор, резко охлажденный с 800 до 790 °С для выращивания слоя методом РО1, представлен на рис. 6.5.5.

Возникновение градиента пересыщения, показанное на рис. 6.5.3—6.5.5, имеет важные последствия в дополнение к тем, которые уже обсуждались. В металлических системах такое «концентрационное переохлаждение» приводит к неустойчивости роста на границе твердой и жидкой фаз [103]. Неустойчивости роста являются следствием образования кристаллитов или дендритов у поверхности роста или на ней. Они возникают также вследствие поперечных градиентов температуры или состава и неровности исходной поверхности. В системах, содержащих только металлы, такие неустойчивости приводят к характерной структуре неровностей поверхности роста. Минден [111] провел подробное исследование для того, чтобы определить, какой температурный градиент необходим в жидкой фазе для подавления пересыщения, возникающего при ЖФЭ. Оказалось, что требуемая величина градиента должна быть на уровне нескольких

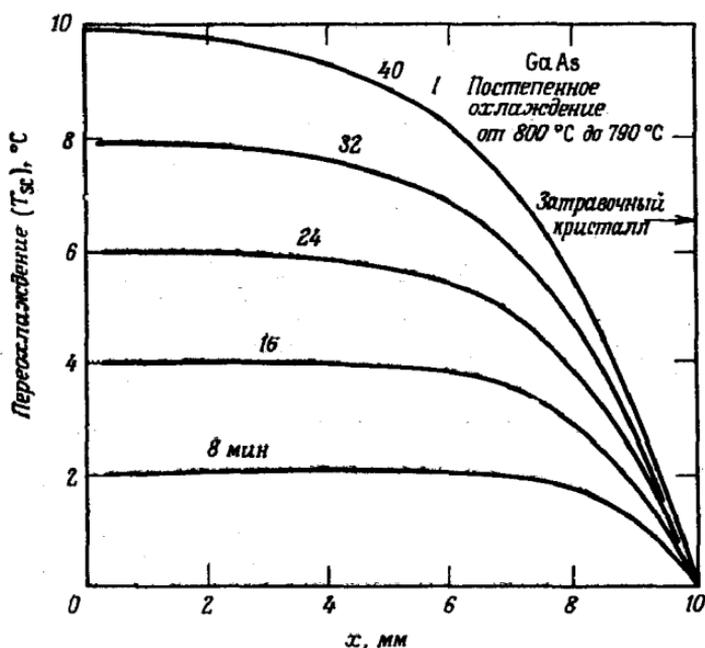


Рис 6.5.3. Развитие пересыщения в неперемешиваемом растворе при выращивании GaAs на подложке GaAs в условиях, типичных для выращивания гетеролазеров [102]. Принято, что в момент начала роста раствор находится в равновесии с твердой фазой. Глубина раствора 10 мм; $D = 4,1 \cdot 10^{-5}$ см²/с, $R = 0,25$ °С/мин.

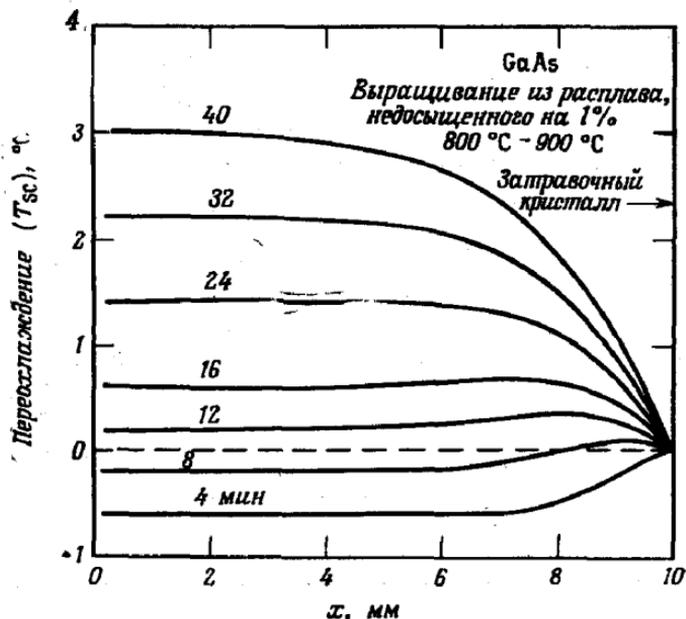


Рис. 6.5.4. То же, что и на рис. 6.5.3, кроме того, что раствор недосыщен на 1% по концентрации As в жидкой фазе. Здесь $R = 0,10^\circ\text{C}/\text{мин}$, а начальная температура равна 800°C . Положительный наклон профиля As показывает, что подложка, расположенная в точке $x = 10$ мм, растворяется в течение первых 5 мин процесса [102].

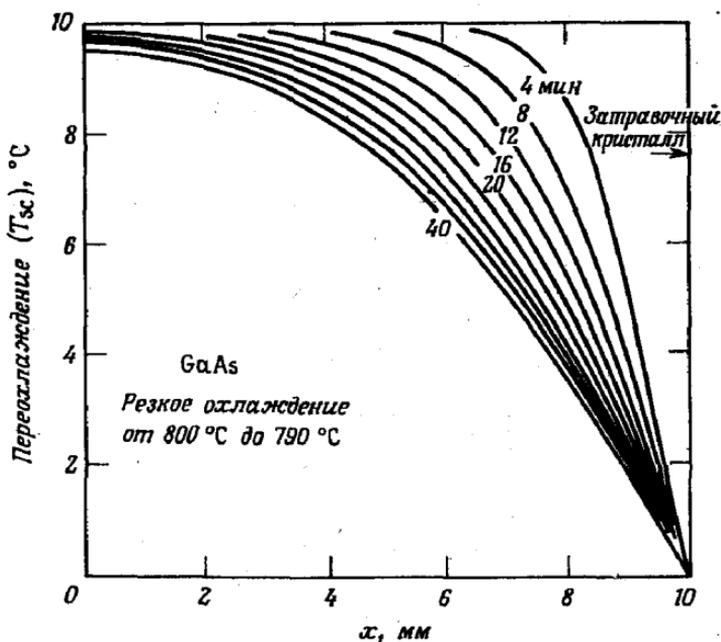


Рис. 6.5.5. Профиль пересыщения в перемешиваемом растворе при выращивании с использованием метода POI [102].

десятков градусов на сантиметр, причем у подложки температура должна быть ниже. В жидком металлическом растворе при обычных условиях многослойной ЖФЭ, используемой для выращивания гетеролазеров, трудно создать такие градиенты температуры.

Вследствие такого влияния концентрационного переохлаждения полезно кратко обсудить некоторые наблюдения Кроссли и Смолла [112]. Их наблюдения позволяют качественно оценить влияние неустойчивости роста, возникающей вследствие концентрационного переохлаждения, на выращивание гетероструктур,

Таблица 6.5.1

Рост слоев GaAs при ЖФЭ из недосыщенного, насыщенного и пересыщенного растворов. $T = 800^\circ\text{C}$ [112]

Условия выращивания	Внешний вид
Затравка введена в раствор, недосыщенный на 4°C . Охлаждение не проводится	Шероховатый (прошло травление)
Затравка введена в раствор, недосыщенный на 4°C . Проведено охлаждение, достаточное для выращивания 1 мкм	Гладкие чешуйки, выравнивающие поверхность
Затравка введена в насыщенный раствор. Проведено охлаждение со скоростью $0,5^\circ\text{C}/\text{мин}$	Островковый рост, очень явно происходящий в течение 2 мин (1,5 мкм). Затем рельеф сглаживается, но еще заметен после 6 мин (~ 5 мкм)
Затравка введена в раствор, пересыщенный на 5°C	Гладкий рост с образованием террас

использующих соединения $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Кроссли и Смолл [112] описали морфологию слоев GaAs, выращенных методом ЖФЭ, и предположили, что ее развитие происходит в три этапа. На первом этапе морфология поверхности зависит от условий насыщения раствора при контакте с подложкой. В результате второго этапа происходит сглаживание поверхности от исходных центров кристаллизации. На третьем этапе наблюдается образование шероховатой поверхности, что может быть результатом неустойчивости, связанной с концентрационным переохлаждением. Было показано, что при выращивании GaAs на подложке GaAs из расплава Ga методом ЖФЭ в условиях, схожих с выращиванием многослойных структур, наступление третьего этапа на первых 15—25 мкм роста не наблюдается.

В табл. 6.5.1 даны проделанные Кроссли и Смоллом качественные наблюдения первых этапов развития слоев GaAs при выращивании из недосыщенного, близкого к насыщенному и

пересыщенного растворов. В результате этих наблюдений выявляются следующие свойства. При большом пересыщении, характерном для РО, зародышеобразование легко происходит на всей поверхности кристалла, что приводит к относительно ровному росту. В тех случаях, когда выращивание ведется из насыщенного или почти насыщенного раствора, движущая сила роста очень мала. В этом случае зародышеобразование может произойти только на нескольких центрах, рассеянных по поверхности, и решающим моментом может стать предварительная обработка и подготовка затравочного кристалла. Концентрация центров роста на поверхности подложки, подвергнутой незначительному растворению, по-видимому, велика. В этом случае при переходе раствора у поверхности из насыщенного в пересыщенное состояние возможен ровный рост.

По сравнению с растворами, обычно используемыми для ЖФЭ тонких структур, в действительности растворы для ЖФЭ соединений $A^{III}B^V$ гораздо лучше выдерживают переохлаждение без дендритного роста и спонтанной кристаллизации [113]. По-видимому, в этих случаях неустойчивость, связанная с концентрационным переохлаждением, не является основной причиной непланарности поверхности. Наблюдения Кроссли и Смолла [112], показывающие, что для развития третьего этапа требуется продолжительный рост, согласуются с нашими собственными наблюдениями о том, что ячеистая структура, характерная для неустойчивости, вызванной концентрационным переохлаждением, никогда не наблюдалась при выращивании гетеролазеров.

Другая группа нежелательных эффектов, связанных с градиентом пересыщения, вызвана требованиями многослойной ЖФЭ, при которой каждый слой должен выращиваться из отдельного раствора. В изотермической или почти изотермической печи каждый расплав во время процесса подвергается одинаковым температурным изменениям вне зависимости от того, используется ли он в данный момент. При методе ПО в начале процесса раствор насыщен, но если он используется для выращивания какого-нибудь слоя вслед за первым, то во время выращивания предыдущих слоев он становится пересыщенным. Если не предпринимать меры для снятия такого пересыщения, каждый слой после первого начнет расти из пересыщенного раствора.

Такое пересыщение, характерное для многослойной ЖФЭ, приводит к непредсказуемо большим скоростям роста. Доусон [107] наблюдал также тенденцию к ухудшению зародышеобразования на поверхности, приводящему к непланарности поверхности роста. Доусон предложил использовать при ПО методе предварительный затравочный кристалл (спутник), перемещаю-

щийся впереди затравочного кристалла для роста. Тогда при выращивании одного слоя пересыщение следующего раствора в непосредственной близости от дна будет сниматься. Хотя использование предварительной затравки улучшает положение, такой метод не устраняет профиль пересыщения в объеме раствора. Профиль пересыщения будет влиять на рост последующих слоев. Активный слой гетеролазера на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ часто является вторым или третьим выращиваемым слоем, он также всегда является самым тонким слоем. Поэтому даже с предварительной затравкой «предыстория» охлаждения раствора влияет на воспроизводимость толщины этого слоя. Если создать некоторое критическое пересыщение, то зародышеобразование, вероятно, улучшится, что опять приведет к планарному росту. В этом случае нужно ожидать, что «предыстория» охлаждения при росте будет играть меньшую роль, так как «предохлаждение» дает только относительно малую часть общего пересыщения. Имеется очень мало сообщений относительно использования метода РО при многослойной ЖФЭ.

Аппаратура и методики многослойной ЖФЭ

Все методики ЖФЭ обусловлены соотношениями между температурой и растворимостью, определенными на основании фазовых диаграмм, и динамическими процессами диффузии, конвекции и зародышеобразования, зависящими от используемой установки и методики. Аппаратура и методики, использованные разными исследователями, в деталях значительно отличаются друг от друга. В общем эти методики развивались полуэмпирическим способом, каждая со своим сочетанием геометрии печи, геометрии лодочки и основными температурно-временными параметрами. В этой части параграфа будут описаны аппаратура и методики для многослойной ЖФЭ, использованные в некоторых работах. Выбор примеров преследовал цель показать весь диапазон экспериментальных исследований, однако он не является всеобъемлющим.

Использование методов ЖФЭ для соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, по всеобщему признанию, началось с работ Нельсона [1] по гомоэпитаксии GaAs , а также Ge . Его установка показана на рис. 6.5.6. Насыщенный раствор $\text{Ga}-\text{As}$ приводился в контакт с затравочным кристаллом GaAs при наклоне печи. Установка медленно охлаждалась, и во время охлаждения на затравке выращивался эпитаксиальный слой. При переходе от этой методики выращивания одиночных слоев к выращиванию многослойных кристаллических структур наклон был заменен чередующимся перемещением над затравкой одного расплава за другим, так что на ней последовательно выращивалось несколько слоев.

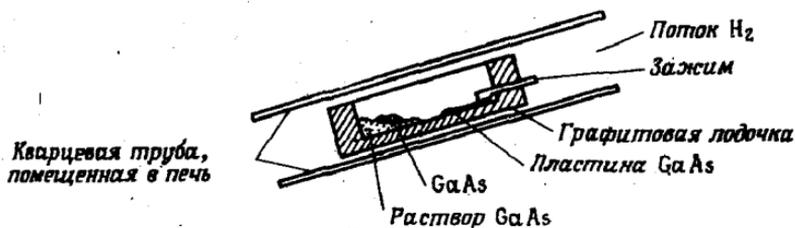


Рис. 6.5.6. Наклоняемый реактор, использованный Нельсоном [1] для эпитаксиального выращивания GaAs на подложке GaAs из обогащенного галлием расплава.

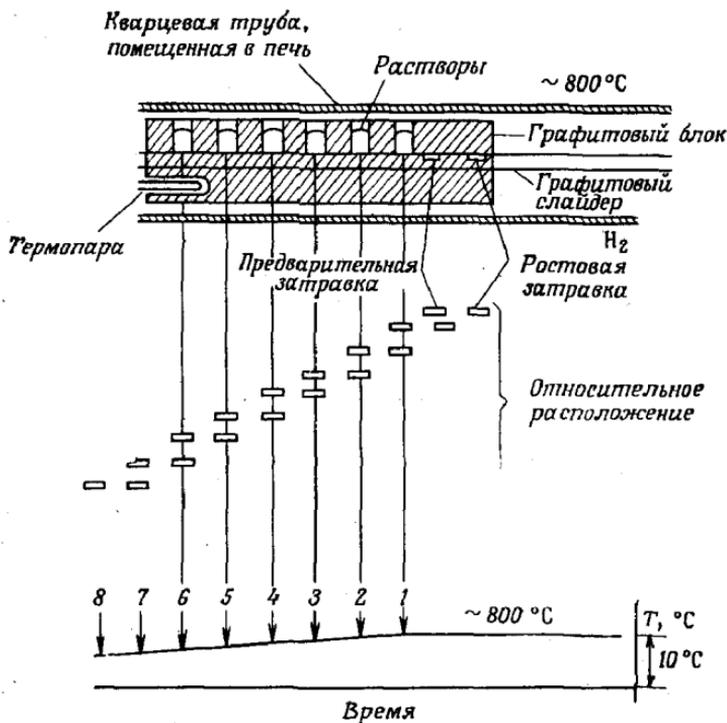


Рис. 6.5.7. Схематическое изображение установки для многослойной ЖФЭ (вверху) и относительного положения предварительной и ростовой затравок и расплавов при росте [114]. Внизу показан температурный профиль.

На рис. 6.5.7 показана одна из последних модификаций [114] установки многослойной ЖФЭ для выращивания гетероструктур GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$ методом постепенного охлаждения. Держателем расплавов и затравочного кристалла является массивный графитовый блок, в который вставлен скользящий держатель подложки («слайдер»), сделанный также из графита. На рис. 6.5.8 приведена фотография графитовой лодочки. В блоке имеется шесть (а если нужно и больше) отделений для растворов. В слайдере сделаны две прорези для предварительной за-

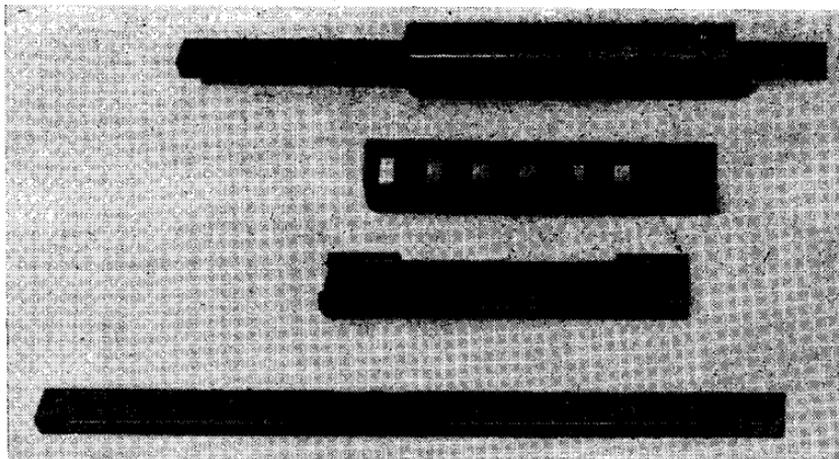


Рис. 6.5.8. Графитовая лодочка. Вверху — в собранном виде, ниже — в разобранном виде.

травки и затравочной подложки для выращивания. Эти затравки приводятся в контакт с растворами движением блока над слайдером. Графитовая лодочка размещается в трубе из плавленого кварца в атмосфере H_2 . Кварцевая труба расположена в печи внутри тепловой трубы [115]. Если печь хорошо отрегулирована, то ее можно использовать и без тепловой трубы. На рис. 6.5.7 показаны приблизительный температурно-временной профиль и положения затравки относительно расплавов. Тепловая труба сделана с превышением размеров, и графитовая лодочка располагается у одного конца, так что вертикальный градиент в системе очень мал (не измерялся), но вне лодочки остается очень малый ($\sim 0,1^\circ C/cm$) горизонтальный градиент. В какой-то мере этот градиент ослабляется теплопроводностью графита и расплавов для роста. Для определения состава растворов, которые дадут желаемый состав твердой фазы данного слоя, отправной точкой является фазовая диаграмма. Например, из первого раствора предполагается при $800^\circ C$ вырастить слой $N-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ ДГС-лазера. Данные рис. 6.2.8 и 6.2.9 по фазовым равновесиям в $Al-Ga-As$ служат первым приближением при определении состава раствора. Они показывают, что раствор должен содержать $X_{Al} = 2 \cdot 10^{-3}$, $X_{As} = 1,7 \cdot 10^{-2}$ и $X_{Ga} = 1 - X_{Al} - X_{As}$. Если в качестве донорной примеси используется Te , то для получения нужной концентрации носителей его малые количества добавляются в жидкость. При этом нет необходимости в корректировке концентрации Al в жидкой фазе. Однако если в качестве донорной примеси используется Sn , имеющее очень малый коэффициент распределения, тогда кон-

центрация Al в жидкой фазе, полученная для тройной системы Al—Ga—As, должна быть изменена на соответствующую величину для четверной системы Al—Ga—As—Sn [41]. В этом случае для $x = 0,3$ и $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ раствор должен содержать $X_{\text{Sn}} \approx 0,1$, $X_{\text{Al}} \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$, $X_{\text{As}} \approx 1,7 \cdot 10^{-2}$ и $X_{\text{Ga}} = 1 - 0,1 - 1,6 \cdot 10^{-3} - 1,7 \cdot 10^{-2}$. Если активный слой лазера нужно легировать Ge до концентрации $\rho = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, тогда второй раствор должен содержать $X_{\text{As}} = 2 \cdot 10^{-2}$ в соответствии с рис. 6.2.2, $X_{\text{Ge}} = 2 \cdot 10^{-3}$ в соответствии с рис. 6.3.6; оставшуюся часть составит Ga. Для третьего слоя $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, легированного Ge до концентрации $P = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, третий раствор должен содержать $X_{\text{Al}} = 2 \cdot 10^{-3}$, $X_{\text{As}} = 1,7 \cdot 10^{-2}$, $X_{\text{Ge}} \approx 1,2 \cdot 10^{-2}$, оставшуюся часть составит Ga. Так как количества Ge, добавляемые во второй и третий растворы, малы, здесь можно использовать данные для бинарной системы Ga—As и тройной системы Al—Ga—As. Данные по зависимости концентрации Ge (концентрации дырок) в твердой фазе от концентрации в жидкой фазе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ не были опубликованы. Ожидается, однако, что для получения той же концентрации дырок, что и в GaAs, в третьем растворе нужно несколько большее содержание Ge в жидкой фазе. Это является следствием в несколько раз большей энергии ионизации акцепторного уровня Ge в $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ по сравнению с GaAs (см. рис. 4.3.3, *a*). Количество Ge, данное в этом примере, было определено экспериментально.

Масса каждого элемента i , требующегося в каждом растворе, легко определяется по соотношению

$$X_i = N_i / (N_1 + N_2 + \dots + N_n), \quad (6.5.8)$$

где N_i — число молей каждого из n компонентов раствора, т. е. масса элемента, поделенная на его относительную молекулярную массу. Для установки, изображенной на рис. 6.5.7, каждый раствор содержит 3 г ($4,3 \cdot 10^{-2}$ моль) Ga. Используя для примера данные для первого раствора, где составы были определены как $X_{\text{Sn}} = 0,1$, $X_{\text{Al}} = 1,6 \cdot 10^{-3}$, $X_{\text{As}} = 1,7 \cdot 10^{-2}$ и $X_{\text{Ga}} = 0,881$, легко видеть, что $N_{\text{Sn}} + N_{\text{Ga}} + N_{\text{Al}} + N_{\text{As}} \approx N_{\text{Ga}} + N_{\text{Sn}}$. Поэтому в соответствии с выражением (6.5.8)

$$X_{\text{Ga}} = N_{\text{Ga}} / (N_{\text{Ga}} + N_{\text{Sn}}) \quad (6.5.9)$$

и

$$X_{\text{Sn}} = N_{\text{Sn}} / (N_{\text{Ga}} + N_{\text{Sn}}). \quad (6.5.10)$$

Эти выражения дают

$$N_{\text{Ga}} + N_{\text{Sn}} = N_{\text{Ga}} / X_{\text{Ga}} = N_{\text{Sn}} / X_{\text{Sn}}, \quad (6.5.11)$$

или

$$N_{\text{Sn}} = (N_{\text{Ga}} / X_{\text{Ga}}) X_{\text{Sn}}. \quad (6.5.12)$$

Таким образом, для описываемого раствора $N_{\text{Sn}} = 4,9 \cdot 10^{-3}$ моль и $N_{\text{Ga}} + N_{\text{Sn}} = 4,8 \cdot 10^{-2}$ моль. Следовательно, масса Sn, w_{Sn} , добавляемого к 3 г Ga, будет $N_{\text{Sn}}M_{\text{Sn}} = 0,58$ г, где M_{Sn} — молекулярная масса Sn, равная 118,7 г/моль. Таким же образом

$$w_{\text{Al}} = N_{\text{Al}}M_{\text{Al}} = X_{\text{Al}} (N_{\text{Ga}} + N_{\text{Sn}}) M_{\text{Al}} = \\ = 1,6 \cdot 10^{-3} \times 4,8 \cdot 10^{-2} \times 27,0 = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ г}$$

и

$$w_{\text{As}} = X_{\text{As}} (N_{\text{Ga}} + N_{\text{Sn}}) M_{\text{As}} = \\ = 1,7 \cdot 10^{-2} \times 4,8 \cdot 10^{-2} \times 74,9 = 6,1 \cdot 10^{-2} \text{ г.}$$

В начале процесса две пластинки GaAs помещаются в слайдер немедленно после полировки в растворе Br_2 в метаноле. Поверхность роста — {100}. Для получения растворов с составом, рассчитанным выше, взвешенные количества Ga плюс легирующие примеси помещаются в отделения для растворов. Система продувается H_2 и выдерживается при 800°C приблизительно в течение 15 ч. Затем установка быстро охлаждается и в каждый раствор добавляются необходимые количества Al. Во избежание загрязнения воздухом загрузка производится через газовый затвор. Лодочка быстро нагревается для растворения Al и снова охлаждается. Концентрации As в каждом растворе автоматически приводятся к нужной величине добавлением через газовый затвор кусочков GaAs в каждый холодный раствор. Тогда при нагревании до начальной температуры каждый расплав растворит столько GaAs, сколько нужно для поддержания равновесного состава ликвидуса. В типичном процессе начальная температура равна 800°C . Процесс начинается с того, что для приведения растворов в равновесие установка доводится до 800°C и выдерживается при этой температуре около 2 ч.

Процесс роста состоит из последовательных шагов, при которых подложка приводится в контакт с каждым раствором, состав которого, по-видимому, не вполне соответствует насыщению, но очень близок к нему. Процесс роста начинается с приведения первой, предварительной затравки GaAs в контакт с первым раствором, при этом затравки остаются неподвижными; а графитовый блок двигается против градиента температуры. После этого начинается температурно-временная программа, показанная на рис. 6.5.7. При скорости охлаждения около $0,05^\circ\text{C}/\text{мин}$ активный слой p -типа толщиной $\sim 0,15$ мкм выращивается 10 с, а следующий слой $P\text{-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ толщиной 1,5 мкм — 10 мин. Если при этом трудно получить активный слой без разрывов, скорость роста можно увеличить.

Кроме того, что в таком процессе около затравки пересыщение уменьшается, в нем должно обеспечиваться и некоторое не-

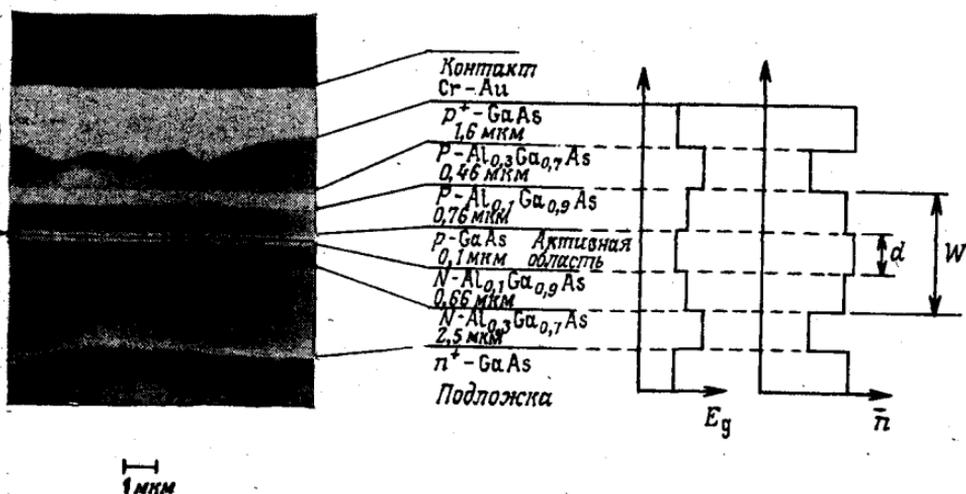


Рис. 6.5.9. РЭМ-микрофотография поверхности ДГС-РО-лазера, подвергнутой селективному травлению [114]. Для каждого слоя указаны толщина, содержание Al и тип проводимости. Также схематически показано изменение ширины запрещенной зоны и показателя преломления. Толщина активного слоя — d , толщина оптического волновода — w .

досыщение, возникающее в результате наличия малого температурного градиента. Вследствие этого каждый раствор приходит в контакт с затравкой, температура которой немного выше температуры расплава. К сожалению, как и в большинстве подобных методов выращивания, невозможно детально охарактеризовать условия, в которых находится каждый раствор. Даже в описанном выше процессе степень пере- или недосыщения, существующая на поверхности кристалла в момент контакта затравки и расплава, неизвестна.

Установка, изображенная на рис. 6.5.7, была использована для выращивания ДГС-лазеров и лазеров с гетероструктурой раздельного ограничения (ДГС-РО) на основе GaAs— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. На рис. 6.5.9 показана поверхность скола выращенного этим способом ДГС-РО-лазера. Интересной особенностью является непланарность первой границы, хотя затем наблюдается планарный рост. Непланарность границы возникает вследствие легкого недосыщения первого раствора при контакте с подложкой, которое является результатом небольшого увеличения температуры прямо перед подведением подложки под раствор. Такое поведение согласуется с наблюдениями Кроссли и Смолла [112].

На рис. 6.5.10 показана лодочка, в которой колодцы для растворов разделены тонкими стенками. Доусон [107] использовал ее для выращивания одиночных слоев при изучении коэффициента диффузии As, которое было проведено вместе с Ро-

де [102], а также для выращивания пластин ДГС на GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$. Доусон использовал номинально изотермическую печь с «горизонтальным» градиентом температуры $\leq 0,5^\circ C$ по длине лодочки. Процедуры загрузки и выращивания были аналогичны описанным выше. Перед охлаждением затравка в течение 10 мин выдерживалась в контакте с раствором. Такая методика дает слой приемлемой планарности и гетероструктуры «лазерного» качества.

Роде и Соберс [108] высказали предположение, что избыточный рост на краях пластины, часто наблюдаемый в слоях, выращенных методом ЖФЭ, происходит потому, что при охлаждении радиационные потери тепла у графита больше, чем у поверхности жидкой фазы. В результате у более холодных стенок, по-видимому, образуются конвективные потоки. Конвекция способствует тому, что перенос As от «избыточного» GaAs из верхнего слоя раствора по краям области роста происходит с большей скоростью, чем диффузионный перенос к остальным частям поверхности кристалла. Была предложена модификация метода резкого охлаждения, основанная на этом предположении. Растворы быстро охлаждали до пересыщения в $5^\circ C$ (при начальной температуре $778^\circ C$) без контакта с предварительной или ростовой затравкой. Устанавливалась наименьшая допустимая использованным оборудованием скорость охлаждения $0,03^\circ C/мин$, компенсирующая вариации температуры печи. При таких условиях расплавы выдерживались 10 мин. За это время происходило затухание конвекционных потоков. Так как использованные средства контроля позволяли изменять температуру на $\pm 0,02-0,03^\circ C/мин$, очень малая скорость охлаждения эффективно приводила к условиям «постоянной температуры». Основной движущей силой роста являлись растворенные компоненты, находящиеся в объеме раствора в состоянии пересыщения, возникшего во время начального переохлаждения на $5^\circ C$. Снижение температуры со скоростью $0,03^\circ C/мин$ здесь значительной роли не играло. Было достигнуто заметное уменьшение краевого роста.

В другом варианте горизонтального метода, использованном несколькими авторами (см., например, [116]), глубина раствора

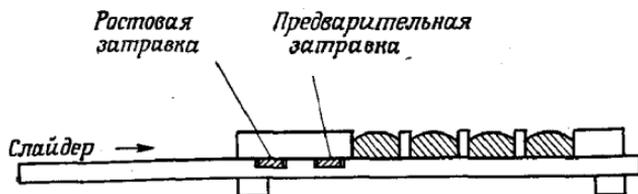


Рис. 6.5.10. Графитовая лодочка, использованная Доусоном для многослойной ЖФЭ [107].

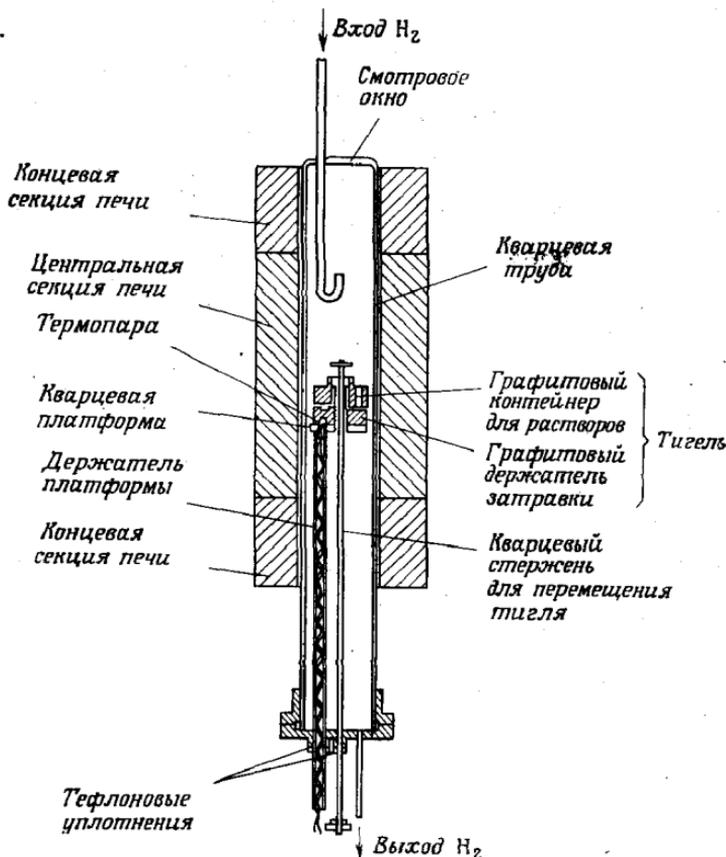


Рис. 6.5.11. Вертикальная установка для многослойной ЖФЭ. По работе Томпсона и Керкби [117].

была резко уменьшена и раствор проталкивался в зазор между затравкой и графитовым слайдером. По-видимому, такая методика имела целью упростить выращивание тонких слоев, что достигалось уменьшением объема расплава, из которого могут подходить компоненты раствора. Такой способ также может быть использован для подавления конвекции и краевого роста.

Томпсон и Керкби [117] использовали для выращивания гетероструктур $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ графитовую лодочку, в которой перенос затравок от одного раствора к другому осуществлялся вращением. Как показано на рис. 6.5.11, вращающаяся лодочка помещалась в трехзонную вертикальную печь. Затравка находится в самой горячей части печи, градиент температуры в вертикальном направлении задается тремя зонами, при этом поддерживается однородное распределение температуры в радиальном направлении. Идея, очевидно, заключается в том, чтобы уменьшить градиент пересыщения раствора и таким образом

улучшить контроль толщины слоев. Авторам удалось, используя данную методику, изготовить лазерные ДГС-РО, в которых толщина активной области была уменьшена до 400 Å.

Процедура выращивания, использованная Керкби и Томпсом [117] на их вертикальной установке, довольно сильно отличается от методов, обычно используемых в системах горизонтального типа. В ней не используется предварительная затравка, а непосредственно перед выращиванием производится легкое подтравливание подложки ненасыщенным раствором Ga—As. Градиент температуры в вертикальном направлении, измеренный в атмосфере H_2 , составляет $2,5^\circ C/cm$. Выращивание начинается при температуре $850^\circ C$ при скорости охлаждения $0,2^\circ C/min$. Перед началом роста расплавы, содержащие избыток GaAs, нагреваются на $20^\circ C$ выше температуры роста и быстро охлаждаются на $10^\circ C$. Температура уменьшается еще на $10^\circ C$ со скоростью $0,2^\circ C/min$, и начинается процесс выращивания, который происходит при вращении затравки, помещаемой под каждый расплав на выбранный период времени роста. Растворы используются многократно.

В этом способе рост $Al_xGa_{1-x}As$, по-видимому, ограничен диффузией. Однако GaAs рос быстрее, чем ожидалось, что может быть вызвано некоторой конвекцией. Первое использование растворов дает большую толщину и содержание Al в твердой фазе по сравнению с последующими процессами, так как насыщающий твердый GaAs, который плавает на поверхности растворов, покрывается слоем $Al_xGa_{1-x}As$. Температурный градиент эмпирически подбирается так, чтобы скорость роста была линейна, однако, несмотря на это, точная скорость роста в некоторой степени зависит от процесса предыдущего охлаждения раствора. Это означает, что отрицательный градиент температуры не полностью компенсирует концентрационное переохлаждение в растворе. Тем не менее использование вертикального градиента предоставляет дополнительный параметр, тщательный контроль которого может обеспечить лучшую воспроизводимость при выращивании гетероструктур методом ЖФЭ.

Был также описан [118, 119] метод жидкофазной эпитаксии, в котором раствор, использованный для выращивания слоя, выталкивается раствором для следующего слоя. Такая методика имеет следующие преимущества перед обычно используемыми: поверхность выращенного слоя не выдерживается без контакта с расплавами, и здесь легче выращивать многослойные структуры при температурах ниже обычно используемых $750-820^\circ C$. Недостатком является образование областей переменного состава между слоями. Алферов и др. [119] использовали такую методику в сложной установке ЖФЭ и описали образование и контроль слоев переменного состава.

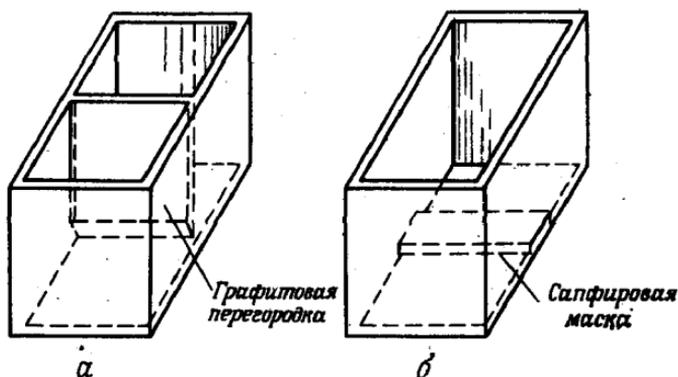


Рис. 6.5.12. *а* — колодец для раствора с графитовой перегородкой, предназначенный для выращивания лазеров со связью изменением состава [120]; *б* — колодец для раствора с сапфировой перегородкой, использовавшийся для выращивания лазеров со связью через сужение волновода [121]. Эти колодцы для расплавов использовались в установке многослойной ЖФЭ, схожей с установкой, показанной на рис. 6.5.7.

Для выращивания гетеролазеров, связанных с волноводами, Рейнхарт и Логан [120, 121] ввели некоторые изменения в горизонтальный метод ЖФЭ. Это позволило вырастить пластины для лазеров со связью изменением состава (composition-coupled laser) [120] и лазеров со связью через сужение волновода (taper-coupled laser) [121]. Лазер со связью изменением состава — это ДГС-лазер, граничащий с пассивным волноводом, в котором ширина запрещенной зоны больше, чем в активной области лазера. Лазер со связью через сужение волновода — это ДГС-лазер, в котором активная область сужается до нуля, так что излучение вводится в прилегающий пассивный волновод. Лазер с брэгговскими зеркалами, в котором используется связь через сужение волновода, показан на рис. 7.12.7. При выращивании лазера со связью изменением состава, тонкая графитовая перегородка, немного не доходящая до затравки, разделяет колодец для раствора на две части. Использовалась графитовая лодочка, аналогичная изображенной на рис. 6.5.7; колодец для растворов с графитовой перегородкой показан на рис. 6.5.12, *а*. По обе стороны перегородки помещались растворы, отличающиеся содержанием Al. Они соединяются у затравки под перегородкой, что дает в месте расположения перегородки градиент состава в любом слое, выращенном из колодца с разделенными растворами.

Процесс выращивания аналогичен показанному на рис. 6.5.7. Интересной особенностью слоев, выращенных из колодцев с перегородкой, является увеличение толщины слоев у перегородки, что, очевидно, является следствием охлаждения раствора перегородкой и возникающей при этом конвекции. Как показано на

рис. 6.5.7, для выращивания структур с уменьшением толщины слоев, таких, как лазер со связью через сужение волновода, в один из колодцев для раствора помещена сапфировая маска. Расстояние между маской и затравкой около 70 мкм. Когда из устроенного таким образом колодца для раствора идет рост слоя, края слоя в области, покрытой маской на расстоянии от 100 до 150 мкм, плавно сужаются до нулевой толщины. Вариантом метода ЖФЭ является ЖФЭ с использованием эффекта Пельтье. В таком процессе охлаждение границы между затравкой и раствором достигается за счет эффекта Пельтье, возникающего при пропускании тока через границу раствор — затравка. Температура печи при этом не изменяется. Даниэль и др. [121a] использовали этот процесс для выращивания лазерных структур на $\text{GaAs—Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, сравнимых по качеству со структурами, изготовленными обычным методом ЖФЭ.

Морфология слоев соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ в ЖФЭ

Одной из наиболее острых проблем, связанных с жидкофазной эпитаксией, является сложность контроля гладкости эпитаксиального слоя. Существует несколько определенных типов рельефа поверхности. Недостаточное зародышеобразование приводит к рельефу поверхности, называемому островковым ростом. Образование террас на поверхности происходит вследствие разориентации подложки от какой-либо (обычно $\{100\}$) грани кристалла с малыми индексами. Этот рельеф поверхности наблюдается чаще всего. Образование так называемых менисковых линий связано с механическим удалением раствора.

Как было указано в табл. 6.5.1, приведение затравки в контакт с раствором при насыщении может привести к островковому росту. На рис. 6.5.13 показана типичная поверхность такого рельефа. Он, возможно, возникает из-за того, что имеется недостаточное количество центров зародышеобразования. По-видимому, рост островков происходит за счет других центров, так как, очевидно, они локально обедняют раствор. Островки ограничены, и ориентация граней зависит от ориентации поверхности роста. В качественном отношении можно, наверное, сказать, что более гладкие слои растут на поверхностях, травленных раствором [112, 114, 117], хотя описываемые ниже характерные черты поверхности могут на них присутствовать. Очевидно, на поверхностях, травленных раствором, имеется достаточное количество центров зародышеобразования. Некоторые исследователи отмечали также, что образование островков может происходить, когда поверхность кристалла случайно [122] или умышленно [123] окислена. Улучшение морфологии поверхности при увели-

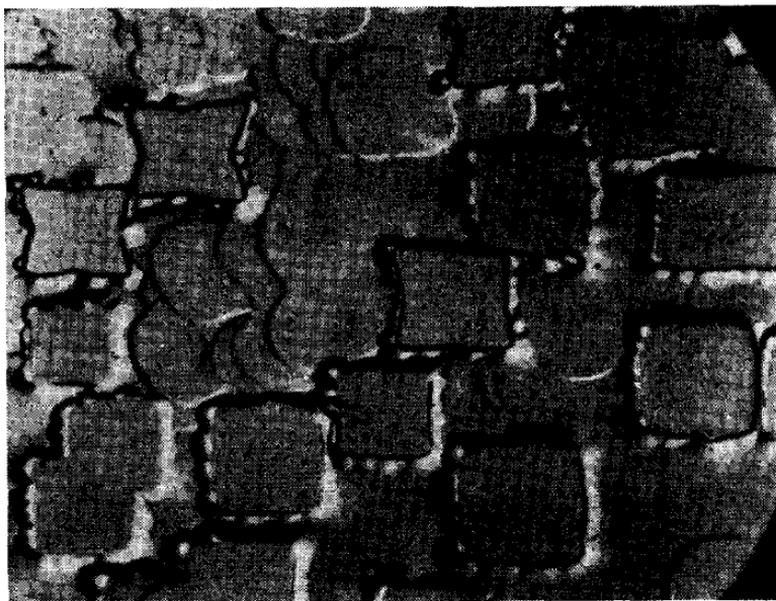


Рис. 6.5.13. Островковый рост при ЖФЭ [107].

чении мер предосторожности против загрязнения воздухом или парами воды можно считать общим правилом.

Чаще всего в слоях соединений $A^{III}B^V$, выращенных ЖФЭ, наблюдается рельеф поверхности в виде террас. На примере пластины ДГС он показан на рис. 6.5.14, а, б [124]. На рис. 6.5.14, а приведена фазово-контрастная микрофотография поверхности пластины лазерной ДГС GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$. На рис. 6.5.14, б показана фотолюминесценция активного слоя GaAs толщиной 0,15 мкм. Террасы состоят из ступеней с длинным уступом и сравнительно коротким подъемом. В типичном случае длина уступа составляет 100 мкм, а высота подъема — приблизительно 200 Å. Возникновение таких террас на слоях, выращенных на подложках, номинально ориентированных в плоскости $\{100\}$ или $\{111\}$, очень сильно зависит от небольшой ($\sim 0,5^\circ$) разориентации подложки [124—126]. Обычно угол между направлением подъема и поверхностью уступа довольно мал ($\sim 1^\circ$) [126]. Малость этого угла и высоты подъема, составляющей несколько сотен ангстрем, наводят на мысль, что подъем состоит из группы атомных ступенек.

В работах Роде [126] и Доусона [127] наблюдалось, что террасы образуются на поверхностях с номинальной ориентацией $\{111\}A$, $\{111\}B$ и $\{100\}$. Именно эти поверхности образуют двумерные поверхностные структуры в условиях сверхвысокого вакуума [128, 129]. Образование поверхностных структур, в кр-

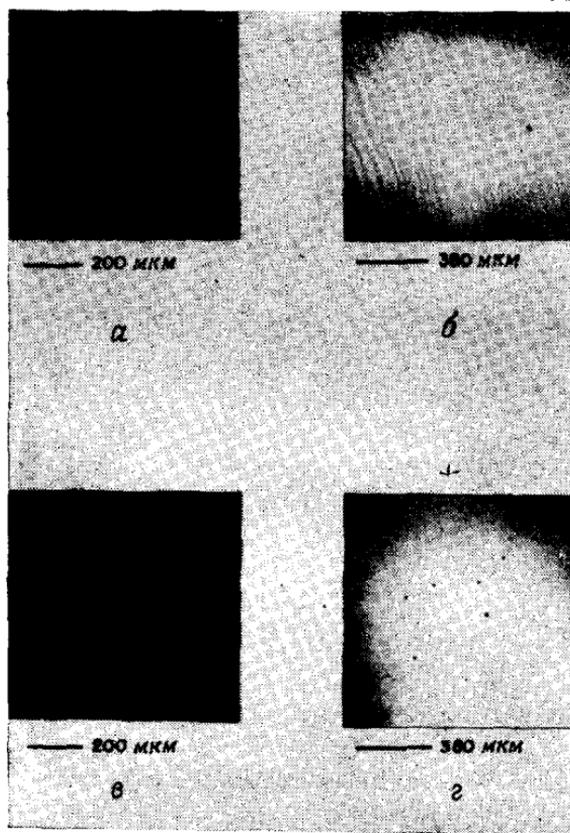


Рис. 6.5.14. Пластины ДГС-лазеров на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенные методом ЖФЭ при 775°C [124]. *а, б* — подложки, номинально ориентированные в плоскости $\{100\} \pm 0,1^\circ$; *в, г* — подложки с критической ориентацией $\{100\} + 0,8 \pm 0,1^\circ$; *а, в* — фазово-контрастная микрофотография верхнего слоя GaAs структуры типа $N-p-P-p^+$; *б, г* — фотолюминесценция активного слоя в структуре типа $N-p-P-p^+$ с верхним слоем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

торых периодичность атомов поверхностного слоя отличается от периодичности в объеме кристалла, обычно называется реконструкцией поверхности. Реконструкция поверхности связана с сингулярностью поверхностной энергии как функции ориентации при ориентации в направлениях с малыми индексами. Такие поверхности могут быть для удобства названы сингулярными. Образование террас не наблюдалось при жидкофазной эпитаксии GaAs , проводимой при 780°C на подложках, номинально ориентированных в плоскостях $\{110\}$, $\{211\}\text{A}$, $\{211\}\text{B}$ и $\{511\}$. Ни одна из этих поверхностей не реконструируется в высоком вакууме [128—130]. Такие поверхности обычно не используются при многослойной ЖФЭ гетероструктур из-за того, что на них

неудобно проводить операции травления и скола для образования зеркал резонатора. Кроме того, экспериментально было найдено, что при таких ориентациях трудно получить планарные слои.

Для объяснения причины роста террас и метода их устранения Роде [131] рассмотрел модель эпитаксиального роста на поверхности с небольшим отклонением от сингулярной ориентации. Им было найдено, что между моноатомными ступеньками существует взаимное притяжение, обусловленное упругой энергией, запасенной в подложке, в результате рассогласования решеток между реконструированной поверхностью и объемом кристалла. Этот анализ позволяет вывести величину разориентации, которую можно использовать для получения планарного роста. Для поверхностной террасы, изображенной на рис. 6.5.15, уступ совпадает с сингулярной поверхностью, когда $\phi = 0$, так что разориентация подложки равна ϕ . Подъем разориентирован относительно уступа и, следовательно, сингулярной поверхности на угол θ . В своем анализе образования террас Роде [131] предположил, что для определенной плоскости, номинально имеющей малые индексы, θ является константой для данных условий выращивания независимо от разориентации с номинальной поверхностью. Как можно видеть на рис. 6.5.15, вся поверхность будет занята только уступами, когда ϕ стремится к нулю или, по выражению Роде, когда угол разориентации ϕ будет сделан равным углу θ .

Модель Роде [131] подтверждается результатами эксперимента [124], показанными на рис. 6.5.14, в, г. Эти рисунки иллюстрируют подавление роста террас на пластинках ДГС GaAs—Al_xGa_{1-x}As при критической разориентации 0,8° от поверхности {100}. Экспериментальные наблюдения показали, что на пластинках, выращенных при 775°C, критическая величина разориентации при выращивании Al_xGa_{1-x}As уменьшается с x . Критический угол также уменьшается с увеличением температуры так, что при 850°C на поверхностях {100} GaAs он равен $\pm 0,1^\circ$. При всех температурах критический угол для поверхностей, близких к {111}А, гораздо больше, чем для поверхностей {100}. Образование террас роста приводит к вариациям толщины слоя по пластине ДГС, что значительно понижает выход и воспроизво-

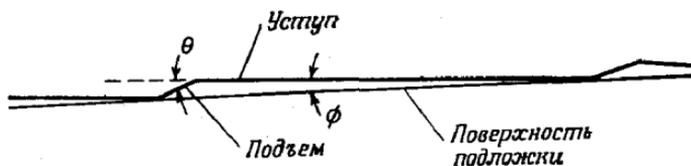


Рис. 6.5.15. Схематическое изображение террасы на поверхности, образующейся при выращивании на подложке с малыми индексами.

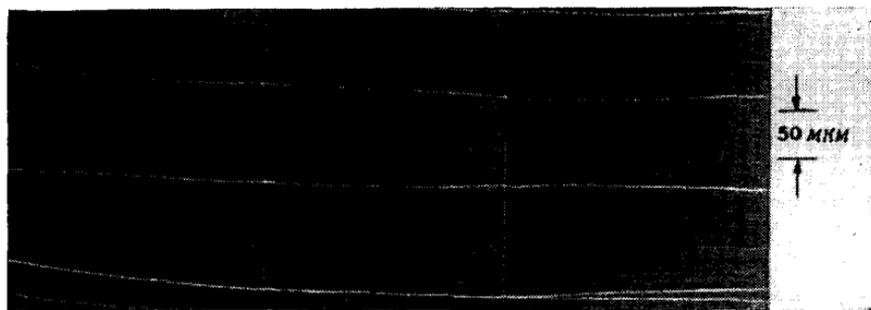


Рис. 6.5.16. Фазово-контрастная микрофотография менисковых линий на поверхности слоя GaAs, выращенного методом ЖФЭ [132].

димось в процессе изготовления лазеров. Кроме того, на непланных границах возникает оптическое рассеяние, а это ведет к увеличению порогового тока лазера [110].

Последний обсуждаемый вид рельефа поверхностей — это менисковые линии, называемые так из-за того, что они отражают контур перемещающегося края жидкого раствора, который движется по кристаллу при смене растворов. Такой вид рельефа нельзя наблюдать невооруженным глазом, однако он легко проявляется при относительно малом количестве террас на гладких поверхностях GaAs или $Al_xGa_{1-x}As$, полученных ЖФЭ, при использовании метода фазово-контрастной микроскопии [132—134a]. Как показано на рис. 6.5.16, наблюдается большое количество таких приблизительно параллельных линий, находящихся на расстоянии 100 ± 50 мкм друг от друга. Менисковые линии встречаются на каждой границе многослойной структуры. Логан и Роде [133] и Смолл и др. [134] сообщают, что менисковые линии имеют S-образный профиль и ширину около 1 мкм. Менисковая линия состоит из пика, возвышающегося над плоскостью поверхности кристалла на несколько сотен ангстрем, и затем впадины, лежащей ниже поверхности. По-видимому, каждая менисковая линия образуется, когда при удалении раствора с затравки край жидкости на мгновение останавливается. Механизм образования менисковых линий неизвестен. Тем не менее, если менисковые линии пересекают активную область, они могут достаточно серьезно ухудшать свойства инжекционного лазера. На многослойных пластинах, сошлифованных под малым углом для исследования толщины слоев с большим увеличением, видно, что в областях, прилегающих к менисковой линии, активный слой чрезмерно тонок или вообще отсутствует. Для объяснения этого Смолл и др. [134a] привлекли предположение о том, что при выращивании очень тонких слоев менисковая линия может оказывать влияние на обра-

зование центров кристаллизации. Тогда вдоль одной из сторон менисковой линии идет островковый рост. Общим методом получения лазеров из пластин с менисковыми линиями является изготовление лазеров полосковой геометрии с полосками, параллельными менисковым линиям. Так как обычная ширина полоски составляет приблизительно 10 мкм, а расстояние между менисковыми линиями около 100 мкм, то в значительной части изготавливаемых лазеров активная область, находящаяся в пространстве между менисковыми линиями, не будет иметь нарушений.

§ 6. ЭПИТАКСИЯ ИЗ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ

Общее рассмотрение

Эпитаксия из молекулярных пучков (ЭМП) — это метод выращивания, при котором рост эпитаксиального слоя происходит при падении на нагретую поверхность подложки тепловых пучков молекул или атомов в условиях сверхвысокого вакуума. ЭМП отличается от так называемых методов «испарения», так как в ЭМП интенсивности пучков различных компонентов регулируются отдельно с учетом различия коэффициентов прилипания. Он отличается от обычных методов химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ) тем, что проводится в условиях сверхвысокого вакуума, а не при давлении, близком к атмосферному. Вследствие этого основную роль здесь играют кинетические процессы, типичные для компонентов на свободно испаряющей поверхности, а не перенос в пограничном слое, характерный для систем с газовым потоком, используемых в ХОГФ. Уникальной чертой ЭМП является медленная скорость роста, $< 0,1$ — 2 мкм/ч, которая позволяет с большой точностью управлять толщиной слоев на большой площади. Контроль над составом твердых растворов осуществляется регулировкой температуры печей, что делает возможным непрерывное изменение состава.

Успешное применение ЭМП для выращивания гетероструктур в системе GaAs—Al_xGa_{1-x}As является прямым следствием исследования кинетики реакций Ga и As₂ на нагретых поверхностях GaAs, проведенных Артуром [4, 135, 136]. Он показал, что коэффициент прилипания мышьяка из пучка As₂, направленного на нагретую подложку GaAs, пренебрежимо мал, если на подложку GaAs предварительно не осадить Ga. В этом случае коэффициент прилипания мышьяка пропорционален покрытию поверхности галлием. Такой результат наводит на мысль, что молекулы As₂ могут быть адсорбированы только в том случае, если они на поверхности вступают в реакцию с атомами Ga с образованием GaAs. Тогда можно ожидать, что одновременное

осаждение Ga и As₂ приведет к образованию стехиометрического GaAs. Если скорость осаждения мышьяка больше скорости осаждения Ga, излишние молекулы мышьяка, по-видимому, не будут прилипать к поверхности и скорость роста слоя GaAs будет пропорциональна скорости поступления Ga.

В ряде работ, начавшихся в 1969 г. и продолжающихся до сих пор, Чо с сотрудниками продолжали разрабатывать основы ЭМП соединений A^{III}B^V и использование этого метода для выращивания слоев, применимых в полупроводниковых приборах. Они исследовали морфологию поверхности [5, 137—140], легирование [141—144], фотолюминесценцию [139, 141, 142] и электрические свойства [6, 141] слоев, выращенных методом ЭМП. В основном эти работы касались GaAs и Al_xGa_{1-x}As. Они привели к выращиванию методом ЭМП слоев для СВЧ-приборов [145, 146], пассивных волноводов [147—149] и гетеролазеров [7, 150, 151], выполненному Чо с сотрудниками, и лазеров с распределенной обратной связью [152, 153]. Исследования гетероэпитаксии GaAs—Al_xGa_{1-x}As методом ЭМП также положили начало изучению Динглом и др. [154—156] квантовых состояний электронов в многослойных гетероструктурах с очень тонкими (50—200 Å) слоями и к изготовлению Людеке и др. [157] сверхрешеток для исследования резонансного туннелирования [158]. Госсар и др. [159] изготовили структуры, состоящие из моноатомных слоев GaAs—AlAs. Уолпол и др. [160—162] использовали эпитаксию из молекулярных пучков для выращивания гетеролазеров на PbTe—Pb_xSn_{1-x}Te, а Маклейн и Слджер [163] и Прейер и др. [164] — для выращивания гетеролазеров на PbS—PbS_xSe_{1-x}. Подробное описание метода ЭМП дано в обзорной статье Чо и Артура [165].

Выращивание слоев и гетероструктур соединений A^{III}B^V

Молекулярные и атомные пучки, падающие на нагретую подложку, обычно создаются нагревом материала источника в контейнере, имеющем отверстие. Такой контейнер, схематически изображенный на рис. 6.6.1 [166], называется эффузионной печью. В простейшем случае в качестве источника Ga и As₂ используется только одна эффузионная печь. Печь содержит Ga и GaAs; парциальные давления различных составляющих внутри печи близки к их равновесным парциальным давлениям, показанным на рис. 6.6.2 [167]. При использовании отдельных печей для Ga или As установка источников пучка усложняется. При выращивании кристаллических твердых растворов и легированных кристаллов для каждой легирующей примеси и для каждого элемента III и V групп часто имеется отдельная печь.

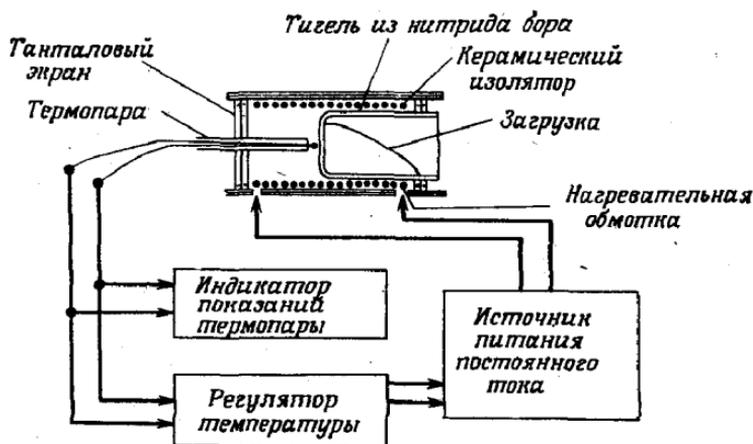


Рис. 6.6.1. Схематическое изображение эффузионной печи, используемой для выращивания слоев методом ЭМП [166].

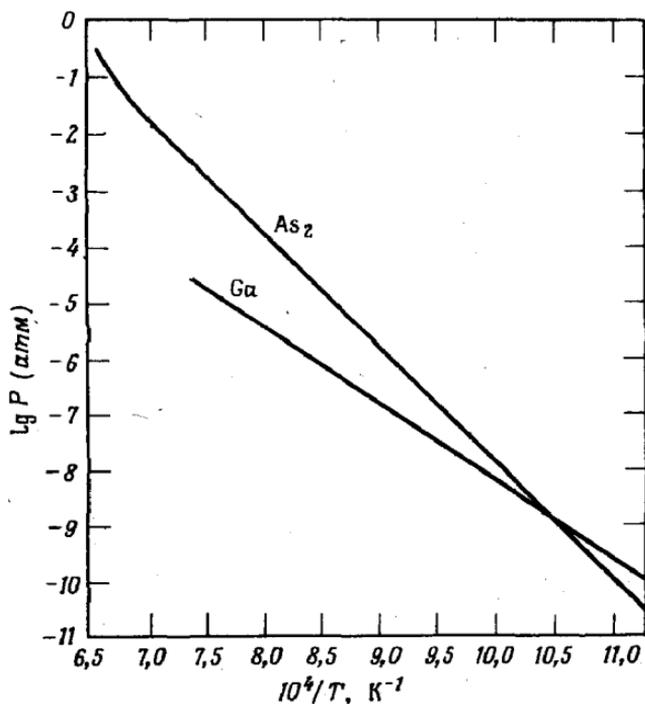


Рис. 6.6.2. Равновесные давления паров Ga и As_2 над составами обогащенного галлием ликвидуса в системе Ga—As. Давление As_4 пренебрежимо мало по сравнению с давлением As_2 [167].

Плотность пучка F данного компонента у отверстия идеальной эффузионной печи связана с давлением P внутри печи. Количество атомов, ударяющихся в секунду о единичную площадку внутри печи, может быть положено равным F и равно [168]

$$F = n\bar{v}/4, \quad (6.6.1)$$

где n — число атомов или молекул в единичном объеме, а \bar{v} — средняя скорость. При распределении Максвелла [168]

$$\bar{v} = (8kT/\pi m)^{1/2}, \quad (6.6.2)$$

где m — масса атома или молекулы, получаемая делением молекулярной массы на число Авогадро $6 \cdot 10^{23}$. Так как давление выражается через n следующим образом [168]:

$$P = nkT, \quad (6.6.3)$$

то плотность пучка может быть записана в виде

$$F \text{ (атом/см}^2 \cdot \text{с)} = 1,01 \cdot 10^6 P \text{ (атм)} / (2\pi mkT)^{1/2}, \quad (6.6.4)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг \cdot К $^{-1}$. Множитель $1,01 \cdot 10^6$ переводит дин/см 2 в атмосферы.

Расходимость пучка за отверстием описывается косинусоидальным распределением. В идеальной эффузионной печи площадь отверстия мала по сравнению с площадью источника испарения и диаметр его должен быть мал по сравнению с длиной свободного пробега внутри печи. Обычно используемые в ЭМП печи не являются идеальными, так как отверстия в них слишком велики. Однако плотность потока у отверстия может быть представлена выражением (6.6.4).

Плотность потока Ga у поверхности подложки при выращивании гетероструктур GaAs—Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As равна 10^{12} — 10^{14} атом/см $^2 \cdot$ с. Скорость поступления мышьяка (As $_2$ или As $_4$) примерно в десять раз больше. Можно использовать и тот и другой (As $_2$ и As $_4$) вид молекул мышьяка. В первых исследованиях Чо в качестве источника мышьяка использовал Ga вместе с GaAs, однако Вигмен [169], Илегемс [166] и Чо [165] использовали также элементарный мышьяк. Из печи, содержащей элементарный мышьяк, в основном идет эффузия As $_4$.

Из всех твердых растворов соединений A III B V , выращенных методом ЭМП, наиболее интенсивно исследовался Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As. При обычных температурах подложки коэффициент прилипания Al и Ga равен единице. Поэтому отношение Ga и Al в выращенном слое будет равно отношению плотности потоков Ga и Al у поверхности кристалла. Коэффициенты прилипания элементов V группы на соединения A III B V сильно отличаются друг от друга. То, что они не равны единице, делает необходимым при ЭМП твердых растворов соединений A III B V (кроме Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As) эмпирическое определение отношений коэффициентов прилипа-

ния как функции плотностей потока всех компонентов. Эти отношения являются также функцией температуры подложки.

На рис. 6.6.3 схематически изображена [165] установка ЭМП, использованная Чо для выращивания гетероструктур GaAs—Al_xGa_{1-x}As. Установка состоит из вакуумной камеры, откачиваемой ионным насосом, в которую помещены подложка на нагревательном блоке, несколько эффузионных печей с резистивным нагревом, сделанных из пиролитического нитрида бора и окруженных экранами, охлаждаемыми жидким азотом; кроме этого имеется вспомогательное диагностическое оборудование. Подложка нагревается молибденовым нагревательным блоком. Конструкция системы позволяет изучать нагретую подложку или растущий слой при помощи дифракции электронов на отражение или время от времени проводить его анализ с применением оже-спектроскопии. Откачивающая система способна поддерживать вакуум 10^{-7} — 10^{-10} мм рт. ст. с холодными эффузионными ячейками и вакуум 10^{-7} — 10^{-8} мм рт. ст., обусловленный в основном присутствием As₄ при нагретых печах. В типичном процессе печи содержат Ga, Ga плюс GaAs или твердый As, Al и легирующие примеси *n* и *p*-типа. Печи отделены от подложки подвижными заслонками.

В типичном процессе выращивания одного слоя, намеренно не легированного GaAs на подложке GaAs, тщательно полированная и травленная подложка помещается на молибденовый блок так, чтобы быть с ним в хорошем тепловом контакте. Тыльная сторона подложки смачивается индием, нанесенным на молибденовый блок. После откачки системы приблизительно до 10^{-9} — 10^{-10} мм рт. ст. поверхность подложки изучается методом оже-спектроскопии. При необходимости удаления поверхностных примесей, главным образом углерода, поверхность подложки очищается при помощи ионного травления и нагревается до 500—600°C. Во время нагрева поверхность подложки исследуется методом дифракции электронов.

На рис. 6.6.4, *a* слева и справа соответственно показаны электронограмма и морфология типичной поверхности {100}, которая была протравлена и нагрета для удаления остаточных окислов. Электронограмма типична для микроскопически шероховатой (хотя и зеркальной) поверхности. Такая картина является результатом дифракции электронного пучка, проходящего через приподнятые части поверхности. В сущности это картина трехмерной дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Когда заслонки открываются и пучки As₂ и Ga соответствующей интенсивности одновременно начинают ударяться о поверхность, точки на электронограмме постепенно превращаются в полосы. На рис. 6.6.4, *б* показаны сглаживание поверхности и вырождение трехмерной дифракции в двумерную. На рис. 6.6.4, *в* показано,

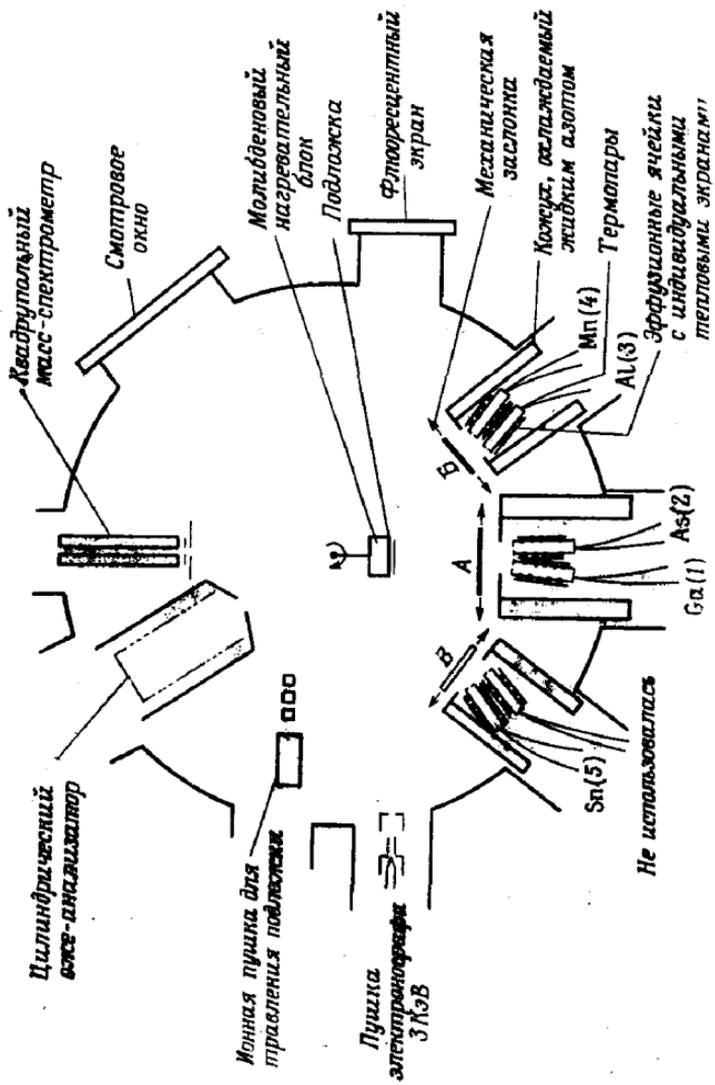


Рис. 6.6.3. Схематическое изображение установки ЭМП для выращивания гетероструктур GaAs — Al_xGa_{1-x}As [165].

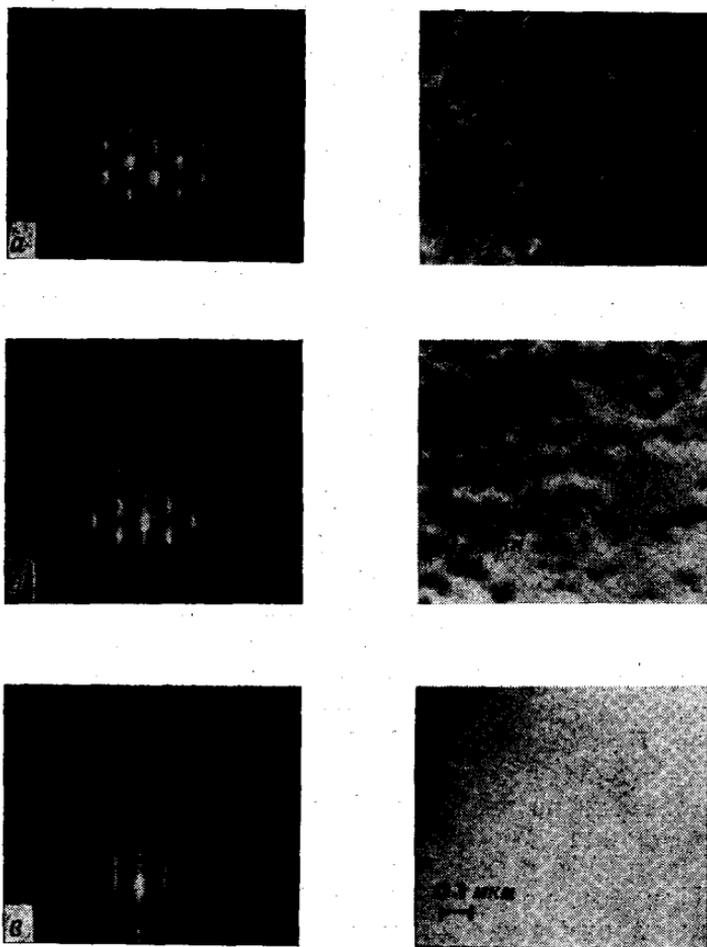


Рис. 6.6.4. Электронограммы отражения быстрых электронов (40 кэВ, азимут $[1\bar{1}0]$) и соответствующие электронные микрофотографии (3840 \times) платино-углеродных реплик тех же поверхностей [5]. *a* — поверхность $\{100\}$ подложки GaAs, подвергнутой химико-механической полировке в растворе Br_2 в метаноле и нагреву в вакууме до 885 К в течение 5 мин; *б* — осажден слой GaAs средней толщины 150 Å; *в* — осажден слой GaAs толщиной 1 мкм.

что когда наконец выращен достаточный слой эпитаксиального материала, пленка не имеет никакого микроскопического рельефа. На электронограмме видна не только основная двумерная структура $\{100\}$, но и реконструированная двумерная структура, что показывают дополнительные полосы дифракционной картины. Полосчатые картины дифракции и появление двумерных поверхностных структур свидетельствуют о том, что гладкость поверхности на малых расстояниях находится уже на атомарном уровне.

Важное наблюдение, сделанное Чо [5, 138], заключается в том, что реконструированная поверхность зависит от отношения интенсивностей пучков As и Ga и температуры подложки. Кристаллическая поверхность $\{100\}$, очевидно, может иметь поверхностную структуру, которая стабилизирована или атомами As, или атомами Ga, находящимися на поверхности. Изучение этих электронограмм имеет не только фундаментальный интерес, оно также полезно при исследовании процесса эпитаксиального выращивания. Такое исследование помогает установить критерии гладкости, подготовки поверхности и стехиометрии. На практике обычно поддерживаются большие величины отношения плотности потоков As—Ga, так что во время роста реализуется поверхность, стабилизированная по As. Это условие применяется из-за того, что испаряется излишнее количество As. В условиях, когда поток As—Ga дает структуру, стабилизированную по Ga, трудно поддерживать рост и в то же время избежать накопления Ga на поверхности роста.

Несмотря на то что зеркальную поверхность можно получить, изменяя отношение плотностей потока As—Ga в широких пределах, можно ожидать, что это отношение влияет на процесс введения примесей и концентрацию собственных дефектов. Концентрация примесей и собственных дефектов может в свою очередь влиять на оптические и электрические свойства выращенных слоев. При выращивании GaAs отношение As—Ga в молекулярных пучках влияет и на введение Ge как амфотерной примеси [141], и на введение Mn и C [170]. Германий является примесью *n*-типа для поверхностей GaAs, стабилизированных по As, и примесью *p*-типа для поверхностей, стабилизированных по Ga. При большом отношении As—Ga концентрация акцептора Mn в узлах Ga увеличивается, а концентрация акцептора C в узлах As уменьшается.

Примеси, используемые в методе ЭМП для управления электрическими характеристиками GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$, довольно сильно отличаются от тех, которые обычно применяются в ЖФЭ, так как последние имеют относительно большое давление паров и, по-видимому, находятся на поверхности слишком короткое время, чтобы внедриться в растущий слой. Илегемс [166] указал, что качественное понимание процесса может быть достигнуто при рассмотрении парциальных давлений элементов примесей. Обозначим как $P_{\text{равн}}$ парциальное давление примеси в равновесии с легированной твердой фазой. Давление, соответствующее потоку примеси, необходимому для достижения определенной концентрации примеси в твердой фазе, выращенной ЭМП, при условии, что каждый падающий атом вводится в растущий слой, обозначим как $P_{\text{мин}}$. Такие условия означают, что $P_{\text{мин}}$ — самое низкое давление, при котором достигается эта

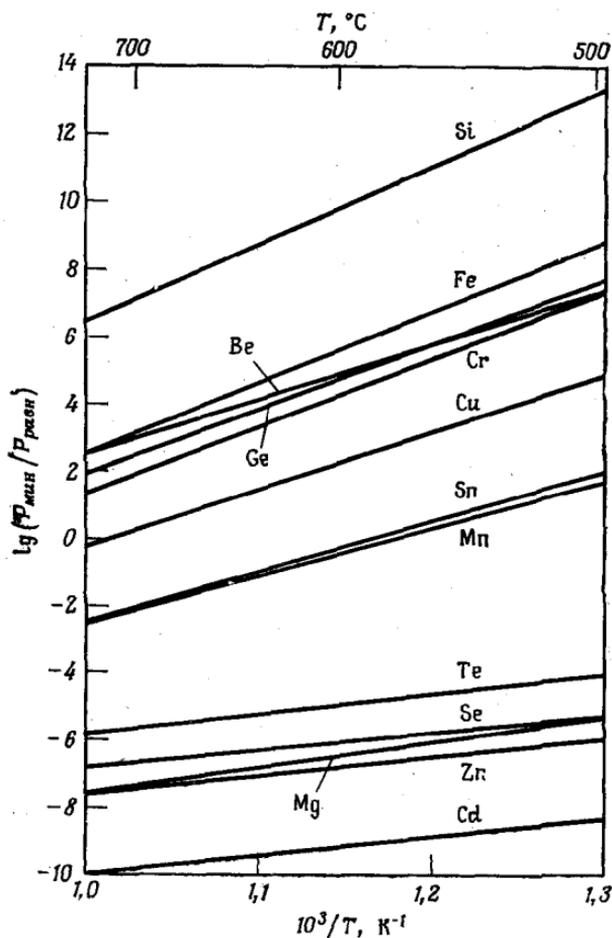


Рис. 6.6.5. Отношение $P_{\min}/P_{\text{равн}}$ в зависимости от обратной температуры подложки [166].

концентрация примеси. Илегемс оценил значения $P_{\text{равн}}$ из коэффициентов распределения примеси между жидкой и твердой фазами, полученных экстраполяцией литературных данных по фазовым равновесиям к температуре, при которой находится подложка в процессе ЭМП.

На рис. 6.6.5 показано отношение $P_{\min}/P_{\text{равн}}$ как функция обратной температуры. В первом приближении отношение $P_{\min}/P_{\text{равн}}$ не зависит от концентрации примеси. На рис. 6.6.5 в области, где $\lg(P_{\min}/P_{\text{равн}}) > 0$, введение примеси контролируется скоростью ее поступления, а в области, где $\lg(P_{\min}/P_{\text{равн}}) < 0$, введение примеси главным образом зависит от равновесного давления пара элемента примеси. Очевидно, что

примеси первой категории вводятся легче и могут эффективно легировать GaAs, получаемый методом ЭМП.

В описанной выше модели, связывающей парциальные давления с процессом введения примесей, предполагалось, что все виды примесей, падающие на поверхность, приходят с ней в тепловое равновесие, но не испытывают на ней значительной хемосорбции. Когда Илегемс [166] оценивал $P_{\text{равн}}$ из имеющихся данных по фазовым диаграммам, эти грубые предположения часто были необходимы, но они, наверное, не очень важны

Таблица 6.6.1

Введение примесей в GaAs в процессе ЭМП ¹⁾

Элемент	Донор или акцептор	Максимальная концентрация носителей (см ⁻³)	Коэффициент прилипания	Литература
Si	Д	$\sim 5 \cdot 10^{18}$	1	[142]
Sn ²⁾	Д	$\sim 10^{19}$	1	[201]
Te	Д	$\sim 10^{19}$	0,5—1	[171]
Ge ³⁾	Д или А	$\sim 5 \cdot 10^{18}$	1	[141]
Be	А	$> 10^{19}$	1	[172]
C ⁴⁾	А	—	—	[170]
Cd	Не вводится	—	Очень низкий	[202]
Mg	А	$10^{16}—10^{17}$	$\sim 10^{-5}$	[143]
Mn ⁵⁾	А	$\sim 10^{18}$	—	[170]
Zn ⁶⁾	Не вводится	—	Очень низкий	[203]

¹⁾ При обычном для ЭМП интервале температур подложки от 500 до 600 °С.

²⁾ Профиль легирования зависит от температуры подложки.

³⁾ Тип проводимости зависит от отношения As к Ga в пучках. При смещении отношения в сторону Ga образуется слой p-типа, а при смещении в сторону As — слой n-типа.

⁴⁾ Концентрация углерода увеличивается с увеличением отношения As к Ga в пучках.

⁵⁾ В условиях роста при обогащении As. При уменьшении интенсивности пучка As относительно интенсивности пучка Ga вводится меньше марганца.

⁶⁾ Цинк был введен ионизованным пучком Zn [204].

для сравнительной оценки величин, различающихся, как это видно из рис. 6.6.5, на 24 порядка. Экспериментальные свойства некоторых элементов-примесей приведены в табл. 6.6.1. Сравнение рис. 6.6.5 и табл. 6.6.1 показывает, что даже этот весьма качественный подход достаточно хорошо предсказывает свойства всех примесей, за исключением Te. Очевидно, этот подход неприменим к Te, потому что образуется устойчивая поверхностная фаза, содержащая Te [171].

Как следует из табл. 6.6.1, обычные акцепторы, такие, как Zn или Cd, не могут быть использованы в ЭМП. Германий является акцептором только при росте на поверхностях, стабилизированных по галлию. Из-за того что более гладкий рост происходит на поверхностях, стабилизированных по As, использование Ge как легирующей примеси p-типа для гетеролазеров нежелательно. Бериллий является единственной примесью p-

типа, дающей высокие концентрации дырок [172]. Марганец может дать приемлемые концентрации дырок, но его энергия ионизации, равная 113 мэВ (см. табл. 4.3.1), в три раза больше, чем у мелких акцепторов. Несмотря на то, что с помощью Mg можно получить только малые концентрации дырок, он использовался для активных слоев ДГС [150]. Однако интенсивность фотолюминесценции в одиночных слоях GaAs, легированных Mg, гораздо меньше, чем в слоях GaAs, легированных Ge до тех же концентраций, но выращенных методом ЖФЭ. Для получения *p*-типа слои $Al_xGa_{1-x}As$ могут быть легированы Mg, Mn или Be.

В качестве доноров в ЭМП можно выбрать несколько примесей. Шире всего в качестве легирующей примеси активного слоя ДГС применяется олово [7], так как наибольшая интенсивность фотолюминесценции наблюдается для слоев, легированных Sn. Действительно, интенсивность фотолюминесценции в слоях, легированных оловом при ЭМП, такая же или больше, чем в слоях соответствующего легирования, выращенных методом ЖФЭ. Олово является хорошим донором и для выращенных методом ЭМП слоев $Al_xGa_{1-x}As$ *n*-типа.

Изготовление методом ЭМП пластин ДГС GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$ такого качества, которое позволяет достичь непрерывного режима работы при комнатной температуре [7], требует большой осторожности при поддержании постоянного непрерывного роста [147] и очень малого фона посторонних веществ. Последнее требование достигается, когда Al и/или Mg за время роста покрывают стены установки. Кроме этого нужно обратить пристальное внимание на загрязняющие вещества, которые могут присутствовать в эффузионных печах. На рис. 6.6.6 показан температурно-временной цикл, использованный для выращивания ДГС-лазеров с активной областью *n*-типа, легированной Sn [7]. Остаточное давление во время выращивания было больше $2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. Сначала был выращен буферный слой, легированный Sn, который переходил в слой *n*- $Al_xGa_{1-x}As$ при открывании заслонки Б. При использовании одного и того же донора для слоев GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$ *n*-типа упрощается расположение эффузионных ячеек. Оставшиеся слои выращиваются затем путем открывания и закрывания заслонок и нагревания эффузионных ячеек до температур, указанных на рис. 6.6.6. Толщина слоя линейно изменяется со временем, и для этой структуры обычно используется скорость 1 мкм/ч [7, 150, 151]. Несмотря на то что в гетеролазерах на GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$, выращенных методом ЭМП, был получен непрерывный режим работы при комнатной температуре, плотности порогового тока обычно в два раза больше, чем в аналогичных приборах, полученных ЖФЭ. По-видимому, это различие возникает из-за введения больших концентраций центров безызлучательной реком-

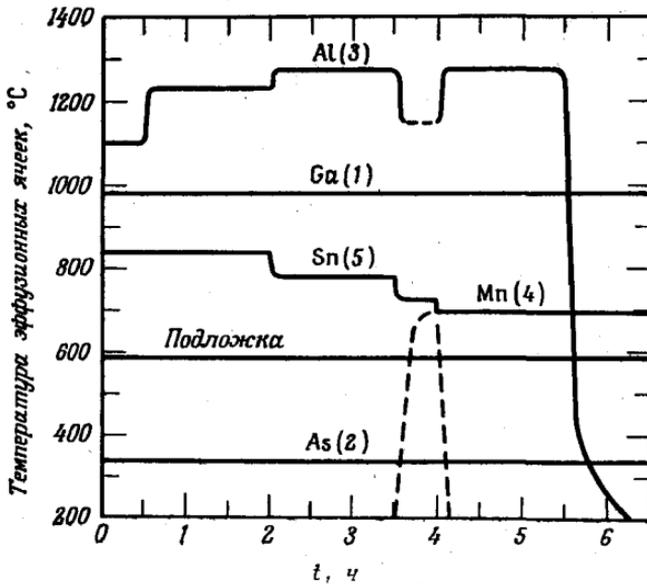


Рис. 6.6.6. Температурно-временной цикл, использованный для выращивания ДГС-лазеров [7]. Сплошными линиями указаны периоды времени, когда заслонка открыта; штриховыми линиями — когда заслонка закрыта. Температура подложки 580 °С.

бинации в слой $Al_xGa_{1-x}As$ вследствие высокой реакционной способности Al по отношению к остаточному кислороду.

Метод ЭМП может применяться не только для выращивания обычных планарных структур; он перспективен также для выращивания гетероструктур с плавным изменением состава в отли-

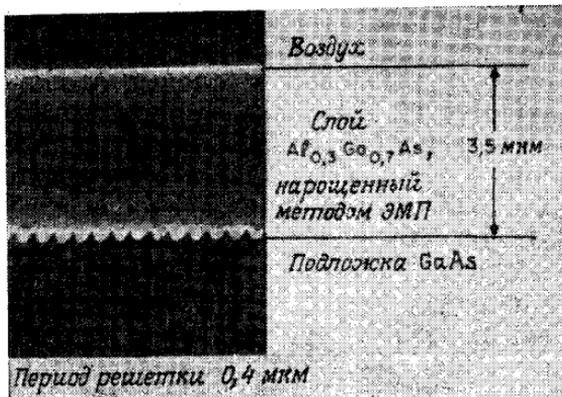


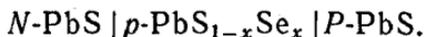
Рис. 6.6.7. РЭМ-микрофотография протравленного скола части слоя $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (светлый слой), эпитаксиально выращенного на подложке GaAs (темный слой). Поверхность подложки гофрирована ионным травлением [153].

чие от ступенчатых изменений, практикуемых в ЖФЭ. Точный контроль толщины слоев делает метод ЭМП очень привлекательным для выращивания волноводов, приборов с распределенной обратной связью и оптических интегральных схем. Возможность зарастивания частично обработанных поверхностей многослойных структур является другой привлекательной чертой ЭМП. На рис. 6.6.7 показана граница между поверхностью пластины GaAs, на которую при помощи ионного травления был нанесен гофр, и слоем $Al_xGa_{1-x}As$, который был выращен методом ЭМП на гофрированной поверхности [153]. Рост был когерентным, а поверхность становилась гладкой после ~ 1 мкм роста.

Выращивание слоев соединений $A^{IV}B^{VI}$ и гетероструктур на их основе

В отличие от соединений $A^{III}B^V$, где равновесные компоненты паровой фазы состоят главным образом из молекул элементов V группы и атомов элементов III группы, соединения $A^{IV}B^{VI}$ могут находиться в равновесии с паровой фазой, состоящей главным образом из бинарных компонентов $A^{IV}B^{VI}$. К тому же в соединениях $A^{IV}B^{VI}$ стехиометрия оказывает влияние на проводимость и определяется потоком атомов или молекул IV и/или VI групп. Вследствие этих особенностей методика ЭМП при выращивании и соединений $A^{IV}B^{VI}$ имеет некоторые отличия от методики, используемой при выращивании соединений $A^{III}B^V$. В первых работах по ЭМП слоев соединений $A^{IV}B^{VI}$ использовались подложки щелочно-галлоидных соединений [173—175].

На рис. 6.6.8 показана установка, использованная Маклейном и Слиджером для выращивания лазеров на основе ДГС



Свойства этих полупроводников и гетеролазеров обсуждались в § 7 гл. 5. Как показано на рис. 6.6.8, в эффузионной печи, служащей для подачи ростовых компонентов, в качестве материала источника содержится бинарное или тройное соединение, а также дополнительный источник атомов и молекул VI группы. При использовании в качестве материала источника только двойного или тройного соединений обычно вырастают слои PbS и $PbS_{1-x}Se_x$ *n*-типа. Для выращивания слоев *p*-типа служит показанный на рис. 6.6.8 резервуар из плавленного кварца, в котором находится Se. Температура подложки здесь составляла $\sim 300^\circ C$, а скорость роста 0,5—2 мкм/ч. Лазерные структуры выращивались из двух печей, в одной из которых содержался PbS, а в другой — $PbS_{1-x}Se_x$.

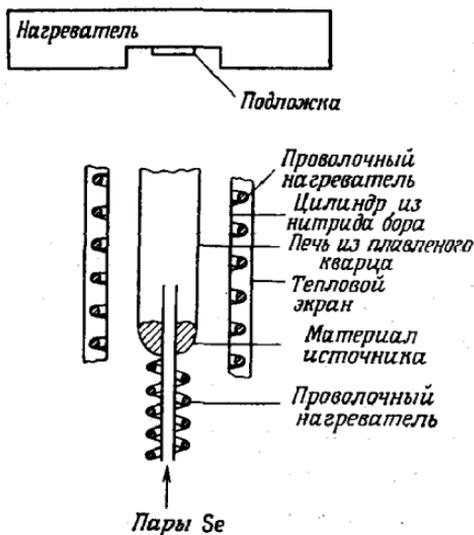


Рис. 6.6.8. Схематическое изображение системы вакуумного осаждения для ЭМП ДГС-лазеров на $PbS - Pb_{1-x}Se_x$ [163].

Уолпол и др. [160—162] создали методом ЭМП целый ряд гетероструктур на основе $PbTe - Pb_{1-x}Sn_xTe$. Описание ДГС-лазеров этого типа дано в § 7 гл. 5. Развитием этих работ явилось создание ДГС-лазеров на основе $PbTe - Pb_{1-x}Sn_xTe$ с распределенной обратной связью [162].

§ 7. ХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

Общее рассмотрение

Химическое осаждение из газовой фазы (ХОГФ) является самым распространенным методом выращивания эпитаксиальных слоев соединений $A^{III}B^V$, так как им выращиваются пластины GaP_xAs_{1-x} на $GaAs$ для светоизлучающих диодов видимого диапазона [176]. Для соединений $A^{III}B^V$ используются четыре различные модификации этого метода. Так называемый процесс переноса в парах воды основан на обратимой реакции паров воды и соединения $A^{III}B^V$ с образованием оксида элемента III группы и паров элемента V группы [177]. Этот процесс в настоящее время используется главным образом для получения особо чистого GaP ; мы на нем не будем останавливаться. Следующие два процесса с химической точки зрения одинаковы. В так называемом галогидном процессе [8] для выращивания бинарных или более сложных соединений $A^{III}B^V$ в качестве исходных реагентов используются трихлорид мышьяка $AsCl_3$ (и/или трихлорид фосфора PCl_3), H_2 и Ga (и/или In).

В гидридном процессе в качестве источников мышьяка и фосфора используются арсин AsH_3 и фосфин PH_3 [9]. Перенос галлия (и/или индия) осуществляется летучими хлоридами галлия, образованными при прохождении HCl над нагретым Ga. Эти методы ХОГФ будут обсуждаться вместе. В четвертом методе ХОГФ источником элементов III группы служат разлагаемые металлоорганические соединения, а источником элементов V группы — арсин или другие гидриды элементов V группы [178—181].

Гидридный процесс ХОГФ [10, 11] использовался для изготовления гетеролазеров на основе $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ и $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$, а метод РМС-ХОГФ [11a] использовался для изготовления гетеролазеров на $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В ДГС-лазерах с активной областью на $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ [11] активный слой и прилегающие к нему слои $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ изопериодичны, однако при переходе от подложки GaAs используются слои со ступенчатым изменением состава, как это было описано в § 6 гл. 5. О выращивании слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ методом ХОГФ с использованием галоидного или гидридного процесса с качеством, достаточным для изготовления ДГС лазеров на основе GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, пока не сообщалось. Трудность заключается в том, что Al реагирует с обычным реактором, сделанным из плавленого кварца. Джонстон и Каллахэн преодолели эту трудность, используя реактор из особо чистого Al_2O_3 , что дало возможность вырастить AlAs хорошего качества [182]. Использование этой методики для выращивания высококачественных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ затруднительно вследствие его высокой реакционной способности, а также потому, что предполагаемая малая подвижность Al на поверхности требует высоких температур роста. Как следует из рассмотрения химических равновесий, для получения малых концентраций Ga в твердой фазе требуются большие концентрации GaCl в газовой фазе. Как и в ЖФЭ, отношение Ga — Al теперь уже в газовой фазе очень велико, что затрудняет контроль состава. Эти трудности в какой-то мере устраняются при использовании метода РМС-ХОГФ, так как в нем используются условия роста, более далекие от равновесия.

Галоидный и гидридный процессы ХОГФ

Самые распространенные методики эпитаксиального выращивания соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ с использованием газового транспорта в открытой системе основаны на реакции типа [183—184]



но отличаются способом получения газовых компонентов. Константа равновесия для реакции (6.7.1) равна

$$K(T) = P_{\text{HCl}}^4 / P_{\text{As}_4} P_{\text{GaCl}}^2 P_{\text{H}_2}^2, \quad (6.7.2)$$

где P — парциальное давление компонента, указанного индексом. Константа равновесия пропорциональна температуре.

На рис. 6.7.1 показана ростовая установка, используемая в галлоидном процессе. В этом процессе AsCl_3 используется как источник As и как вещество, реагирующее с GaAs с образованием GaCl, который служит переносчиком Ga [8]. Водород пропускается через AsCl_3 , который находится в жидком состоянии при температурах, выше $-8,5^\circ\text{C}$ и кипит приблизительно при 130°C . Пары AsCl_3 переносятся таким образом в нагретую печь, где реакция



происходит до конца. Затем As_4 , HCl и избыточный H_2 проходят над источником GaAs при температуре около $800 \pm 50^\circ\text{C}$. Обычно продукты реакции (6.7.3) проходят над Ga и Ga насыщается As, так что на поверхности жидкого Ga формируется тонкий слой GaAs. В зависимости от условий протекания потока в системе, равновесие в реакции (6.7.1) более или менее устанавливается, как только Ga насыщается As и образуется поверхностный слой GaAs. Такие компоненты, как As_2 , As, Cl_2 и GaCl₃, присутствуют в незначительных концентрациях и не дают заметного вклада в установление равновесия. В реакторе, через который протекают компоненты реакции, устанавливается градиент температуры. В соответствии с выражениями (6.7.1) и (6.7.2) равновесие устанавливается у источника (см. рис. 6.7.1). Газы текут к более холодной затравке, где теперь существует термодинамическая движущая сила для выпадения GaAs. Рост происходит на затравке GaAs, расположенной в этой зоне, как показано на рис. 6.7.1.

Другой процесс, использующий равновесие (6.7.1), — это гидридный (с использованием арсина) процесс [9], в котором эле-

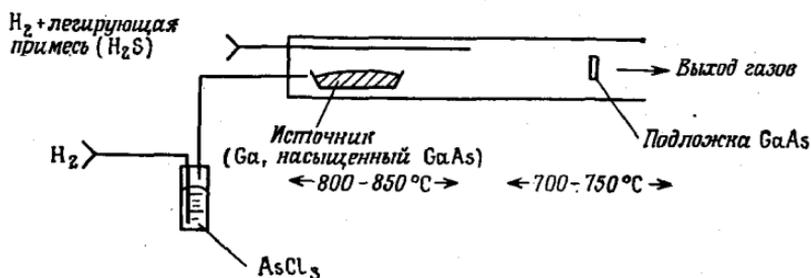
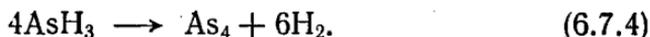
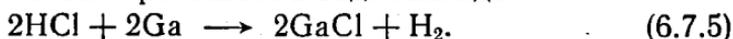


Рис. 6.7.1. Схематическое изображение установки для выращивания GaAs галлоидным методом ХОФ.

мент V группы переносится в виде гидрида и разлагается в основном по реакции

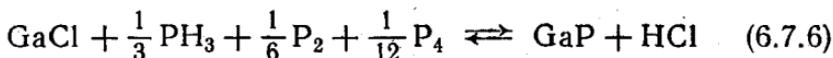


И в этом процессе Ga переносится в виде галоида

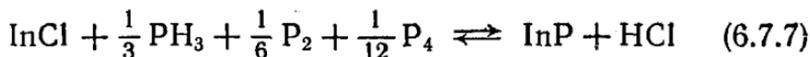


В результате этих реакций выделяются As_4 и GaCl , обеспечивающие протекание реакции (6.7.1). В гидридном процессе парциальные давления газов определяются входными потоками HCl и AsH_3 . Обычно их скорость ограничивается так, что реакция (6.7.4) не проходит до конца, и некоторое количество гидрида элемента V группы присутствует в ростовой зоне печи. Остаточный гидрид также является источником элемента V группы, способствующим росту. Потоки газов направляются таким образом, чтобы их смешение происходило там, где температура и давление обеспечивают термодинамическую движущую силу, которая сдвигает реакцию (6.7.1) вправо и приводит к осаждению GaAs на затравке, расположенной в ростовой зоне. Интервал парциальных давлений при выращивании GaAs определяется выражением (6.7.2). Стехиометрия выращиваемого кристалла может изменяться в зависимости от величины отношения $P_{\text{As}_4}/P_{\text{GaCl}}$. Регулируя это отношение, можно изменять концентрацию вакансий, которая влияет на процесс введения примесей, что дает дополнительную степень свободы по сравнению с ЖФЭ. При галоидном процессе возможность изменять отношение $P_{\text{As}_4}/P_{\text{GaCl}}$ ограничена, так как оно определяется реакцией (6.7.3). Используя гидридный процесс, Эттенберг и др. [185] изготовили пластины для ДГС-лазеров на $\text{GaAs} - \text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$, причем они добились снижения пороговой плотности тока, уменьшая отношение AsH_3 к HCl , которое пропорционально $P_{\text{As}_4}/P_{\text{GaCl}}$.

Чтобы лучше понять процессы, происходящие при гидридном методе ХОГФ, Бэн и Эттенберг [184] измеряли парциальные давления исходных и конечных продуктов реакции при росте $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$. Эти давления определялись масс-спектрометрически. Они рассмотрели реакции



и



с константами равновесия

$$K_2(T) = P_{\text{HCl}} a_{\text{GaP}} / P_{\text{PH}_3}^{1/3} P_{\text{P}_2}^{1/6} P_{\text{P}_4}^{1/12} P_{\text{GaCl}} \quad (6.7.8)$$

и

$$K_3(T) = P_{\text{HCl}} a_{\text{InP}} / P_{\text{PH}_3}^{1/3} P_{\text{P}_2}^{1/6} P_{\text{P}_4}^{1/12} P_{\text{InCl}} \quad (6.7.9)$$

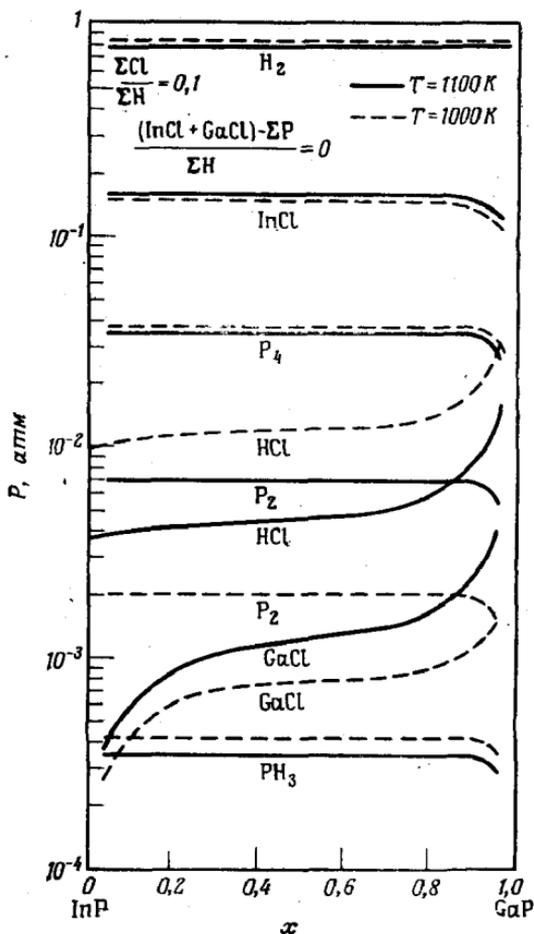


Рис. 6.7.2. Расчетные значения парциальных давлений компонентов газовой фазы в равновесии с $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ при 1000 и 1100 K [184].

В выражениях (6.7.8) и (6.7.9) a_{GaP} и a_{InP} — химические активности GaP и InP в $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$. Они получены при помощи термодинамического анализа фазовых диаграмм в соответствии с § 2 этой главы. Результаты масс-спектрометрических исследований позволили определить константы равновесия и показали, что такую систему можно рассматривать как почти равновесную. Используя дополнительные термодинамические данные, можно предсказать парциальные давления компонентов газовой фазы, находящихся в равновесии с твердым раствором $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ для целого ряда внешних условий. На рис. 6.7.2 показаны значения парциальных давлений при 1000 и 1100 K для случая, когда отношение элемента V группы к элементу III группы в газовой фазе равно единице.

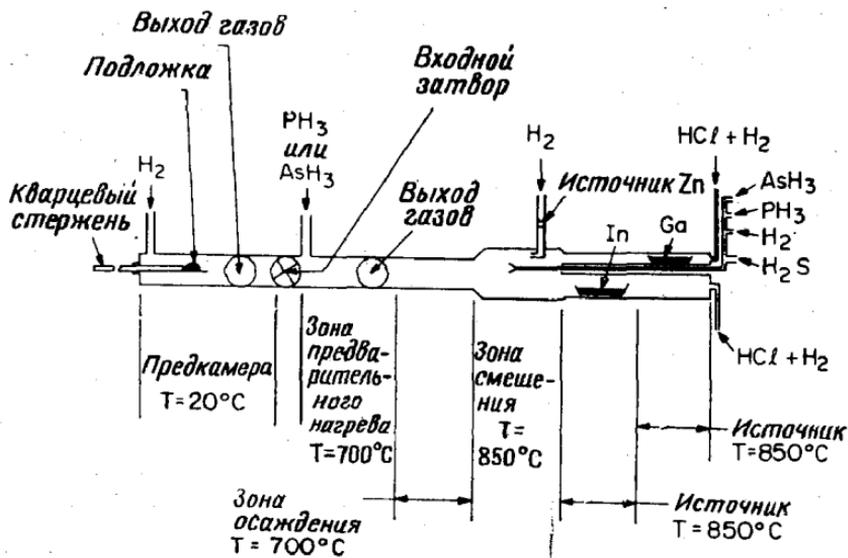


Рис. 6.7.3. Схематическое изображение установки для выращивания $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ гидридным методом ХОГФ [186].

На рис. 6.7.3 показана установка ХОГФ для выращивания твердых растворов $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ гидридным способом [186]. В установке такого типа были изготовлены ДГС-лазеры на $GaAs-Ga_{0,51}In_{0,49}P$ и $Ga_xIn_{1-x}P-Ga_yIn_{1-y}As$ [10, 11]. Она также может быть использована для выращивания $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ на InP . В начале процесса выращивания подложка находится в предкамере. Входной затвор закрыт и предкамера продувается водородом. Над Ga и In начинает протекать HCl и вводятся газообразные AsH_3 и PH_3 . Для получения слоев n -типа вводится H_2S , а для получения p -типа водород продувается над Zn . Состав задается потоками HCl или газообразными соединениями элементов V группы. Когда протекание газов установлено, входной затвор открывается и подложка помещается в зону предварительного нагрева. Во избежание разложения над ней пропускается поток AsH_3 или PH_3 . Затем образец передвигается в зону осаждения, где, управляя потоками газов, выращивают нужные слои.

Химическое осаждение из газовой фазы с использованием разложения металлоорганических соединений (РМС-ХОГФ)

Существуют несколько доступных алкильных соединений элементов III группы. Обычно соединения, в которых органические радикалы содержат только один или два атома углерода, являются умеренно летучими жидкостями при комнатной темпе-

ратуре и разлагаются при температурах в несколько сотен градусов Цельсия. Типичным для таких процессов является выращивание GaAs при разложении триметилгаллия. Триметилгаллий обычно переносится в реакционную камеру в виде разбавленных паров, получаемых пропусканием H_2 через триметилгаллий при $0^\circ C$. Используется держатель подложки с индукционным нагревом. В случае GaAs эпитаксиальный рост обычно наблюдается при температурах подложки в интервале $550\text{—}700^\circ C$. Эпитаксиальный рост кристалла происходит в результате разложения как металлоорганического соединения, так и гидрида. В основном суммарную реакцию можно записать в виде



Подробности механизма протекания этой реакции неизвестны, тем не менее таким образом можно легко получать высококачественные эпитаксиальные слои GaAs и InP. Легирование обычно осуществляется введением металлоорганических соединений (например, $Zn(C_2H_5)_2$) или гидридов (например, H_2S) в поток газов-реагентов. Так как в установке не имеется нагретых стенок, реагенты могут давать большое пересыщение на поверхности роста и степень отклонения от равновесия здесь ближе к обычным методам ХОГФ.

Дюпон и др. использовали гетероструктуры, выращенные методом РМС-ХОГФ, для изготовления солнечных элементов [187] и гетеролазеров [11а, 188]. Их первые исследования ДГС-лазеров на GaAs — $Al_xGa_{1-x}As$ с широким контактом показали, что может быть достигнут очень низкий ($< 1000 A/cm^2$) уровень пороговых плотностей тока. В частности, для ДГС-лазера с $d = 0,18$ мкм и $x = 0,52$ сообщалось значение пороговой плотности тока $700 A/cm^2$ [189]. Из сравнения с данными рис. 7.4.9, а следует, что такая величина $J_{пор}$ несколько меньше ожидаемой для приведенного значения d . Если будет показано, что эти лазеры могут иметь большой срок службы, метод РМС-ХОГФ может оказаться выгодной альтернативой жидкофазной эпитаксии.

§ 8. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Для понимания особенностей процесса выращивания пластин гетероструктур обычно требуется знание и термодинамики, определяющей химию процесса, и кинетики, определяющей поступление реагирующих веществ и их закрепление на поверхности выращиваемого кристалла. В этой главе были подробно рассмотрены вопросы термодинамики, касающиеся фазовых равновесий и равновесий при введении примесей в соединениях $A^{III}B^V$. Их рассмотрение позволяет предсказать параметры составов,

используемые в жидкофазной эпитаксии соединений $A^{III}B^V$, и дает некоторую информацию, необходимую для интерпретации процессов осаждения соединений $A^{III}B^V$ из газовой фазы. Кроме этого была представлена кинетическая модель ограниченного диффузией поступления реагентов к границе роста при ЖФЭ. Эту модель подтверждают экспериментальные данные для бинарных соединений $A^{III}B^V$, представленные там же.

Были описаны методы гетероэпитаксиального роста кристаллов, такие, как ЖФЭ, ХОГФ и ЭМП. Наиболее распространенным методом выращивания пластин гетероструктур является подробно обсуждавшийся метод ЖФЭ. ЭМП и ХОГФ могут стать важными методами выращивания гетероструктур, так как в них возможен контроль размеров на подложках большой площади и по сравнению с ЖФЭ они в меньшей степени ограничены равновесиями между твердой и жидкой фазами. Кроме того, метод ЭМП позволяет выращивать очень сложные пространственные структуры.

Литература

1. Nelson H., RCA Rev., 24, 603 (1963).
2. Woodall J. M., Rupprecht H., Pettit G. D., Solid-State Device Res. Conf., Santa Barbara, California (June 1967).
3. Rupprecht H., Woodall J. M., Pettit G. D., Appl. Phys. Lett., 11, 81 (1967).
4. Arthur J. R., Journ. Appl. Phys., 39, 4032 (1968).
5. Cho A. Y., Journ. Vac. Sci. Technol., 8, S31 (1971).
6. Cho A. Y., Casey H. C., Jr., Journ. Appl. Phys., 45, 1258 (1974).
7. Cho A. Y., Dixon R. W., Casey H. C., Jr., Hartman R. L., Appl. Phys. Lett., 28, 501 (1976).
8. Finch W. F., Mehal E. W., Journ. Electrochem. Soc., 111, 814 (1964).
9. Tietjen J. J., Amick J. A., Journ. Electrochem. Soc. 113, 724 (1966).
10. Nuese C. J., Olsen G. H., Ettenberg M., Appl. Phys. Lett., 29, 54 (1976).
11. Nuese C. J., Olsen G. H., Ettenberg M., Gannon J. J., Zamerowski T. J., Appl. Phys., Lett., 29, 807 (1976).
- 11a. Dupuis R. D., Dapkus P. D., Appl. Phys. Lett., 31, 466 (1977).
12. Ilegems M., Panish M. B., Arthur J. R., Journ. Chem. Thermodyn. 6, 157 (1974).
13. Swalin R. A., Thermodynamics of Solids, 2nd ed., Wiley, New York, 1972. [Имеется перевод 1-го издания: Свеллин Р. А. Термодинамика твердого состояния. — М.: Металлургия, 1968.]
14. Guggenheim E. A., Thermodynamics, 5th ed., North-Holland Publ., Amsterdam, 1967.
15. Swalin R. A., Thermodynamics of Solids, 2nd ed., Wiley, New York, 1972, p. 125.
16. Swalin R. A., Thermodynamics of Solids, 2nd ed., Wiley, New York, 1972, p. 48.
17. Kubaschewski O., Evans E. L., Alcock C. B., Metallurgical Thermochemistry, Pergamon, Oxford, 1967, p. 392.
18. Guggenheim E. A., Thermodynamics, 5th ed., North-Holland Publ., Amsterdam, 1967, p. 197.
19. Guggenheim E. A., Thermodynamics, 5th ed., North-Holland Publ., Amsterdam, 1967, p. 192.

20. Swalin R. A., Thermodynamics of Solids, 2nd ed., Wiley, New York, 1972, p. 127.
21. Panish M. B., Ilegems M., Progress in Solid State Chemistry, eds. Reiss H., McCaldin J. O., Vol. 7, Pergamon, New York, 1972, p. 39. [Имеется перевод: Паниш М. Б., Илегемс М. В. сб.: Материалы для оптоэлектроники. — М.: Мир, 1976, с. 39.]
22. Vieland L. J., Acta Metall., **11**, 137 (1963).
23. Panish M. B., Journ. Cryst. Growth, **27**, 6 (1974).
24. Ilegems M., Pearson G. L., Gallium Arsenide: 1968 Symp. Proc., Inst. of Phys. and Phys., Soc., London, 1969, p. 3.
25. Jordan A. S., Journ. Electrochem. Soc., **119**, 123 (1972).
26. Predel B., Stein D. W., Journ. Less-Common Met., **17**, 377 (1969).
27. Panish M. B., Hayashi I., Applied Solid State Science, ed. Wolfe R., Vol. 4, Academic Press, New York, 1974, p. 235.
28. Panish M. B., не опубликовано.
29. Ilegems M., Panish M. B., Journ. Phys. Chem. Solids, **35**, 409 (1974).
30. Jordan A. S., Ilegems M., Journ. Phys. Chem. Solids, **36**, 329 (1975).
31. Sankaran R., Antypas G. A., Moon R. L., Escher J. S., James L. W., Journ. Vac. Sci. Technol., **13**, 932 (1976).
32. Casey H. C., Pearson G. L., Point Defects in Solids, eds Crawford J. H., Slifkin L. M., Vol. 2, Plenum Press, New York, 1975, p. 163.
33. Swalin R. A., Thermodynamics of Solids, 2nd ed., Wiley, New York, 1972, p. 107.
34. Thurmond C. D., Kowalchik M., Bell Syst. Tech. Journ., **39**, 169 (1960).
35. Furukawa Y., Thurmond C. D., Journ. Phys. Chem. Solids, **26**, 1535 (1965).
36. Panish M. B., Journ. Less-Common Met., **10**, 416 (1966).
37. Panish M. B., Journ. Phys. Chem. Solids, **27**, 291 (1966).
38. Panish M. B., Journ. Electrochem. Soc., **113**, 224 (1966).
39. Jordan A. S., Metall. Trans., **2**, 1965 (1971).
40. Panish M. B., Journ. Appl. Phys., **44**, 2667 (1973).
41. Panish M. B., Journ. Appl. Phys., **44**, 2676 (1973).
42. Reiss H., Fuller C. S., Journ. Met., **8**, 276 (1956).
43. Swalin R. E., Thermodynamics of Solids 2nd ed., Wiley, New York, 1972, p. 297.
44. Kröger F. A., The Chemistry of Imperfect Crystals, Wiley, New York, 1964. [Имеется перевод: Крэггер Ф. Химия несовершенных кристаллов. — М.: Мир, 1969.]
45. Van Gool W., Principles of Defect Chemistry of Crystalline Solids, Academic Press, New York, 1966.
46. Panish M. B., Casey H. C., Jr., Journ. Phys. Chem. Solids, **28**, 1673 (1967).
47. Jordan A. S., Journ. Electrochem. Soc., **118**, 781 (1971).
48. Casey H. C., Jr., Panish M. B., Wolfstirn K. B., Journ. Phys. Chem. Solids, **32**, 571 (1971).
49. Panish M. B., Journ. Appl. Phys., **44**, 2659 (1973).
50. Rosztochy F. E., Wolfstirn K. B., Journ. Appl. Phys., **42**, 426 (1971).
51. Zschauer K.-H., Vogel A., Gallium Arsenide: 1970 Symp. Proc., Inst., of Phys., London, 1971, p. 100.
52. Casey H. C. Jr., Atomic Diffusion in Semiconductors, ed. D. Shaw, Plenum Press, New York, 1973, p. 426. [Имеется перевод: Кейзи Х. В. сб.: Атомная диффузия в полупроводниках. Под ред. Шоу Д. — М.: Мир, 1975, с. 462.]
53. Casey H. C., Jr., Panish M. B., Journ. Cryst. Growth, **13/14**, 818 (1972).
54. Many A., Goldstein Y., Grover N. B., Semiconductor Surfaces, North-Holland Publ., Amsterdam, 1965, p. 165.
55. Sze S. M., Physics of Semiconductor Devices, Wiley, New York, 1969, p. 363. [Имеется перевод: Су С. М. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Энергия 1973.]

56. *Nannichi Y., Pearson G. L.*, Solid State Electron., **12**, 341 (1969).
57. *Swalin R. A.*, Thermodynamics of Solids, 2nd ed., Wiley, New York, 1972, p. 129.
58. *Hwang C. J., Brews J. R.*, Journ. Phys. Chem. Solids, **32**, 837 (1971).
59. *Kang C. S., Greene P. E.*, Gallium Arsenide. 1968 Symp. Proc., Inst. of Phys. and Phys. Soc., London, 1969, p. 18.
60. *Мильвидский М. Г., Пелевин О. В.* Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы, **3**, 1159 (1967).
61. *Greene P. D.*, Solid State Commun., **9**, 1299 (1971).
62. *Vieland L. J., Kudman I.*, Journ. Phys. Chem. Solids, **24**, 437 (1963).
63. *Schottky G.*, Journ. Phys. Chem. Solids, **27**, 1721 (1966).
64. *Abrahams M. S., Buiochi C. J., Tietjen J. J.*, Journ. Appl. Phys., **38**, 760 (1967).
65. *Hutchinson P. W., Bastow B. D.*, Journ. Mater. Sci., **9**, 1483 (1974).
66. *Rosztoczy F. E., Antypas G. A., Casau C. J.*, Gallium Arsenide: 1970 Symp. Proc., Inst. of Phys., London, 1971, p. 86.
67. *Panish M. B.*, Journ. Electrochem. Soc., **113**, 861 (1966).
68. *Shih K. K., Allen J. W., Pearson G. L.*, Journ. Phys. Chem. Solids, **29**, 367 (1968).
69. *Casey H. C., Jr., Panish M. B., Chang L. L.*, Phys. Rev., **162**, 660 (1967).
70. *Ermanis F., Wolfstirn K.*, Journ. Appl. Phys., **37**, 1963 (1966).
71. *Ashen D. J., Dean P. J., Hurtle D. T. J., Mullen J. B., White A. M., Greene P. D.*, Journ. Phys. Chem. Solids, **36**, 1041 (1975).
72. *Ketchow D. R.*, Journ. Electrochem. Soc., **121**, 1237 (1974).
73. *Ashley K. L., Strack H. A.*, Gallium Arsenide: 1968 Symp. Proc., Inst. of Phys. and Phys. Soc., London, 1969, p. 123.
74. *Dawson L. R.*, Journ. Appl. Phys., **48**, 2485 (1977).
75. *Spitzer R. G., Panish M. B.*, Journ. Appl. Phys., **40**, 4200 (1969).
76. *Panish M. B., Sumski S.*, Journ. Appl. Phys., **41**, 3195 (1970).
77. *Rosztoczy F. Z.*, Electrochem. Soc. Fall Meeting, Montreal, Canada, Extended Abstracts (1968).
78. *Casey H. C., Jr., Stern F.*, Journ. Appl. Phys., **47**, 631 (1976).
79. *Kung J. K., Spitzer W. G.*, Journ. Appl. Phys., **45**, 2254 (1974).
80. *Kung J. K., Spitzer W. G.*, Journ. Appl. Phys., **45**, 4477 (1974).
81. *SpringThorpe A. J., King F. D., Becke A.*, Journ. Electron. Mater., **4**, 101 (1975).
82. *Новоселова А. В. и др.* Progress in Solid State Chemistry, eds. Reiss H., McCaldin J. O. Vol. 7, Pergamon, New York, 1972, p. 85.
83. *Ilegems M., Pearson G. L.*, Annual Review of Material Science, eds. Bube R. H., Huggins R. A., Roberts R. W., Vol. 5, Annual Reviews, Palo Alto 1975, p. 345.
84. *Miller E., Komarek K. L.*, Trans. AIME **236**, 832 (1966).
85. *Lugschneider W., Ebel H., Langer G.*, Zs. Metallkd., **56**, 851 (1965).
86. *Jordan A. S.*, Metall. Trans., **1**, 239 (1970).
87. *Harman T. C., Melngailis I.*, Applied Solid State Science, ed. Wolfe R., Vol. 4, Academic Press, New York, 1974, p. 1.
88. *Brebrick R. F., Gubner E.*, Journ. Chem. Phys., **36**, 1283 (1962).
89. *Brebrick R. F., Strauss A. I.*, Journ. Chem. Phys., **40**, 3230 (1964).
90. *Harris J. S., Longo I. T., Gertner E. R., Clark J. E.*, Journ. Cryst. Growth, **28**, 334 (1975).
91. *Harman T. C.*, Journ. Nonmet. **1**, 183 (1973).
92. *Calawa A. R., Harman T. C., Finn M., Youtz P.*, Trans. AIME, **242**, 374 (1968).
93. *Hansen M., Anderko K.*, Constitution of Binary Alloys, McGraw-Hill, New York, 1958.
94. *Strauss A. J., Harman T. C.*, Journ. Electron Mater., **2**, 71 (1973).
95. *Panish M. B., Sumski S., Hayashi I.*, Metall. Trans., **2**, 795 (1971).

96. *Panish M. B., Lynch R. T., Sumski S.*, Trans. Metall. Soc. AIME **245**, 559 (1969).
97. *Ilegems M., Panish M. B.*, Journ. Cryst. Growth, **20**, 77 (1973).
98. *Stringfellow G. B.*, Journ. Appl. Phys., **43**, 3455 (1972).
99. *Antypas G. A., James L. W.*, Journ. Appl. Phys., **41**, 2165 (1970).
100. *Hsieh J. J.*, частное сообщение.
101. *Hsieh J. J.*, Journ. Cryst. Growth, **27**, 49 (1974).
102. *Rode D. L.*, Journ. Cryst. Growth, **20**, 13 (1973).
103. *Tiller W. A.*, Journ. Cryst. Growth, **2**, 69 (1968).
104. *Small M. B., Crossley I.*, Journ. Cryst. Growth, **27**, 35 (1974).
105. *Moon R. L.*, Journ. Cryst. Growth, **27**, 62 (1974).
106. *Crank J.*, The Mathematics of Diffusion, Oxford Univ. Press, London and New York, 1956, p. 30.
107. *Dawson R. L.*, Journ. Cryst. Growth, **27**, 86 (1974).
- 107a. *Zschau K.-H.*, Festkörper Probleme XV, Advances in Solid State Physics, ed. Queisser H. J., Vieweg, Braunschweig, 1975, p. 1.
- 107b. *Zschau K.-H.*, частное сообщение.
108. *Rode D. L., Sobers R. G.*, Journ. Cryst. Growth, **29**, 61 (1975).
109. *Hsieh J. J., Rossi J. A., Donnelly J. P.*, Appl. Phys. Lett., **28**, 709 (1976).
110. *Nash F. R., Wagner R. W., Brown R. L.*, Journ. Appl. Phys., **47**, 3992 (1976).
111. *Minden H. T.*, Journ. Cryst. Growth, **6**, 228 (1970).
112. *Crossley I., Small M. B.*, Journ. Cryst. Growth, **19**, 160 (1973).
113. *Panish M. B.*, Journ. Chem. Thermodynam., **2**, 319 (1970) и неопубликованные исследования.
114. *Casey H. C., Jr., Panish M. B., Schlosser W. O., Paoli T. L.*, Journ. Appl. Phys., **45**, 322 (1974).
115. *Steininger J., Reed T. B.*, Journ. Cryst. Growth, **13/14**, 106 (1972).
116. *Lockwood H. F., Ettenberg M.*, Journ. Cryst. Growth, **15**, 81 (1972).
117. *Thompson G. H. B., Kirkby P. A.*, Journ. Cryst. Growth, **27**, 70 (1974).
118. *Horikoshi Y.*, Jap. Journ. Appl. Phys., **15**, 887 (1976).
119. *Алферов Ж. И. и др.* Krist. Tech., **11**, 1013 (1976).
120. *Reinhart F. K., Logan R. A.*, Appl. Phys. Lett., **25**, 622 (1974).
121. *Reinhart F. K., Logan R. A.*, Appl. Phys. Lett., **26**, 516 (1975).
- 121a. *Danielle J. J., Commack D. A., Asbeck P. M.*, Journ. Appl. Phys., **48**, 914 (1977).
122. *Miller B. I., Pinkas E., Hayashi I., Capik R. J.*, Journ. Appl. Phys., **43**, 2817 (1972).
123. *Peters R. C.*, Gallium Arsenide and Related Compounds: 1972 Symp. Proc., Inst. of Phys. London, 1973, p. 55.
124. *Rode D. L., Wagner R. W., Schumaker N. E.*, Appl. Phys. Lett., **30**, 75 (1977).
125. *Saul R. H., Roccasecca D. D.*, Journ. Appl. Phys., **44**, 1983 (1973).
126. *Rode D. L.*, Journ. Cryst. Growth, **27**, 313 (1974).
127. *Dawson R. L.*, Ph. D. Thesis, Univ. Southern California (January 1969).
128. *MacRae A. U., Gobeli G. W.*, Semiconductors and Semimetals, eds. Willardson R. K., Beer A. C., Vol. 2, Academic Press, New York, 1966, p. 115.
129. *Jona F.*, IBM Journ. Res. Develop., **9**, 375 (1965).
130. *Rowe J. E.* не опубликовано.
131. *Rode D. L.*, Phys. Status Solidi(a), **32**, 425 (1975).
132. *Logan R. A.*, частное сообщение.
133. *Logan R. A., Rode D. L.*, частное сообщение.
134. *Small M. B., Blakeslee A. E., Shih K. K., Potemski R. M.*, Journ. Cryst. Growth, **30**, 257 (1975).
- 134a. *Small M. B., Blum J. M., Potemski R. M.*, Appl. Phys. Lett., **30**, 42 (1977).
135. *Arthur J. R., LePore J. J.*, Journ. Vac. Sci Techn. **6**, 545 (1969).
136. *Arthur J. R.*, U. S. Patent No. 3, 615, 931 (1971).

137. Cho A. Y., Journ. Appl. Phys., **41**, 2780 (1970).
138. Cho A. Y., Journ. Appl. Phys., **42**, 2074 (1971).
139. Cho A. Y., Hayashi I., Solid-State Electronics, **14**, 125 (1971).
140. Cho A. Y., Panish M. B., Hayashi I., Gallium Arsenide and Related Compounds: 1970 Symp. Proc., Inst. of Phys., London, 1971, p. 18. [Имеется перевод: Чо А. И., Паниш М. Б., Хаяши И. В сб. Материалы для опто-электроники. — М.: Мир, 1976, с. 187.]
141. Cho A. Y., Hayashi I., Journ. Appl. Phys., **42**, 4442 (1971).
142. Cho A. Y., Hayashi I., Metall. Trans., **2**, 777 (1971).
143. Cho A. Y., Panish M. B., Journ. Appl. Phys., **43**, 5118 (1972).
144. Cho A. Y., Reinhart F. K., Journ. Appl. Phys., **45**, 1812 (1974).
145. Cho A. Y., Dunn C. N., Kuvas R. L., Schroeder W. E., Appl. Phys. Lett., **25**, 224 (1974).
146. Cho A. Y., Chen D. R., Appl. Phys. Lett., **28**, 30 (1976).
147. Cho A. Y., Reinhart F. K., Appl. Phys. Lett., **21**, 355 (1972).
148. Tracy J. C., Wiegmann W., Logan R. A., Reinhart F. K., Appl. Phys. Lett., **22**, 511 (1973).
149. Merz J. L., Cho A. Y., Appl. Phys. Lett., **28**, 456 (1976).
150. Cho A. Y., Casey H. C., Jr., Appl. Phys. Lett., **25**, 288 (1974).
151. Casey H. C., Jr., Cho A. Y., Barnes P. A., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-11**, 467 (1975).
152. Casey H. C., Jr., Somekh S., Ilegems M., Appl. Phys. Lett., **27**, 142 (1975).
153. Ilegems M., Casey H. C., Jr., Somekh S., Panish M. B., Journ. Cryst. Growth, **31**, 158 (1975).
154. Dingle R., Wiegmann W., Henry C. H., Phys. Rev. Lett., **33**, 827 (1974).
155. Dingle R., Festkörper Probleme XV-Advances in Solid State Physics, Pergamon (Vieweg), Oxford, 1975, p. 21.
156. Dingle R., Gossard A. C., Wiegmann W., Phys. Rev. Lett., **34**, 1327 (1975).
157. Ludeke R., Esaki L., Chang L. L., Appl. Phys. Lett., **24**, 417 (1974).
158. Chang L. L., Esaki L., Tsu R., Appl. Phys. Lett., **24**, 593 (1974).
159. Gossard A. C., Petroff P. M., Wiegmann W., Dingle R., Savage A., Appl. Phys. Lett., **29**, 323 (1976).
160. Walpole J. N., Calawa A. R., Ralston R. W., Harman T. C., McVittie J. P., Appl. Phys. Lett., **23**, 620 (1973).
161. Walpole J. N., Calawa A. R., Harman T. C., Groves S. H., Appl. Phys. Lett., **28**, 552 (1976).
162. Walpole J. N., Calawa A. R., Chinn S. R., Groves S. H., Harman T. C., Appl. Phys. Lett., **29**, 307 (1976).
163. McLane G. F., Slegar K. J., Journ. Electron. Mater., **4**, 465 (1975).
164. Preier H., Bleicher M., Riedel W., Maier H., Appl. Phys. Lett., **28**, 669 (1976).
165. Cho A. Y., Arthur J. R., Progress in Solid-State Chemistry, eds. McCaldin J. O., Somorjai G., Vol. 10, Pergamon Press, New York, 1975, p. 157.
166. Ilegems M., частное сообщение.
167. Arthur J. R., Journ. Phys. Chem. Solids, **28**, 2257 (1967).
168. Heer C. V., Statistical Mechanics, Kinetic Theory and Stochastic Processes, chapter 1, Academic Press, New York, 1972. [Имеется перевод: Хир К. Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы. — М.: Мир, 1976.]
169. Wiegmann W., частное сообщение.
170. Ilegems M., Dingle R. Gallium Arsenide and Related Compounds: 1974 Symp. Proc., Inst. of Phys., London, 1975, p. 1.
171. Arthur J. R., Surf Sci. **43**, 449 (1974) и частное сообщение.
172. Ilegems M., Journ. Appl. Phys., **48**, 1278 (1977).
173. Schoolar R. B., Zemel J. N., Journ. Appl. Phys., **35**, 1848 (1964).
174. Bylander E. G., Mater. Sci. Eng., **1**, 190 (1966).

175. *Holloway H., Logothetis E. M., Wilkes E.*, Journ. Appl. Phys., **41**, 3543 (1970).
176. *Burmeister R. A., Jr., Pighini G. P., Greene P. E.*, Trans. AIME, **245**, 587 (1969).
177. *Frosch C. J.*, Journ. Electrochem. Soc., **111**, 180 (1964).
178. *Manasevit H. M., Simpson W. I.*, Journ. Electrochem. Soc., **116**, 1725 (1969).
179. *Ito S., Shinohara T., Seki Y.*, Journ. Electrochem. Soc., **120**, 1419 (1973).
180. *Seki Y., Tanno K., Iida K., Ichiki E.*, Journ. Electrochem. Soc., **122**, 1108 (1975).
181. *Nakayama Y., Ohkawa S., Hashimoto H., Ishikawa H.*, Journ. Electrochem. Soc., **123**, 1227 (1976).
182. *Johnston W. D., Jr., Callahan W. M.*, Appl. Phys. Lett., **28**, 150 (1976).
183. *Boucher A., Hollan L.*, Journ. Electrochem. Soc., **117**, 932 (1970).
184. *Ban V. S., Ettenberg M.*, Journ. Phys. Chem. Solids, **34**, 1119 (1973).
185. *Ettenberg M., Olsen G. H., Nuese C. J.*, Appl. Phys. Lett., **29**, 141 (1976).
186. *Olsen G. H., Ettenberg M.*, Crystal Growth: Theory and Techniques, ed. Goodman C., Vol. II, Plenum Press, New York, 1978.
187. *Dupuis R. D., Dapkus P. D., Yingling R. D., Moudy L. A.*, Appl. Phys. Lett., **31**, 201 (1978).
188. *Dupuis R. D., Dapkus P. D., Moudy G. A.*, Tech. Digest, Int. Electron. Device Meeting, Washington, D. C., December 1977, p. 575.
189. *Dupuis R. D.*, частное сообщение.
190. *Kischio W.*, Journ. Inorg. Nucl. Chem., **27**, 750 (1965).
191. *Foster L. M., Scardefield J. E.*, Journ. Electrochem. Soc., **118**, 495 (1971).
192. *Welker H.*, Zs. Naturforsch. **8a**, 248 (1953).
193. *Richman D.*, Journ. Phys. Chem. Solids, **24**, 1131 (1963).
194. *Koster W., Thoma B.*, Zs. Metallk., **46**, 291 (1955).
195. *Bachman K. J., Buehler E.*, Journ. Electrochem. Soc., **121**, 835 (1974).
196. *Liu T. S., Peretti C. A.*, Trans. Amer. Soc. Metals, **45**, 677 (1953).
197. *Liu T. S., Peretti C. A.*, Trans. Amer. Soc. Metals, **44**, 539 (1952).
198. *Lichter B. D., Sommelet P.*, Trans. AIME, **245**, 99 (1969).
199. *Lichter B. D., Sommelet P.*, Trans. AIME, **245**, 1021 (1969).
200. *Panish M. B., Ilegems M.*, не опубликовано.
201. *Cho A. Y.*, Journ. Appl. Phys., **46**, 1733 (1975).
202. *Arthur J. R.*, частное сообщение.
203. *Arthur J. R.*, Surf Sci., **38**, 394 (1973).
204. *Naganuma M., Takahashi K.*, Appl. Phys. Lett., **27**, 342 (1975).

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих главах были представлены основы теории, описывающей лазеры на гетероструктурах, и методы эпитаксиального выращивания. Были рассмотрены только те структуры, в которых существует ограничение для носителей и излучения в направлении, перпендикулярном $p-n$ -переходу. Они называются лазерами с широким контактом. Больше всего используются такие полупроводниковые лазеры, в которых ток ограничивается также и в плоскости $p-n$ -перехода (боковое ограничение). Они называются лазерами полосковой геометрии. В этой главе будут изложены и обсуждены методы изготовления и рабочие характеристики лазеров как с широким контактом, так и полосковой геометрии.

В процессе изготовления гетеролазеров используются гетероэпитаксиальные пластины, выращенные методами, описанными в § 5—7 гл. 6. В § 2 гл. 7 обсуждаются вопросы изготовления омических контактов и разделения пластин на отдельные лазеры. Эти технические приемы одинаковы для лазеров с широким контактом и для лазеров полосковой геометрии. Описание методов ограничения тока в лазерах полосковой геометрии отложено до § 6 данной главы. Из-за того что каждая лаборатория предпочитает свой собственный «рецепт», здесь можно привести только общие принципы методов изготовления и типичные примеры.

Первыми из лазеров с широким контактом в § 3 настоящей главы будут представлены лазеры с односторонней гетероструктурой (ОГС-лазеры). С точки зрения технологии приборов ОГС-лазеры служат связующим звеном между гомолазерами и лазерами с двусторонней гетероструктурой (ДГС-лазерами). Однако почти одновременное создание имеющих более низкие пороги ДГС-лазеров помешало широким количественным исследованиям ОГС-лазеров. ОГС-лазеры остаются важным приоритетом, так как их структура относительно проста с точки зрения изготовления; они обладают малой расходимостью излучения в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, и дают большую пиковую мощность при импульсной накачке.

В предыдущих главах были представлены разнообразные свойства ДГС-лазеров. В § 4 настоящей главы приведены экспериментальные свойства, такие, как плотность порогового тока и излучательные характеристики. Получено хорошее согласие между плотностью порогового тока при комнатной температуре, вычисленной без использования подгоночных параметров, и экспериментальными значениями. (Расчет коэффициента усиления для GaAs был дан в гл. 3.) В этом параграфе будет дано краткое обсуждение причин возникновения каналов генерации в лазерах. Во всех лазерах с широким контактом стимулированное излучение возникает в локализованных областях с размерами порядка 10 мкм. Эти области называются каналами генерации. Они приводят к большим вариациям мощности оптического излучения по зеркальной грани лазерного диода.

В последнем из посвященных лазерам с широким контактом § 5 рассматриваются свойства лазеров на структурах с четырех- и пятислойными волноводами, обсуждавшимися в § 9 гл. 2. Они включают в себя лазеры с расширенным оптическим резонатором (РОР-лазеры), лазеры со структурой $Ppn'N$ и симметричные и асимметричные гетеролазеры с отдельным ограничением (ДГС-РО-лазеры). Они предназначены главным образом для применений, в которых нужна большая мощность излучения при сохранении низких порогов, свойственных ДГС-лазерам.

Обсуждение лазеров полосковой геометрии начинается в § 6 настоящей главы, где описываются различные методы создания бокового ограничения. Наиболее часто используются следующие методы: изоляция слоем SiO_2 , протонная бомбардировка, создающая высокоомные области, и диффузия Zn в полосковый контакт. Кроме того, что уменьшение площади возбуждаемой активной области ведет к уменьшению рабочих токов, применение полосковой геометрии дает и другие полезные эффекты. В лазерах с шириной полосы, меньшей приблизительно 10—15 мкм, можно получить генерацию в одном канале и в основной моде в плоскости $p-n$ -перехода. На приборах, демонстрирующих хорошие излучательные свойства, можно проводить детальные экспериментальные исследования. Большая часть примеров и их обсуждение будут даны для лазеров полосковой геометрии с ДГС $\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,92}\text{As} - \text{Al}_{0,37}\text{Ga}_{0,63}\text{As}$, так как именно для такой структуры имеется наибольшее количество обработанных экспериментальных данных.

В большей части лазеров полосковой геометрии растекание тока и боковая диффузия носителей приводят к увеличению пороговой плотности тока по сравнению с лазерами с широким контактом. Эти эффекты рассматриваются в § 7 настоящей главы. В нем выведены выражения, описывающие распределение

носителей в плоскости $p-n$ -перехода. В § 8 гл. 3 кратко описывались методы измерения пороговой плотности тока. Здесь это описание будет расширено за счет описания метода дифференциальных вольт-амперных характеристик. Измерение дифференциальных вольт-амперных характеристик показывает фиксацию квазиуровней Ферми, происходящую по достижении порога, и позволяет определить последовательное сопротивление лазерного диода.

Большая часть вкладываемой мощности рассеивается в активной области в виде тепла, что делает необходимым при конструировании прибора рассмотрение величин, влияющих на тепловые свойства гетеролазеров. В § 8 настоящей главы показано, что тепловые свойства гетеролазера могут быть описаны его средним тепловым сопротивлением $\langle R \rangle$. Производство теплового сопротивления на вкладываемую мощность дает увеличение температуры активной области относительно теплоотвода. При размерах и теплопроводности обычного ДГС-лазера плоскостной геометрии на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $\langle R \rangle$ составляет величину 20—30 К/Вт, что может дать увеличение температуры на $\sim 5-10$ К при комнатной температуре.

Измерения коэффициента усиления в полосковых лазерах по методу, описанному в § 9, позволяют сравнить его с расчетами, сделанными в § 8 гл. 3. Экспериментальные измерения коэффициента усиления необходимы для численной оценки волноводного эффекта в плоскости $p-n$ -перехода (§ 10 настоящей главы). Показано, что волноводный эффект в плоскости $p-n$ -перехода, возникающий в лазерах плоскостной геометрии, обусловлен в основном оптическим усилением. Модель двумерного волновода для полоскового лазера является развитием анализа, данного в гл. 2 для волноводного эффекта в плоскости, перпендикулярной переходу.

В § 11 настоящей главы описываются излучательные свойства лазеров плоскостной геометрии. В предыдущих главах были представлены многие свойства продольных, поперечных и боковых мод. Серьезную проблему представляет возникновение нелинейностей выходной световой мощности с увеличением тока за порогом генерации, называемых «изломами». В этом параграфе обсуждаются свойства этих изломов и способы их устранения. Излучению лазеров плоскостной геометрии также свойственны возникновение релаксационных колебаний и шумовой резонанс. Эти свойства, влияющие на возможную скорость модуляции, кратко обсуждаются в § 11. В § 12 представлены экспериментальные свойства лазеров с распределенной обратной связью (РОС-лазеров). Показано, что в РОС-лазере плоскостной геометрии со структурой ДГС-РО (см. рис. 2.10.5, б) был достигнут непрерывный режим работы при комнатной температуре. Здесь

также показан лазер с брэгговскими зеркалами. Объединение РОС-лазера с волноводом на гетероструктуре показывает возможность его применения в интегральной оптике.

§ 2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПРИБОРОВ

Изготовление отдельных приборов начинается с гетероэпитаксиальных пластин, выращенных методами жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ) или эпитаксии из молекулярных пучков (ЭМП). Этим вопросам была посвящена гл. 6. Гетероэпитаксиальные пластины GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ чаще всего изготавливаются методом ЖФЭ. На рис. 7.2.1 показана поверхность типичной пластины. [1]. Небольшие количества последнего раствора ЖФЭ в виде больших капель или микроскопических капелек часто остаются на поверхности. Нарушенная область, которую видно в левом нижнем углу рис. 7.2.1, как раз и образована остаточным раствором. Перед дальнейшей обработкой эта область должна быть удалена. Микроскопические капельки легко удаляются при помощи анодного окисления в воде с соответствующим образом подобранной величиной pH [2]. Окисел, образовавшийся на поверхности образца, растворим в HCl, HNO₃ и H₂SO₄. Чрезвычайно важно поддерживать чистоту поверхности на протяжении всего процесса изготовления.

Для определения толщины слоев, выращенных на пластине, от нее обычно откалывают пробный брусок. Его можно подвергнуть краткому (2 мин) травлению в растворе 30% H₂O₂ — H₂O, который доведен до pH = 7,05 добавлением раствора NH₃OH [3, 4]. Этот раствор гораздо быстрее травит GaAs, чем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, что приводит к различной глубине травления слоев. После этого толщина слоев может быть измерена при помощи оптического или растрового электронного микроскопа. Для более точного измерения очень тонких слоев при помощи оптического микроскопа делается косой шлиф, который затем травится в травителе на основе перекиси водорода. Полезным способом определения состава слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и наблюдения местонахождения и действия дефектов гетероэпитаксиальных пластин является фотолюминесценция (ФЛ) [5—8]. Энергия фотона в пике ФЛ очень близка к ширине запрещенной зоны. Для определения x можно воспользоваться зависимостью E_g от x , приведенной на рис. 5.3.2. Если гетероэпитаксиальная пластина имеет верхний слой p^+ -GaAs, показанный на рис. 2.3.1 ДГС-лазера, то для измерений ФЛ слой GaAs можно удалить селективным травителем на основе H₂O₂ [3, 4].



Рис. 7.2.1. Микрофотография гетероэпитаксиальной пластины GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$, выращенной методом ЖФЭ [1]. Размеры пластины $\sim 1,2 \times 1,0$ см.

Контакты

Существует несколько основных принципов, которыми нужно руководствоваться при изготовлении металлических контактов к гетеролазерам. Во-первых, нужно избегать вплавления контакта со стороны эпитаксиальных слоев, так как активный слой располагается на расстоянии всего нескольких микрон от поверхности. Во-вторых, со стороны подложки должен быть создан сплавной контакт с малым удельным сопротивлением. Если последний эпитаксиальный слой легирован настолько сильно, что он дает проводящий, а не выпрямляющий барьер Шоттки, то к эпитаксиальному слою можно получить контакт с малым сопротивлением. Существует большое количество методов полу-

чения низкоомных контактов к твердым растворам соединений $A^{III}B^V$. Эти методы обобщены в обзоре Райдаута [9].

Имеется несколько методов металлизации гетероэпитаксиальных пластин $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$. Для обеспечения омичности контакта часто используется верхний слой p^+-GaAs , показанный для ДГС-лазера на рис. 2.3.1. Для обеспечения низкоомного контакта p^+ -поверхности с тонким слоем металла проводится диффузия Zn из обогащенного по As источника при температуре $650^\circ C$. Время диффузии 20 мин, а глубина диффузии $\leq 0,2$ мкм. В некоторых структурах верхний слой $p-GaAs$ отсутствует и контакт сделан прямо на слой $P-Al_xGa_{1-x}As$. После диффузии на этот слой методом термического или катодного распыления наносится слой Cr или Ti толщиной ~ 500 Å, который обеспечивает адгезию следующего за ним слоя Au или Pt толщиной ~ 2000 Å. При желании более толстый золотой контакт можно нанести электролитическим осаждением. Прежде чем приступить к созданию контакта к подложке, пластину шлифуют до толщины ~ 125 мкм. Это облегчает процедуру скалывания при формировании зеркал отдельных лазеров. Контакт к подложке n^+-GaAs можно получить напылением и сплавлением Sn или Au—Ge. При сплавлении Sn может собираться в капли. Этот эффект можно уменьшить, испарив тонкий промежуточный слой Pt. Контакты Au—Ge широко изучались [11—15] в связи с их применением в полевых транзисторах и диодах Ганна на GaAs. В [15] на GaAs n -типа напылялся слой эвтектического сплава Au—Ge (12 вес. % Ge) толщиной 350 Å, а затем слой Au толщиной 3000 Å. Измерялось контактное сопротивление для различных времен и температур сплавления. При быстром нагреве и сплавлении в течение 3 мин при $450^\circ C$ было получено удельное контактное сопротивление 10^{-6} Ом·см² [15].

Другие гетеролазеры на твердых растворах соединений $A^{III}B^V$ были описаны в § 4 и 5 гл. 5, а гетеролазеры на твердых растворах $A^{IV}B^{VI}$ — в § 7 гл. 5. Для ознакомления с вопросами изготовления лазеров и нанесения контактов на эти материалы можно посоветовать обратиться к ссылкам на литературу, имеющуюся в перечисленных параграфах.

Разделение на отдельные приборы

В § 8 гл. 3 говорилось о том, что оптический резонатор лазера образован параллельными отражающими поверхностями и представляет собой интерферометр Фабри—Перо. Параллельные зеркала можно легко получить скалыванием [16]. Как показано на рис. 5.2.2, в GaAs плоскости естественного скола $\{110\}$ перпендикулярны плоскости $\{100\}$, на которой выращены эпи-

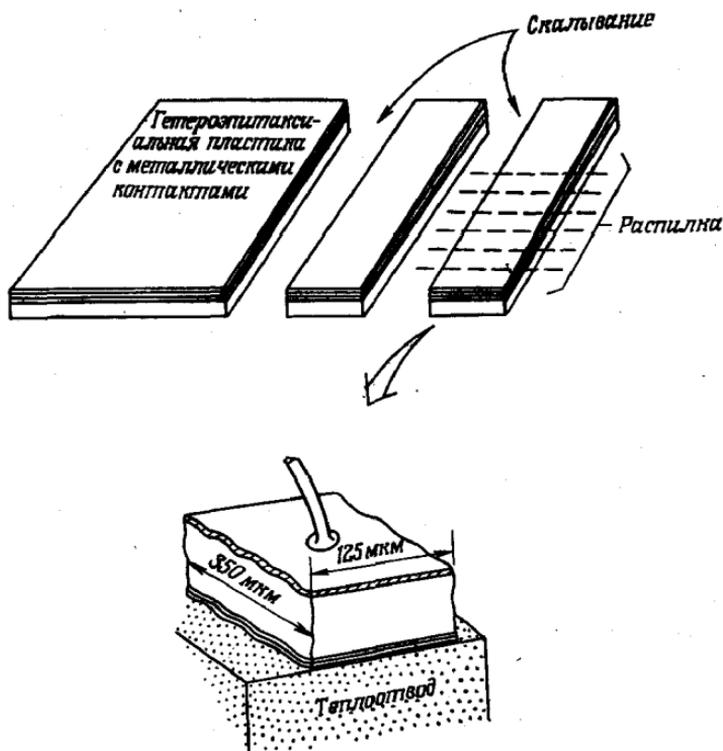


Рис. 7.2.2. Схематическое представление процесса изготовления лазеров с широким контактом.

таксиальные слои. Пластина с металлическими контактами приклеивается воском на гибкую металлическую пластинку. У одного из краев пластины алмазным скрайбером процарапываются небольшие углубления. Легкий изгиб приводит к раскалыванию пластины вдоль плоскостей $\{110\}$, перпендикулярных поверхности пластины. Такой метод обеспечивает получение идеально параллельных зеркал. Для изготовления лазеров с широким контактом полученные в результате скалывания брусочки распиливаются затем перпендикулярно зеркалам алмазной или проволочной пилой. Образуются отдельные диоды прямоугольной формы, что показано на рис. 7.2.2. Шероховатость боковых сторон, полученная при распиливании, и выбор отношения длины резонатора к ширине не меньше 2,5, по-видимому, являются достаточными мерами для подавления внутренних замкнутых мод [17]. Лазер типичных размеров имеет ширину ~ 125 мкм и длину ~ 350 мкм.

Для испытаний и лабораторных измерений в импульсном режиме приборы могут быть смонтированы в пружинных контактах. Для работы в непрерывном режиме и для использова-

ния вне лаборатории приборы припаивают индием со стороны эпитаксиальных слоев на покрытый золотом медный теплоотвод. Напряжения, возникающие при пайке вследствие различия коэффициентов теплового расширения, сводятся к минимуму относительно мягким In [18]. Другой электрический контакт получают соединением золотой проволоки со слоем металла на подложке. Иногда поверхности зеркал защищают пиролитически осажденным слоем Al_2O_3 [19].

§ 3. ЛАЗЕРЫ С ШИРОКИМ КОНТАКТОМ НА ОСНОВЕ ОДНОСТОРОННИХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Вводные замечания

В результате применения методов ЖФЭ при изготовлении гомолазеров удалось лучше управлять легированием и качеством материалов, что позволило уменьшить $J_{пор}$ (при температуре 300 К) до 26 кА/см^2 [2, 20]. Дальнейшее уменьшение $J_{пор}$ (300 К) приблизительно до 10 кА/см^2 было достигнуто [21—24] в ОГС-лазерах, изображенных на рис. 1.2.1, б и 7.3.1. В форме записи, принятой выше, такой лазер обозначается как $n-p-P$ -структура; он также называется лазером с ограничением, или лазером с одним гетеропереходом. При комнатной температуре ОГС-лазеры могут работать только в импульсном режиме.

Впервые пластины для ОГС-лазеров были изготовлены выращиванием методами ЖФЭ слоя $P-Al_xGa_{1-x}As$, легированного Zn, на поверхности {100} сильнолегированной подложки GaAs n -типа [21, 23]. Молярная доля AlAs составляла обычно $x = 0,3-0,5$. В процессе выращивания или при последующем отжиге значительное количество Zn диффундирует из слоя $Al_xGa_{1-x}As$ в подложку GaAs, в результате чего на небольшом расстоянии (обычно 1—3 мкм) от гетероперехода [21, 23, 24] образуется $p-n$ -переход. Для обеспечения диффузии Zn в подложку температуры роста поддерживают на уровне 900—1000°C. В диффузионных ОГС-лазерах $p-n$ -переход находится в подложке, что ведет к сильной зависимости свойств лазера от ее качества. Лучше управлять свойствами ОГС-лазера удается, если n - и p -слои выращиваются методом ЖФЭ. Минден и Примоу [25] использовали многослойную ЖФЭ, сходную с описанной в § 5 гл. 6 для выращивания n -, p - и P -слоев ОГС-лазеров. В этом случае подходящей примесью n -типа является Ge, а в качестве примесей n -типа были использованы как Sn, так и Te. Введение этих примесей в GaAs в процессе ЖФЭ рассматривалось в § 3 гл. 6.

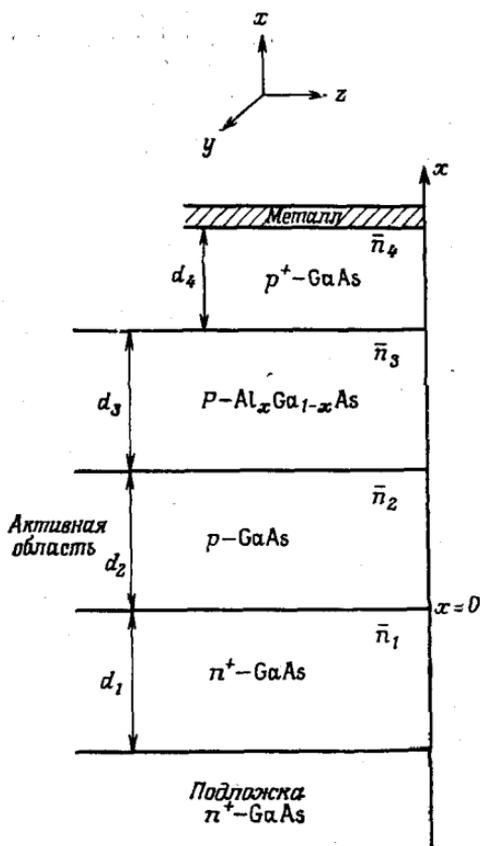


Рис. 7.3.1. Схематическое представление слоев ОГС-лазера на основе GaAs — Al_xGa_{1-x}As.

Пороговые свойства

Хотя имеется лишь немного, и то качественных, данных по пороговым плотностям токов ОГС-лазеров, все же ясно, что $J_{\text{пор}}$ зависит от толщины активного слоя p -типа, температуры и концентрации примесей в n -области p — n -перехода. Сообщаются значения $J_{\text{пор}}$ (300 К), измеренные при импульсном возбуждении с длительностью импульсов 0,1—0,2 мкс и частотой повторения 100—1000 Гц. Для того чтобы сравнение $J_{\text{пор}}$ имело смысл, здесь рассматриваются только лазеры с плоским резонатором и зеркалами без покрытий. Интересно заметить, что уже одно из первых исследований [22] привело к чуть ли не самому низкому значению $J_{\text{пор}}$, вообще достигнутому в ОГС-лазерах с зеркалами без покрытий, величина которого составила 8,6 кА/см² при длине резонатора 400 мкм. В отличие от более сложных ДГС- и ДГС-РО-лазеров последующая работа

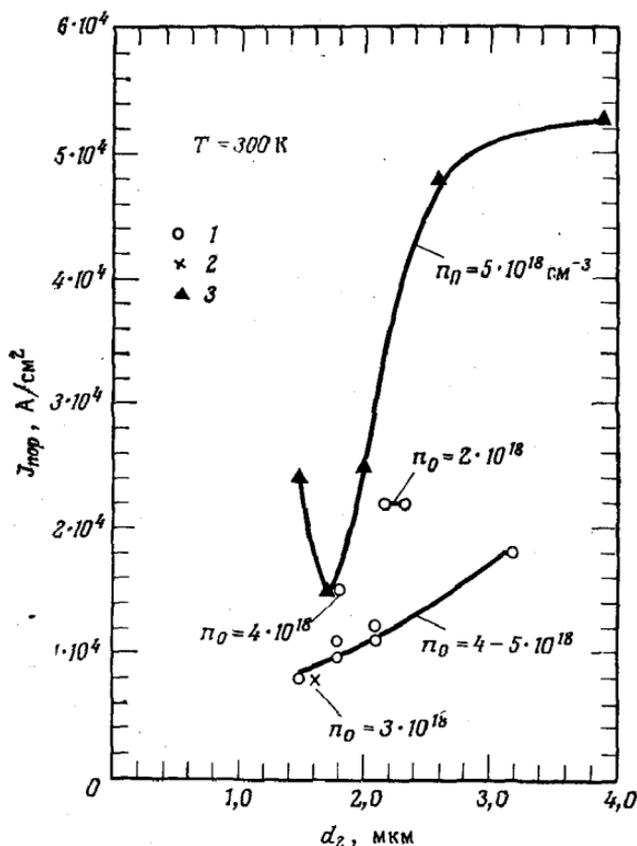


Рис. 7.3.2. Зависимость $J_{\text{пор}}$ (300 К) от толщины p -слоя ОГС-лазеров, полученных диффузией Zn из слоя $P\text{-Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$. 1 — данные для $L = 400\text{--}500$ мкм [24]; 2 — данные для $L = 450$ мкм [27]; 3 — данные для $L = 250$ мкм [28]. Значения d_2 могут содержать существенные ошибки, связанные с методом определения толщины p -слоя (см. текст).

не привела к значительному уменьшению этой величины. По-видимому, причиной тому является достижение оптимальной толщины активного слоя уже в первых исследованиях. Однако для создания более сложных лазеров, описываемых в данной главе, потребовалось совершенствование методов многослойной ЖФЭ. Столь низкие значения $J_{\text{пор}}$ (300 К), как $6,0 \text{ кА/см}^2$, были получены при использовании квадратных четырехсторонних ОГС-лазеров, работающих на модах полного внутреннего отражения [24]. Для лазеров с отражающим покрытием на зеркалах были получены значения $J_{\text{пор}}$ (300 К), равные $8,5 \text{ кА/см}^2$ [26] и $6,8 \pm 0,4 \text{ кА/см}^2$ [27].

На рис. 7.3.2 представлены данные, показывающие изменение $J_{\text{пор}}$ (300 К) с толщиной p -слоя для ОГС-лазеров, получен-

ных диффузией Zn из слоя $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Пороговые токи здесь определялись методом, описанным в § 8 гл. 3 (рис. 3.8.10). Пороговая плотность тока уменьшается с увеличением длины резонатора L [27], поэтому значения $J_{\text{пор}}$ (300 К) нужно сравнивать для образцов одинаковой длины. Результаты, приведенные на рис. 7.3.2 из работы [24, 27], соответствуют длине $L = 400\text{—}500$ мкм, а взятые из работы [28] — длине 250 мкм. Поскольку толщины p -слоя измеряются, как правило, при наблюдении в оптический микроскоп травленных сколов структур, их значения характеризуются большой неопределенностью. Измеренные таким способом толщины в некоторой степени зависят от времени травления. Следовательно, значения толщин p -слоя на рис. 7.3.2 можно считать определенными довольно приближенно. Определяемые более точно характеристики ОГС-лазеров, выращенных Минденом и Примоу методом многослойной ЖФЭ [25], ясно показали, что рост концентрации носителей в n^+ -слое приводит к уменьшению $J_{\text{пор}}$ (300 К). Однако в работе этих авторов не были указаны толщины p -слоев; поэтому их данные мы не смогли использовать на рис. 7.3.2.

На рис. 7.3.3, *a* приведена температурная зависимость порогового тока для типичных диффузионных ОГС-лазеров [24]. С целью сравнения там же представлена температурная зависимость $J_{\text{пор}}$ для гомолазера. Наблюдается экспоненциальное изменение $J_{\text{пор}}$ с T , что можно записать в виде

$$J_{\text{пор}}(T) = J_0 \exp(T/T_0), \quad (7.3.1)$$

где J_0 и T_0 — эмпирические параметры. Температура, при которой $J_{\text{пор}}$ начинает резко возрастать, обозначена T_t . При уменьшении толщины p -слоя T_t сдвигается в сторону низких температур [24]. Как показано на рис. 7.3.3, *б*, эта температура перехода T_t при фиксированной толщине p -слоя зависит также от длины резонатора [29].

Длина волны излучения может быть сдвинута в коротковолновую сторону путем последовательного выращивания сначала слоя $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, а затем слоя $P\text{-Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с $x < y$ [30]. Цинк диффундирует из P -слоя в N -слой, в результате чего p — n -переход образуется в слое $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. На рис. 7.3.4 показано, как $J_{\text{пор}}$ изменяется с длиной волны излучения. Плотность порогового тока резко увеличивается, когда состав $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ достигает такой точки, в которой происходит переход от прямой структуры зон к непрямой (рис. 4.2.2) и электроны начинают заполнять непрямой минимум зоны проводимости. На рис. 4.6.4 приводилась относительная доля электронов в прямом минимуме зоны проводимости как функция x — мольной доли AlAs в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

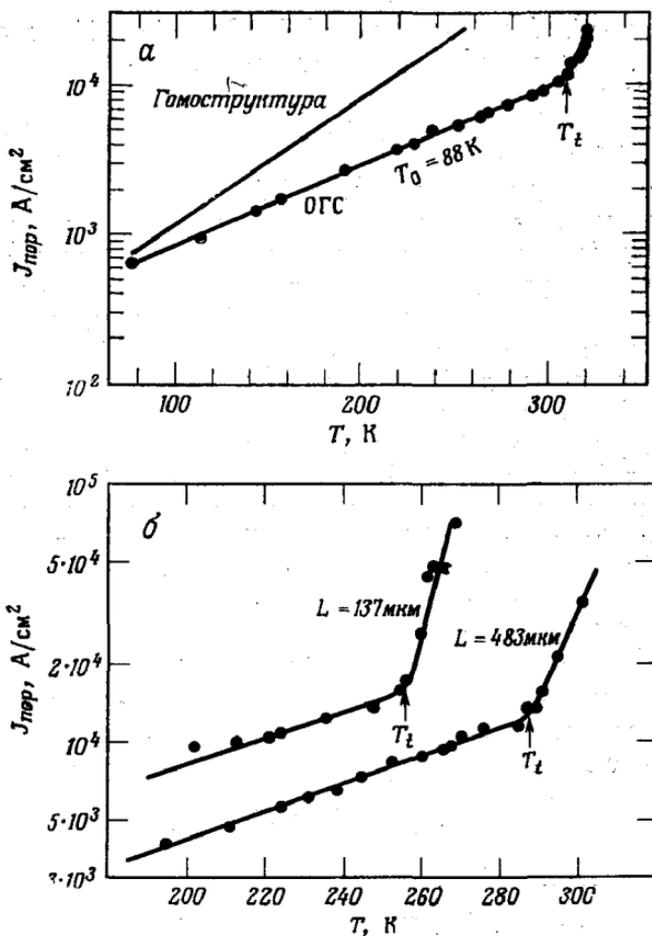


Рис. 7.3.3. Температурные зависимости плотности порогового тока ОГС-лазера. Величина T_t — температура при которой происходит резкое возрастание $J_{пор}$. *a* — сравнение температурных зависимостей гомолазера и ОГС-лазера: $d \sim 2$ мкм, $n_0 \approx 4 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и $L = 500$ мкм [24]; *б* — изменение T_t с L для ОГС-лазера с $d \approx 1,7$ мкм [29].

Ограниченный набор экспериментальных данных не позволяет провести детальный анализ пороговых свойств ОГС-лазеров. Однако поведение порогового тока можно рассмотреть качественно. На рис. 7.3.5, *a* представлена зонная диаграмма гетероструктуры ОГС-лазера (рис. 7.3.1) при нулевом смещении, а на рис. 7.3.5, *б* — при большом прямом смещении. При расчете диаграмм использовались следующие величины: $n_0 = 4 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $p_0 = 1 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $x = 0,5$ и $d_2 = 1,5$ мкм. Предполагалось также, что концентрация примесей изменяется резко, как это имеет место при выращивании ОГС-лазеров методами многослойной

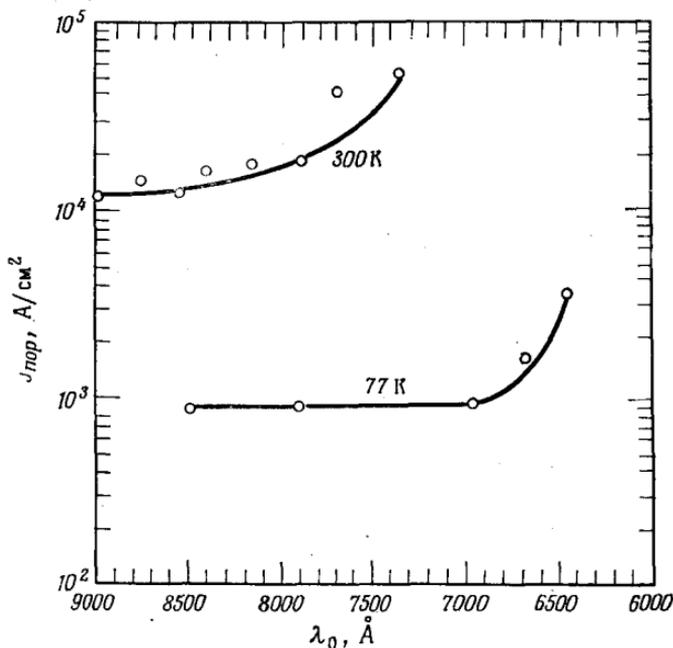


Рис. 7.3.4. Пороговая плотность тока как функция длины волны излучения ОГС-лазера на $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ [30].

ЖФЭ. Уравнения, использованные для расчета зонной диаграммы, приведены в § 3 гл. 4.

Плотность тока J через $p-n$ -переход является суммой плотности тока электронов i_n , инжектируемых в p -область, и плотности тока дырок i_p , инжектируемых в n -область:

$$J \text{ (A/cm}^2\text{)} = i_n + i_p. \quad (7.3.2)$$

Вследствие электронного ограничения на $p-P$ -гетеропереходе выражение для i_n будет отличаться от хорошо известной экспоненциальной зависимости (4.5.35). Решение уравнения непрерывности дается выражением (4.5.30) и записывается в виде

$$n(x) = C_1 \exp(-x/L_n) + C_2 \exp(x/L_n), \quad (7.3.3)$$

где L_n — диффузионная длина электронов. Здесь не учитывается равновесная концентрация электронов n_{p0} . Положим $x=0$ на границе слоя объемного заряда со стороны p -области; тогда $n(0) = n_p$. При $x=d$ на границе между p - и P -областью вследствие существования барьера в зоне проводимости имеем $i_n = 0$. Эти граничные условия вместе с уравнением (4.3.50) для i_n дают

$$n(x) = n_p \operatorname{ch}[(d-x)/L_n] / \operatorname{ch}(d/L_n). \quad (7.3.4)$$

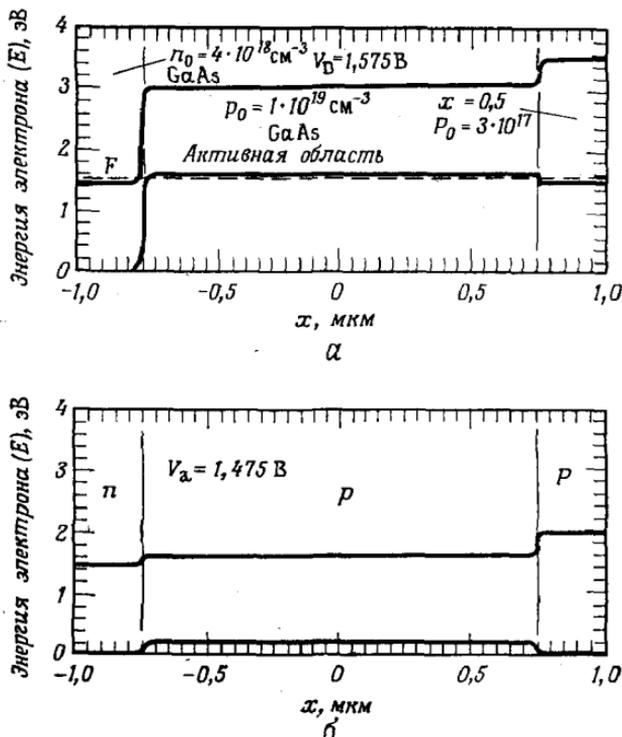


Рис. 7.3.5. Зонная диаграмма односторонней $n-p-p$ -гетероструктуры GaAs — Al_{0,5}Ga_{0,5}As. a — без смещения; b — при прямом смещающем напряжении 1,475 В.

Таким образом, при $x = 0$ имеем

$$i_n = qD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0} = - (qD_n n_p / L_n) \operatorname{th}(d/L_n); \quad (7.3.5)$$

здесь D_n — коэффициент диффузии электронов.

Выражение для i_n можно переписать в более удобной форме, если концентрацию электронов n_p в p -слое при $x = 0$ заменить на концентрацию электронов n_n в n -слое. В экспоненциальном приближении интеграл Ферми записывается следующим образом:

$$n = N_c \exp \left[(F_c - E_c) / kT \right], \quad (4.3.25)$$

где F_c и E_c — соответственно положение уровня Ферми и края зоны проводимости. Как следует из рис. 7.3.6, в гомопереходе $p-n$ при прямом смещающем напряжении

$$n_p = N_c \exp \left[(F_{c_p} - E_{c_p}) / kT \right] \quad (7.3.6)$$

и

$$n_n = N_c \exp \left[(F_{c_n} - E_{c_n}) / kT \right]. \quad (7.3.7)$$

Поскольку $F_{c_n} = F_{c_p}$, можно записать следующее соотношение между величинами n_p и n_n :

$$n_p = n_n \exp[-q(V_D - V_a)/kT]; \quad (7.3.8)$$

здесь V_D — контактная разность потенциалов, V_a — смещающее напряжение, приложенное к p — n -переходу, а $q(V_D - V_a) = E_{c_p} - E_{c_n}$. Следовательно,

$$i_n = - \frac{qD_n n_p}{L_n} \exp[-q(V_D - V_a)/kT] \operatorname{th}(d/L_n). \quad (7.3.9)$$

Аналогичным образом можно рассчитать ток утечки i_p , учитывая граничные условия $p(x) = 0$ при $x \gg L_p$ и $p(x) = p_n$ при $x = 0$:

$$i_p = qD_p p_n / L_p; \quad (7.3.10)$$

здесь D_p — коэффициент диффузии дырок, p_n — концентрация дырок в n -области при $x = 0$ и L_p — диффузионная длина дырок. Выражение для тока можно записать в виде

$$i_p = \frac{qD_p p_p}{L_p} \exp[-q(V_D - V_a)/kT], \quad (7.3.11)$$

где p_p — концентрация дырок в p -слое. В выражениях (7.3.9) и (7.3.11) коэффициент диффузии дается через подвижность μ следующим образом: $D = \mu kT/q$. Для оценки этих величин на рис. 7.3.7 представлены значения подвижности и диффузионной длины [31] носителей в GaAs при комнатной температуре. О трудностях, возникающих при определении L_n и L_p из различных экспериментов, говорилось в § 7 гл. 3. Данные, приведенные на рис. 7.3.7, получены на слоях, выращенных методами

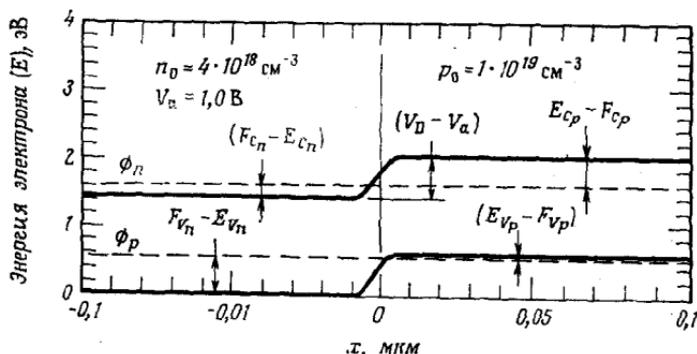


Рис. 7.3.6. Зонная диаграмма n — p -перехода в GaAs при прямом смещающем напряжении 1 В. Квазиуровни Ферми для электронов и дырок обозначены через ϕ_n и ϕ_p соответственно. Этот рисунок иллюстрирует разделение краев зон и уровней Ферми.

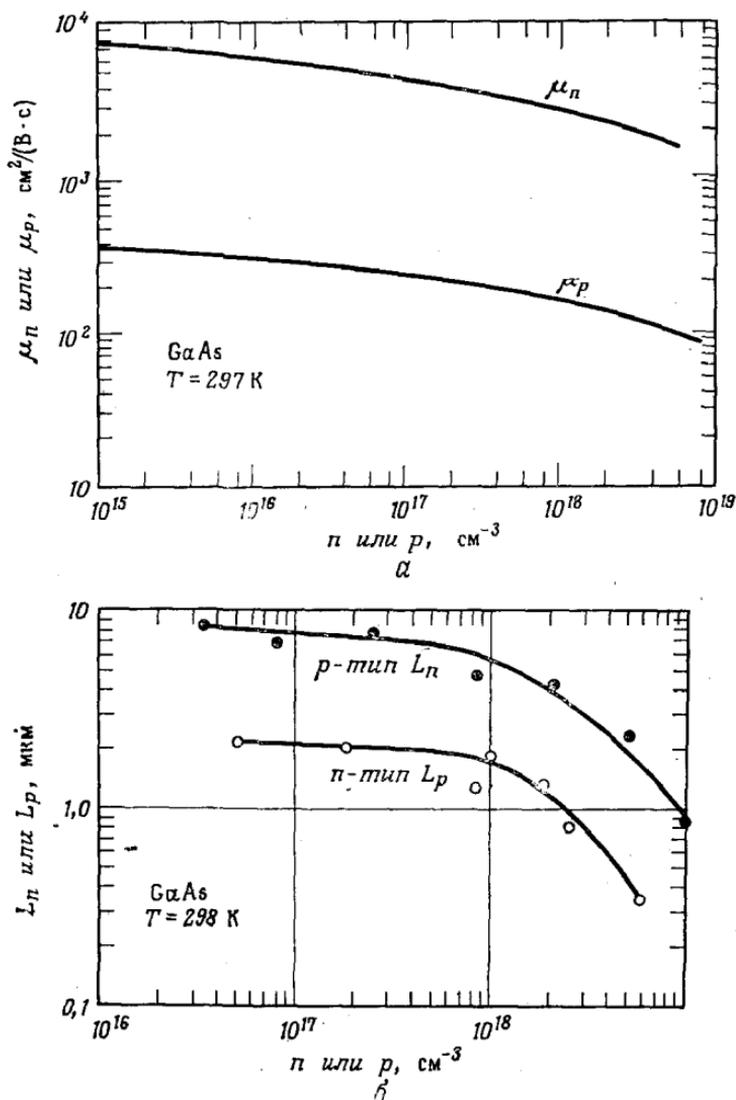


Рис. 7.3.7. а — подвижность электронов и дырок в зависимости от концентрации свободных носителей; б — диффузионная длина неосновных электронов и дырок в зависимости от концентрации свободных носителей [31].

ЖФЭ. При низких температурах μ увеличивается, а L_n и L_p уменьшаются [32].

Выражения, полученные для i_n и i_p , верны только в тех случаях, когда интеграл Ферми — Дирака можно записать в экспоненциальном приближении. Для этого необходимо выполнение приближенных условий: $n \leq 0,5N_c$ и $p \leq 0,5N_v$ [33] [см. также уравнения (4.3.45) и (4.3.46)]. Упрощенные уравнения (7.3.8),

и (7.3.9) все же показывают, что n_p стремится к n_n по мере приближения V_a к V_D . В случае высоких уровней инжекции расчеты становятся настолько сложными, что требуют численного машинного анализа [34]. По мере того как V_a приближается к V_D , концентрация дырок, инжектированных в n -область, также становится большой, вследствие чего возникает значительный дырочный ток утечки. Омические потери, требования электронейтральности и свойства контактов приводят к ограничению концентрации электронов, инжектированных в n -область:

$$n_p < n_n. \quad (7.3.12)$$

Как указывалось в § 6 гл. 4, на N — p -гетеропереходе можно получить $n_p > n_n$, что делает возможной реализацию «суперинжекции» в ДГС-лазерах.

Плотность тока электронов i_n дает вклад в усиление, и, как это следует из (3.8.46), на пороге она становится равной $J_{\text{пор}}$; i_p представляет собой плотность тока утечки J_L . Таким образом, полную плотность тока на пороге можно записать в виде

$$J_{\text{пор}} (\text{А/см}^2) = J_L + \frac{J_0 d}{\eta} + \frac{d}{\eta \Gamma \beta} \left[\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \right], \quad (7.3.13)$$

где η — внутренний квантовый выход, Γ — коэффициент оптического ограничения, β — постоянная усиления, R — коэффициент отражения по мощности, а J_0 — ток, при котором линейно экстраполированное значение коэффициента усиления равно нулю (см. рис. 3.8.7). Выражение (7.3.13) с учетом значений Γ , приведенных на рис. 2.6.9, позволяет понять экспериментальные зависимости для плотности порогового тока.

Для того чтобы описать зависимость $J_{\text{пор}}$ от толщины p -слоя, воспользуемся данными, приведенными на рис. 7.3.2 для $n_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [28]. Следует рассматривать не только влияние тока инжекции через p — n -переход, но и существование скачка показателя преломления $\Delta \bar{n}$ на границе n - и p -областей, который обеспечивает оптическое ограничение Γ для излучения. При $n_0 = p_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, как видно из рис. 2.5.3, $\Delta \bar{n} \approx 0,01$. Из рис. 7.3.7, б следует, что при этих концентрациях носителей $L_n \approx 2 \text{ мкм}$ и при $d_2 > 3 \text{ мкм}$ наличие p — P -гетероперехода практически не заметно. В этих условиях $J_{\text{пор}}$ (300 К) соответствует значениям, полученным в гомолазерах. По мере уменьшения d_2 от 3 мкм ограничение для носителей и света в ОГС-лазерах становится лучше, чем в гомолазерах. Улучшение оптического ограничения приводит к уменьшению α_i приблизительно с 10^2 см^{-1} для гомолазеров до 20—40 см^{-1} для ОГС-лазеров [27, 35, 36]. Как видно из выражения (7.3.13), уменьшение α_i ведет к уменьшению электронного тока, при котором достигает-

ся порог, и, следовательно, к уменьшению V_a и тока утечки. Концентрация электронов $n(x)$ в p -слое гомоструктуры изменяется как $\exp(-x/L_n)$, в то время как концентрация электронов в ОГС убывает медленнее, а именно по закону $n(x) = \text{ch}[(d-x)/L_n]/\text{ch}(d/L_n)$. Как показано на рис. 2.6.8 и 2.6.9, p - P -гетеропереход способствует оптическому ограничению в p -слое. Из рис. 2.6.9 мы видим, что когда d_2 становится меньше ~ 2 мкм, величина Γ быстро спадает. Поскольку коэффициент усиления равен $g\Gamma$, где g — коэффициент усиления в однородном слое, при уменьшении Γ требуется большее усиление и, следовательно, больший ток. При этом из-за роста напряжения на p - n -переходе увеличивается ток утечки и, следовательно, $J_{\text{пор}}$ становится больше. При дальнейшем уменьшении d_2 , когда концентрация инжектируемых электронов достигает концентрации электронов в n -слое или нарушаются волноводные свойства структуры, генерация в лазере вообще может стать невозможной.

Можно ожидать, что температурная зависимость $J_{\text{пор}}$ (рис. 7.3.3) соответствует температурной зависимости приведенной плотности порогового тока, как показано на рис. 3.8.8, а также то, что при низких температурах уменьшается L_n и увеличивается D_n . Резкое возрастание порогового тока, возникающее при температуре T_t , по-видимому, связано с увеличением тока утечки J_L . При увеличении длины резонатора для достижения порога требуется меньшее усиление, что приводит к меньшим значениям V_a и J_L . Таким образом, на величину $J_{\text{пор}}$ влияют следующие факторы: ток утечки, температурная зависимость коэффициента усиления, D_n , L_n , а также коэффициент оптического ограничения. Кроме того, в ОГС-лазерах уровни возбуждения ограничены достижимыми значениями концентрации электронов в n -слое.

Излучательные свойства

Излучательные свойства ОГС-лазеров характеризуются большой импульсной мощностью и малой расходимостью пучка. Обычно наблюдается излучение в поперечной магнитной (ТМ) волне [37]. Излучение ОГС-лазеров с широким контактом неоднородно распределяется по зеркалу резонатора, образуя локальные области генерации. Такие области обычно называют каналами генерации; в § 4 этой главы мы их рассмотрим более подробно. В спектрах наблюдаются продольные моды, аналогичные тем, которые приведены на рис. 3.8.12, d , с межмодовым расстоянием, определяемым уравнением (3.8.11).

Джилл [26] сообщил об излучении ОГС-лазера, полученного диффузией Zn в подложку с $n_0 \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; что дало

$d_2 \approx 2$ мкм. Устройство с размерами 180×300 мкм имело на одном из зеркал отражающее покрытие. Пороговый ток $J_{\text{пор}}$ (300 К) составил $8,5 \text{ кА/см}^2$, а дифференциальный квантовый выход $\eta_D = 0,53$. При токе 20 А (37 кА/см^2) выходная мощность с одного зеркала достигала 11 Вт , а внешний квантовый выход равнялся $0,40$. Максимальная мощность излучения, как это описывается в § 2 гл. 8, ограничивается катастрофическим

Таблица 7.3.1

Излучательные свойства ОГС-лазеров при импульсном возбуждении ($T = 300 \text{ К}$)¹⁾

$J_{\text{пор}}$ (300 К) ²⁾	$8,5 \text{ кА/см}^2$
Пиковая мощность с одного зеркала ²⁾	11 Вт при 20 А
Дифференциальный квантовый выход	$\sim 50\%$
Θ_{\perp}	$\sim 14-20^\circ$
Θ_{\parallel}	$\sim 10^\circ$
Поляризация излучения	ТМ

¹⁾ Ссылки на соответствующую литературу см. в тексте.

²⁾ Лазер размером 180×300 мкм с отражающим покрытием на одном из зеркал с толщиной активного слоя $\sim 2,0$ мкм и широким контактом.

разрушением зеркал. Минден и Примоу [25] показали, что для ОГС-лазеров, в которых все слои выращены методами ЖФЭ, большие мощности достигаются при сильном легировании n -слоя.

Поскольку скачок показателя преломления на $p-n$ -переходе мал, можно ожидать, что ОГС-лазеры даже при больших толщинах активной области будут работать на основной моде. Генерация в основной моде наблюдалась при толщинах $d_2 = 2,5$ мкм, однако при $d_2 = 5$ мкм была отмечена генерация в моде второго порядка [37]. Вследствие большой толщины активной области и малого скачка показателя преломления можно ожидать, что расходимость пучка Θ_{\perp} в направлении, перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода, будет невелика. Для ОГС-лазеров с $d_2 = 2,0$ мкм наблюдались значения $\Theta_{\perp} \approx 14-20^\circ$ [38]. При использовании внешней дифракционной решетки, связанной с просветленным зеркалом лазера, ширину линии генерации можно поддерживать на уровне $0,4 \text{ А}$ [39]. В табл. 7.3.1 приведены излучательные свойства ОГС-лазеров.

Временные задержки и внутренняя модуляция добротности

При пропускании через ОГС-лазер токового импульса с амплитудой, достаточной для получения стимулированного излучения, наблюдаются два вида отклика [40]. В одном из них перед появлением стимулированного излучения наблюдается задержка длительностью в несколько наносекунд [29]. Этот случай

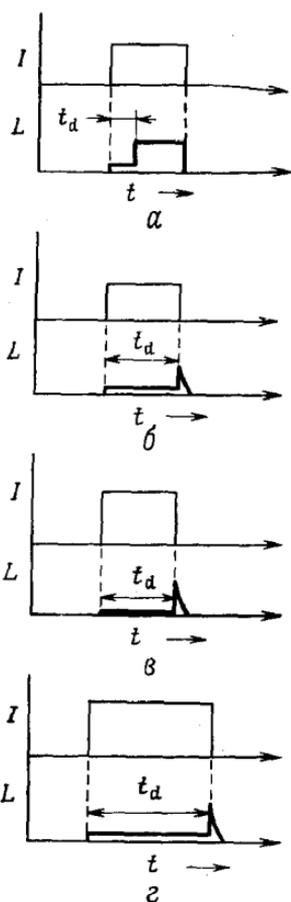


Рис. 7.3.8. Схематическое изображение временной зависимости мощности излучения L ОГС-лазера при импульсной накачке током I . a — нормальная генерация после короткой задержки t_d ; $б, в, г$ — длинная задержка, равная длительности импульса накачки. Генерация наблюдается только после окончания импульса. Такое поведение сохраняется при изменении амплитуды ($в$) и длительности ($г$) импульса накачки [40].

показан на рис. 7.3.8, a . Такая короткая задержка связана с временем жизни неравновесных носителей [41]. Она наблюдается как в гомолазерах, так и во всех видах гетеролазеров. При другом виде отклика стимулированное излучение возникает только на конце импульса вне зависимости от длительности и амплитуды импульса. Этот случай иллюстрируется рис. 7.3.8, $б—г$. Такой эффект наблюдается только выше температуры перехода T_t . Он был назван эффектом внутренней модуляции добротности [42]. Он встречается как в гомолазерах, так и в ОГС-лазерах. Как было показано на рис. 7.3.3, $б$, при температуре перехода также происходит резкое увеличение $J_{пор}$. В соответствии с предыдущим обсуждением разумно предположить, что температура перехода T_t также связана с J_L . Однако связь между увеличением J_L и наблюдаемыми длинными задержками и внутренней модуляцией добротности не установлена. Кроме длинных задержек и внутренней модуляции добротности в ОГС-лазерах наблюдается так называемый режим Н-образных пульсаций [43]. В этом случае в определенном интервале температур и токов на начало и конец лазерного излучения постоянной интенсивности накладываются короткие световые импульсы.

На рис. 7.3.9 показана область температур и токов, в которой наблюдается внутренняя модуляция добротности ОГС-лазера с активной областью, полученной диффузией Zn . Вплоть до температуры T_t наблюдается обычная генерация. Выше этой температуры существует область температур и токов, в которой наблюдается внутренняя модуляция добротности. На рис. 7.3.9 эта область показана штриховкой. Внутренней модуляции добротности были посвящены многочисленные работы, критический

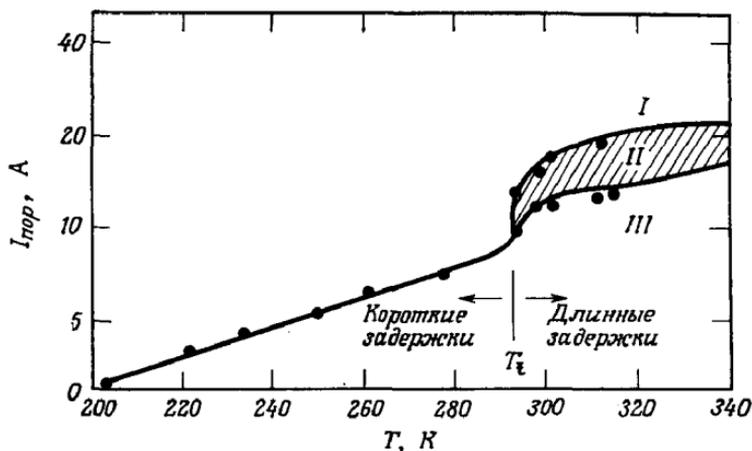


Рис. 7.3.9. Температурная зависимость порогового тока ОГС-лазера. В области I наблюдается нормальная генерация. В области II (заштрихована) наблюдается внутренняя модуляция добротности, а в области III — только спонтанное излучение [29].

обзор которых был дан Риппером и Росси [40]. Обширные ссылки на публикации можно найти в этом обзоре. Для объяснения эффекта возникновения длинных задержек и внутренней модуляции добротности [40] в большинстве работ требовалось привлечение таких предположений, как существование ловушек с особыми свойствами или «нетермализованное» распределение носителей. Объяснения такого рода не нашли подтверждения. Недавно Нуньес и др. [44] предложили модель, основанную на зависимости оптического ограничения в резонаторе от концентрации инжектированных носителей, распределения температуры и волноводного эффекта, связанного с усилением. Это объяснение кажется достаточно перспективным.

§ 4. ЛАЗЕРЫ С ШИРОКИМ КОНТАКТОМ НА ОСНОВЕ ДВУСТОРОННИХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Вводные замечания

Лазеры на основе ДГС $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ или $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ исследовались гораздо шире, чем другие полупроводниковые лазеры, а их технология является наиболее передовой. Они стали первыми инжекционными лазерами, работающими в непрерывном режиме при комнатной температуре [45, 46] и выше нее [47]. Как сказано в гл. 8, экстраполированный срок службы таких ДГС-лазеров при уровнях мощности, необходимых для оптической связи, превышает 10^5 ч [48]. Несмотря на то что большей частью используются лазеры полосковой гео-

метрии, будет поучительно рассмотреть сначала те свойства, которые обусловлены структурой в виде параллельных слоев без какого-то ни было бокового ограничения. Эти свойства легче всего исследовать на лазерах с широким контактом. Данные по этим лазерам обычно приводятся для импульсного режима работы с длительностями импульса 50—200 нс и малой частотой повторения. Для непрерывного режима существует весьма ограниченное количество сведений. Этот параграф посвящен экспериментальным исследованиям пороговой плотности тока и излучательным характеристикам ДГС-лазеров на основе GaAs—Al_xGa_{1-x}As с широким контактом.

В предыдущих главах подробно разбирались свойства ДГС-лазеров с широким контактом. Как было показано на рис. 1.4.2, 2.3.1 и 2.3.2, структура слоев ДГС может быть типа $N-p-P$ или $N-n-P$. В гл. 2 рассматривался волноводный эффект в асимметричных и симметричных ДГС и были приведены численные значения коэффициента оптического ограничения. В § 3 гл. 4 были представлены диаграммы энергетических зон ДГС. Численные примеры для прямого смещения приведены на рис. 4.3.16 и 4.3.17. В § 6 гл. 4 рассматривалось ограничение носителей в структуре GaAs—Al_xGa_{1-x}As. Было показано, что обычно носители хорошо удерживаются в активной области. В § 5 гл. 6 были описаны методы многослойной ЖФЭ. Изготовление приборов обычно следует методике, описанной в § 2 гл. 7.

Факторы, влияющие на пороговый ток при комнатной температуре

Из сказанного в гл. 2—4 и 6 можно было сделать вывод, что пороговая плотность тока и свойства поперечных мод ДГС-лазера на GaAs—Al_xGa_{1-x}As в основном определяются размерами структуры и скачком показателя преломления на гетерогранице. Многие свойства ДГС-лазеров можно продемонстрировать на основе измерений Пинкаса и др. [49], которые были проделаны на приборах, изготовленных из очень однородных пластин. На рис. 7.4.1 показана зависимость пороговой плотности тока $J_{\text{пор}}$ (300 К) от толщины активной области ДГС-лазеров с одинаковой длиной и легированием. В активном слое этих лазеров использовался n -GaAs, а слой Al_xGa_{1-x}As имели $x = 0,25$. Измерение порогового тока проводилось способом, показанным на рис. 3.8.10. Методы измерения толщины активного слоя обсуждались в § 2 этой главы. Было найдено, что приведенная пороговая плотность тока составляет $4,9 \cdot 10^3$ А/(см²·мкм). Дополнительные данные по $J_{\text{пор}}$ (300 К) еще будут здесь обсуждаться.

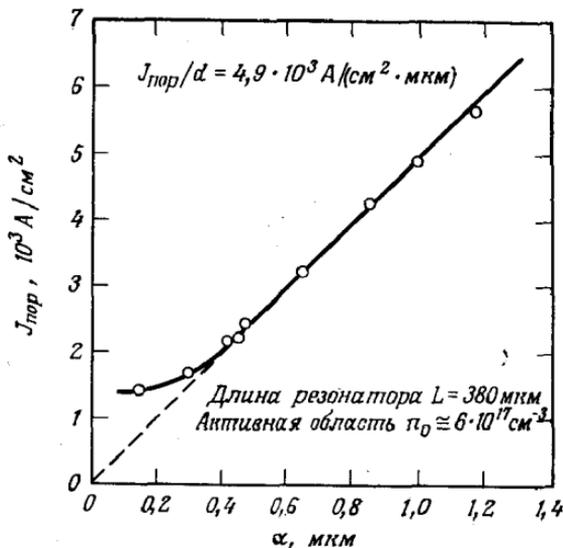


Рис. 7.4.1. Зависимость пороговой плотности тока от толщины активной области ДГС-лазера. $T = 300 \text{ К}$. В активной области использован GaAs n -типа [49].

Измеряя зависимость $J_{\text{пор}}$ от длины резонатора, можно получить численные оценки некоторых параметров лазера. Выражение (3.8.33) для дифференциальной квантовой эффективности можно записать в виде

$$1/\eta_D = (1/\eta_{\text{стим}}) [1 + \alpha_i L / \ln(1/R)], \quad (7.4.1)$$

где $\eta_{\text{стим}}$ — внутренний квантовый выход на пороге и α_i — полные внутренние потери. На рис. 7.4.2 изображена зависимость $1/\eta_D$ от L , которая позволяет с использованием (7.4.1) определить $1/\eta_{\text{стим}}$ и α_i [49]. Экстраполяция к $L = 0$ дает $\eta_{\text{стим}} = 0,65$, а решение (7.4.1) относительно α_i при любом значении L дает $\alpha_i = 12 \text{ см}^{-1}$. Эти значения типичны для ДГС-лазеров. Данные рис. 7.4.2 показывают также, что при увеличении длины резонатора η_D уменьшается. Например, η_D снижается с 0,53 для $L = 225 \text{ мкм}$ до 0,29 для $L = 990 \text{ мкм}$ [49].

До недавнего времени было непонятно, почему $\eta_{\text{стим}}$ не приближается к 1,0, несмотря на то что благодаря вынужденному излучению время жизни уменьшается и при высоких уровнях накачки наступает насыщение безызлучательных процессов. Эксперименты Хеншела [49а] разрешили этот вопрос. Для лазеров с широким контактом и пилеными боковыми гранями он получил значение $\eta_{\text{стим}}$, равное 0,67, а для лазеров, полученных протонной бомбардировкой, — равное 0,90 при $\alpha_i = 12,9 \text{ см}^{-1}$. Относительно полосковых лазеров, полученных протонной бом-

бардировкой, см. § 6 этой главы. Ширина полосок в лазерах, использованных Хеншелом, была достаточно для того, чтобы не влиять на $J_{\text{пор}}$. Хеншел приписал такую разницу в значениях $\eta_{\text{стим}}$ для лазеров с пилеными гранями и лазеров, полученных протонной бомбардировкой, возникновению внутренних замкнутых мод в лазерах с пилеными гранями.

Условия возникновения поперечных мод высокого порядка были рассмотрены Енезу и др. [50]. Как показано на рис. 7.4.3, порядок поперечной моды легко можно установить из рассмотрения картины дальнего поля излучения. При уменьшении толщины активной области d до достаточно малых величин происходит отсечка мод высокого порядка. Если величина d такова, что моды высокого порядка могут существовать, усиление в каждой из мод определяется коэффициентом оптического ограничения моды Γ_m и потерями на отражение моды $\ln(1/R_m)$, приведенными на рис. 2.5.14 и 2.8.2 соответственно. Порог будет достигнут той модой, для которой раньше выполнится пороговое условие (3.8.42) в форме

$$g\Gamma_m = \alpha_i + (1/L) \ln(1/R_m). \quad (7.4.2)$$

В лазере с симметричной ДГС при $x = 0,3$ появление моды первого порядка $m = 1$ возможно с $d = 0,38$ мкм, однако возникновение такой моды наблюдается только при $d > 0,7$ мкм [51]. Мода порядка $m = 2$ наблюдается при $d > 1,0$ мкм [51]. При увеличении x моды высокого порядка возникают при меньших d . Подробно будет рассматриваться $J_{\text{пор}}$ (300 К) только для основной моды.

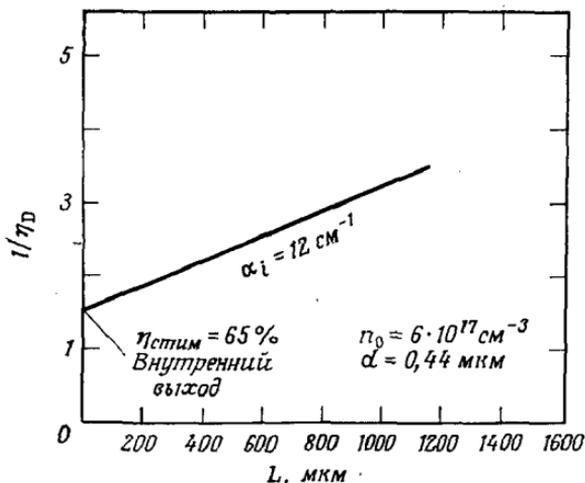


Рис. 7.4.2. Зависимость величины, обратной внешней дифференциальной эффективности, от длины резонатора ДГС-лазера. $T = 300 \text{ К}$ [49].

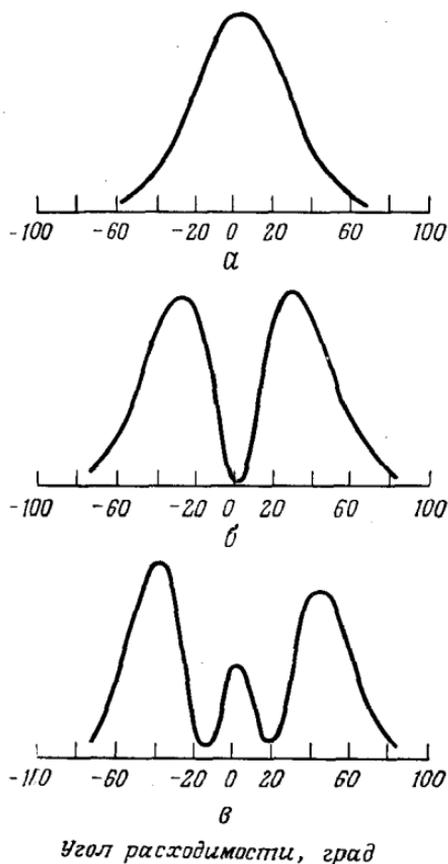


Рис. 7.4.3. Картины дальнего поля в направлении, перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода при $x = 0,43$ [50]. *а* — основная мода, $d = 0,35$ мкм; *б* — мода первого порядка, $d = 0,62$ мкм; *в* — мода второго порядка, $d = 1,35$ мкм.

Большинство экспериментальных исследований относится к важному случаю ДГС-лазеров, в которых d мало настолько, что может возбуждаться только основная мода. Даймент и др. [52] изготовили ДГС-лазеры с широким контактом, в которых $0,1 < d < 0,25$ мкм, и получили зависимость пороговой плотности тока при 300 К, изображенную на рис. 7.4.4. Были получены также данные по пороговой плотности тока лазеров, в которых в слое $Al_xGa_{1-x}As$ был добавлен фосфор [52]. В этом случае $J_{пор}$ был ниже на 20%, однако причина понижения $J_{пор}$ неясна и не будет рассматриваться ниже. Данные рис. 7.4.1 и 7.4.4 показывают, что при $d < 0,2$ мкм уменьшение $J_{пор}$ с d перестает быть линейным.

На рис. 7.4.5 демонстрируется влияние состава слоев $Al_xGa_{1-x}As$. Используемые здесь данные взяты из работ Эт-

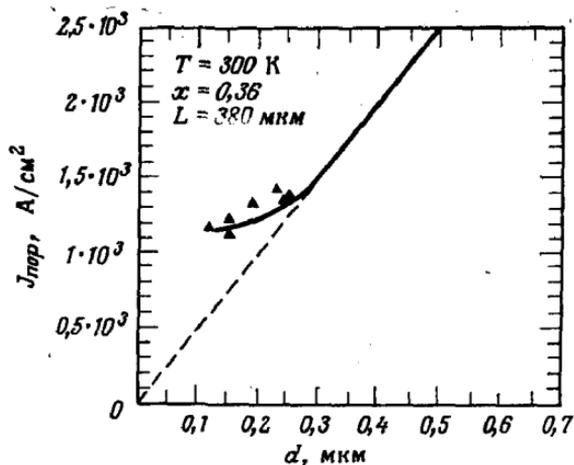


Рис. 7.4.4. Изменение пороговой плотности тока в зависимости от толщины активной области ДГС-лазера на основе GaAs — Al_xGa_{1-x}As [52]. Интервал изменения толщин активной области 0,1—0,25 мкм.

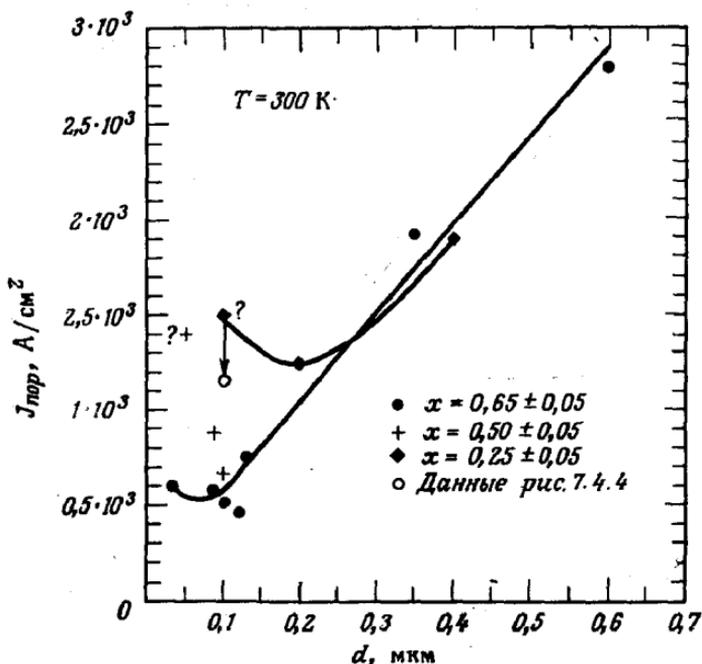


Рис. 7.4.5. Изменение пороговой плотности тока ДГС-лазеров на GaAs — Al_xGa_{1-x}As в зависимости от толщины активной области при указанных значениях состава слоев Al_xGa_{1-x}As [54].

тенберга [53] и Крессела и Эттенберга [54]. Здесь активная область лазеров была легирована Sn до $n_0 \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. До значений $d > 0,2$ мкм их данные согласуются с данными рис. 7.4.1 и 7.4.4, причем величина x слабо влияет на значения $J_{\text{пор}}$. Несмотря на разброс данных, видно, что для больших значений x $J_{\text{пор}}$ продолжает уменьшаться до $d \approx 0,1$ мкм. Величина $J_{\text{пор}}$ для $x = 0,25 \pm 0,05$ и $d = 0,1$ мкм из [54] несколько больше данных рис. 7.4.1 для $d < 0,2$ мкм и данных [52], которые показаны светлым кружком и стрелкой. Данные для $x = 0,50 \pm 0,05$ находятся в хорошем соответствии с результатами [55], полученными для $x \approx 0,40$. Однако резкое увеличение $J_{\text{пор}}$ при $d = 0,05$ мкм показывает, что эта точка, отмеченная вопросительным знаком, может быть нетипична для данного значения x . Данные для $x = 0,65 \pm 0,05$ и $d \leq 0,1$ мкм имеют регулярный вид. По-видимому, при столь малых ($d < 0,1$ мкм) толщинах активной области значительную роль будет играть рассеяние на неоднородностях гетерограниц, и потери на рассеяние могут привести к большому увеличению $J_{\text{пор}}$ [56].

В § 6 гл. 4 обсуждался другой эффект, приводящий к зависимости $J_{\text{пор}}$ (300 К) от x . Роде [57] показал, что $J_{\text{пор}}$ (300 К) увеличивается при $x < 0,25$. На рис. 4.6.7 показано, что увеличение $J_{\text{пор}}$ (300 К) при $x < 0,25$ происходит из-за возникновения тока утечки через p — P - или n — P -гетеропереход. В § 6 гл. 4 было проведено подробное обсуждение тока утечки в ДГС-лазерах на GaAs—Al_xGa_{1-x}As, возникающего вследствие нарушения ограничения для носителей.

В результате критического рассмотрения можно обобщить основные пороговые свойства ДГС-лазеров на GaAs—Al_xGa_{1-x}As с широким контактом. При концентрациях свободных носителей, меньших $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, и отсутствии компенсации $J_{\text{пор}}$ не зависит от типа проводимости активной области. При значениях $d \geq 0,2$ мкм эти лазеры характеризуются приведенной пороговой плотностью тока $J_{\text{пор}}/d$, равной приблизительно $5,0 \text{ кА}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкм})$ при длинах резонатора $L = 400$ — 500 мкм. Единственным исключением являются лазеры, активный слой которых сильно компенсирован. Пинкас и др. [49] показали, что при $d > 0,2$ мкм $J_{\text{пор}}/d$ в лазерах с сильно компенсированной активной областью составляет $3,9 \text{ кА}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкм})$. Схожие результаты были получены Селуэем и Гудвином [58] и Хаяси и др. [59], если их значения $J_{\text{пор}}$ привести к $L = 500$ мкм. Однако при уменьшении d приблизительно до $0,2$ мкм значение $J_{\text{пор}}$ становится тем же, что и в лазерах с некомпенсированным активным слоем. На рис. 7.4.6 обобщена зависимость $J_{\text{пор}}$ от d в ДГС-лазерах с некомпенсированным активным слоем. Она получена при критическом рассмотрении типичных значений $J_{\text{пор}}$ из [49, 50, 52, 54] для $x = 0,3 \pm 0,05$ и

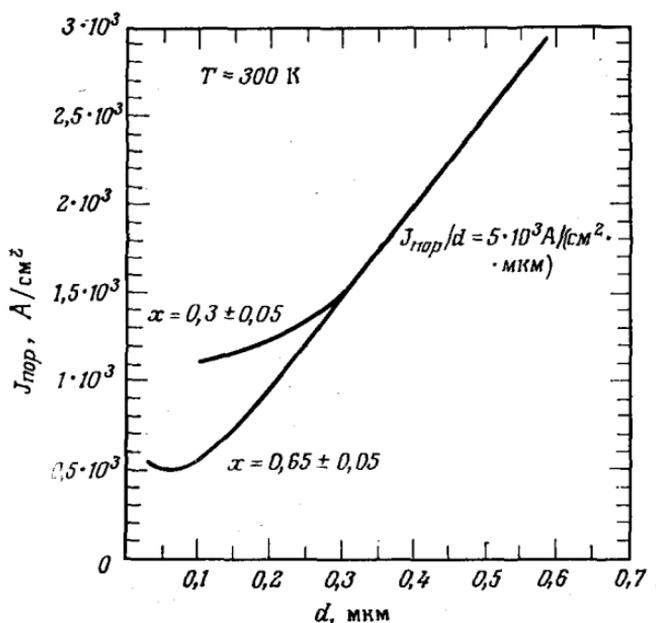


Рис. 7.4.6. Зависимость пороговой плотности тока от толщины активной области ДГС-лазеров на GaAs — Al_xGa_{1-x}As с длиной резонатора $L = 500$ мкм. Кривые получены путем критического отбора имеющихся экспериментальных данных.

$x = 0,65 \pm 0,05$. Все значения $J_{\text{пор}}$ приведены к длине резонатора 500 мкм. Например, $J_{\text{пор}}$ для $L = 400$ мкм для приведения к $L = 500$ мкм нужно уменьшить на $\sim 5\%$.

Сравнение экспериментальных и теоретических значений пороговой плотности тока

Можно понять зависимость пороговой плотности тока от толщины активной области и состава широкозонных слоев, если принять во внимание зависимость коэффициента усиления на пороге $g_{\text{макс}}$ от d и x . Эти значения коэффициента усиления можно выразить через $J_{\text{пор}}$, используя расчетную зависимость $g_{\text{макс}}$ от $J_{\text{ном}}$ (рис. 3.8.7), полученную Стерном [60]. Скорее всего вид этой зависимости незначительно отличается для активных областей n - и p -типа, если они не сильно легированы. Коэффициент усиления на пороге для $m = 0$ можно записать, используя выражение (7.4.2)

$$g_{\text{макс}} = (1/\Gamma)[\alpha_i + (1/L) \ln(1/R)]. \quad (7.4.3)$$

Из выражения (3.8.25)

$$\alpha_i = \Gamma \alpha_{fc} + (1 - \Gamma) \alpha_{fc, x} + \alpha_s + \alpha_c, \quad (7.4.4)$$

где α_{fc} — потери на свободных носителях в активной области, $\alpha_{fc, x}$ — потери на свободных носителях в прилегающих слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, α_s — потери на рассеяние, α_c — потери связи. Можно ожидать, что в низкопороговых приборах, представленных на рис. 7.4.6, величиной α_c можно пренебречь. Здесь мы также пренебрежем величиной α_s . По данным рис. 3.8.9 $\alpha_{fc} \approx 10 \text{ см}^{-1}$. Для стандартных концентраций носителей в N - и P -слоях величину $\alpha_{fc, x}$ можно принять также равной $\sim 10 \text{ см}^{-1}$, что дает $\Gamma\alpha_{fc} + (1 - \Gamma)\alpha_{fc, x} \approx 10 \text{ см}^{-1}$. Эти приближения находятся в разумном соответствии с обычно получаемыми экспериментальными данными. На рис. 7.4.7, а правая часть выражения 7.4.3 представлена в виде графика. Значения $\ln(1/R)$ взяты из рис. 2.8.2, $\alpha_i = 10 \text{ см}^{-1}$, а значения Γ взяты из рис. 2.5.13, а, б. Были выбраны составы слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0,3$ и $0,6$. Длина резонатора $L = 500 \text{ мкм}$. Различие между двумя кривыми, происходит главным образом вследствие разницы в величине Γ для

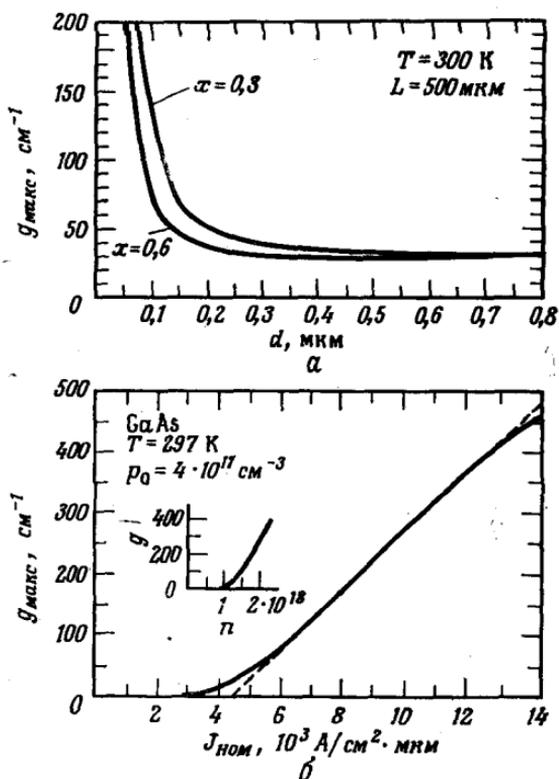


Рис. 7.4.7. а — зависимость коэффициента усиления на пороге генерации от толщины активного слоя; б — зависимость коэффициента усиления от номинальной плотности тока. Линейная зависимость показана штриховой линией. На вставке показано соотношение между коэффициентом усиления и концентрацией инжектированных электронов [60].

двух значений x . Зависимость $g_{\text{макс}}$ от $J_{\text{ном}}$, показанная на рис. 3.8.7, воспроизведена теперь на рис. 7.4.7, б. Следует напомнить, что спектр коэффициента усиления сдвигается с накачкой, поэтому $g_{\text{макс}}$ — это максимальный коэффициент усиления при данной накачке. На рис. 7.4.7 представлены свойства коэффициента усиления, необходимые для обсуждения экспериментальных зависимостей $J_{\text{пор}}$ от d и x . На рис. 7.4.7, а показано, что при 300 К при отсутствии потерь на рассеяние и потерь связи $g_{\text{макс}}$ на пороге изменяется от $\sim 200 \text{ см}^{-1}$ для $d \approx 0,05 \text{ мкм}$ до $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ для $d \geq 0,5 \text{ мкм}$. Из рис. 7.4.7, б видно, что в этом

Таблица 7.4.1

Сравнение расчетных значений $g_{\text{макс}}$, вычисленных по линейной и квадратичной зависимости от тока

$J_{\text{ном}}$, КА/(см ² ·мкм)	$g_{\text{макс}} = 4,7 \cdot 10^{-6} \times (J_{\text{ном}} - 2 \cdot 10^3)^2$, см ⁻¹	$g_{\text{макс}} = 5,0 \cdot 10^{-2} \times (J_{\text{ном}} - 4,5 \cdot 10^3)$, см ⁻¹
2	—	—
3	5	—
4	19	—
5	42	25
6	75	75
7	118	125
8	170	175
9	230	225
10	300	275

1

интервале зависимость $g_{\text{макс}}$ от $J_{\text{ном}}$ суперлинейна при малых $g_{\text{макс}}$ и линейна при $50 \text{ см}^{-1} \leq g_{\text{макс}} \leq 400 \text{ см}^{-1}$. В любом случае нуль коэффициента усиления смещен относительно $J_{\text{ном}} = 0$. Показанное на рис. 7.4.7, б изменение $g_{\text{макс}}$ в области малого усиления можно представить в виде

$$g_{\text{макс}} = 4,7 \cdot 10^{-6} (J_{\text{ном}} - 2 \cdot 10^3)^2, \quad (7.4.5)$$

а в области большого усиления — в виде

$$g_{\text{макс}} = 5,0 \cdot 10^{-2} (J_{\text{ном}} - 4,5 \cdot 10^3). \quad (7.4.6)$$

В табл. 7.4.1 сравниваются значения $g_{\text{макс}}$, рассчитанные по формулам (7.4.5) и (7.4.6). Сравнение показывает, что эти формулы дают приблизительно одинаковые значения при $g_{\text{макс}} > 75 \text{ см}^{-1}$.

В соответствии с соотношением (3.8.18) пороговая плотность тока выражается через $J_{\text{ном}}$ как

$$J_{\text{пор}} (\text{А/см}^2) = J_{\text{ном}} d / \eta, \quad (7.4.7)$$

где d измеряется в микрометрах и $J_{\text{ном}}$ определен для активного слоя с толщиной 1 мкм. С использованием (7.4.5) и (7.4.3) можно записать выражение для $J_{\text{пор}}$:

$$J_{\text{пор}} (\text{А/см}^2) = \frac{2 \cdot 10^3}{\eta} d + \frac{d}{\eta} \left\{ \frac{1}{4,7 \cdot 10^{-6} \Gamma} \left[\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (7.4.8)$$

Несколько другое выражение получится при использовании соотношения (3.8.19), в котором не учитывается нулевое смещение $J_{\text{ном}}$. Хотя и то и другое представления дают по существу один и тот же результат, выражение (7.4.8) точнее передает зависимость коэффициента усиления от тока. Используя для $g_{\text{макс}}$ при 300 К выражение (7.4.6), аналогичным образом получаем

$$J_{\text{пор}} (\text{А/см}^2) = \frac{4,5 \cdot 10^3}{\eta} d + \frac{20d}{\eta \Gamma} \left[\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \right]. \quad (7.4.9)$$

В этом выражении принята линейная зависимость коэффициента от тока. Оно соответствует случаю $b = 1$ в выражении (3.8.19), где не учитывается нулевое смещение $J_{\text{ном}}$. Однако в этом случае численные результаты отличаются друг от друга. Поэтому нужно использовать выражение (7.4.9), которое учитывает нулевое смещение тока, показанное на рис. 7.4.7, б.

Для сравнения экспериментальных и теоретических свойств необходимо рассматривать как коэффициент усиления, так и пороговую плотность тока. Экспериментальные данные по коэффициенту усиления, полученные на основании выражения (7.4.3) для лазеров различной длины, можно построить как функцию $J_{\text{пор}} (300 \text{ К})/d$. Тогда эти данные можно сравнить со значениями $g_{\text{макс}}$, рассчитанными из выражения (7.4.5), и на основании соотношения (7.4.7) установить связь между $J_{\text{ном}}$ и $J_{\text{пор}} (300 \text{ К})$. Мы рассмотрим случай, когда $d \geq 0,4$ мкм, так что $g_{\text{макс}}$ мало и лежит в области суперлинейного изменения. Затем будет проведено сравнение экспериментальной зависимости $J_{\text{пор}} (300 \text{ К})$ от d , изображенной на рис. 7.4.6, с теоретическими значениями $J_{\text{пор}} (300 \text{ К})$, полученными из выражения (7.4.9). Рассматриваются толщины активной области вплоть до 0,05 мкм. Для малых толщин активной области $g_{\text{макс}}$ велико, и для $J_{\text{пор}} (300 \text{ К})$ может использоваться линейная зависимость (7.4.9).

При $d \geq 0,4$ мкм коэффициент оптического ограничения Γ близок к единице и, чтобы получить $g_{\text{макс}}$ на пороге для данной длины резонатора, можно использовать выражение (7.4.3) [49]. Выбранный интервал изменения длин резонатора определяет интервал изменения $g_{\text{макс}}$ в зависимости от $J_{\text{пор}} (300 \text{ К})$. Полученные таким образом значения $g_{\text{макс}}$ при $\alpha_i = 12 \text{ см}^{-1}$ и $\ln(1/R) = 1,1$ построены на рис. 7.4.8 как функция приведенной пороговой плотности тока $J_{\text{пор}} (300 \text{ К})/d$. Этот рисунок иллюстрирует

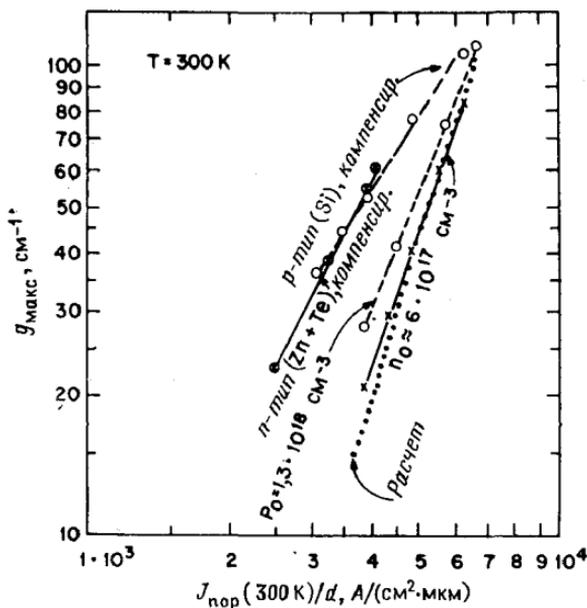


Рис. 7.4.8. Зависимость коэффициента усиления от приведенной пороговой плотности тока $J_{\text{пор}}(300 \text{ K})/d$ в ДГС-лазерах с различным легированием активной области [49]. Теоретическая зависимость $g_{\text{макс}}$, вычисленная из (7.4.5), показана пунктирной линией.

влияние легирования активной области на коэффициент усиления. Видно, что при малых отношениях $J_{\text{пор}}(300 \text{ K})/d$ в компенсированных слоях коэффициент усиления больше, однако влияние легирования перестает быть существенным при $g_{\text{макс}} \geq 100 \text{ см}^{-1}$. На рисунке также представлены расчетные значения $g_{\text{макс}}$, вычисленные на основании квадратичной зависимости (7.4.5). Видно, что они хорошо согласуются с экспериментальными значениями $g_{\text{макс}}$ для лазеров с нелегированным активным слоем.

Если значение d настолько велико, что $\Gamma \approx 1$ и $\alpha_i + (1/L) \ln(1/R) \approx 30 \text{ см}^{-1}$, то из выражения (7.4.8) следует $J_{\text{пор}}(300 \text{ K})/d = 4,5 \text{ кА}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкм})$, а из выражения (7.4.9) $J_{\text{пор}}(300 \text{ K})/d = 5,1 \text{ кА}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкм})$, причем η здесь принято равным единице. Экспериментальное значение $J_{\text{пор}}(300 \text{ K})/d$ равно $4,9\text{—}5,0 \text{ кА}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкм})$. Следует отметить, что $g_{\text{макс}}$ на рис. 3.8.7 и 7.4.8 было рассчитано на основании общих предложений без привлечения каких-либо подгоночных параметров.

На рис. 7.4.9 расчетные значения $J_{\text{пор}}(300 \text{ K})$ сравниваются с экспериментальными данными рис. 7.4.6. Значения R и $\ln(1/R)$ взяты из рис. 2.8.1 и 2.8.2. Величина $\ln(1/R)$ изменяется от 1,25 до 0,85 в интервале d и x , приведенном на рис. 7.4.9. Значения Γ взяты из рис. 2.5.13, а, б. Было принято,

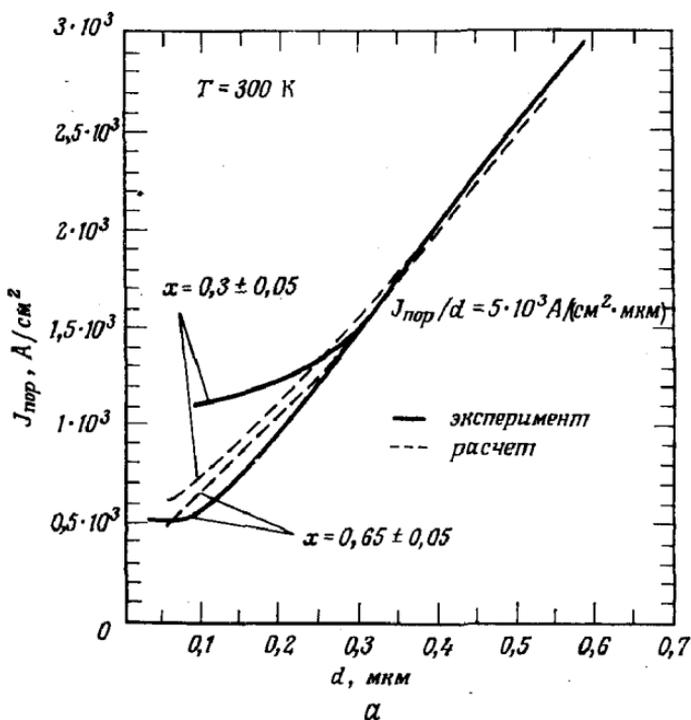
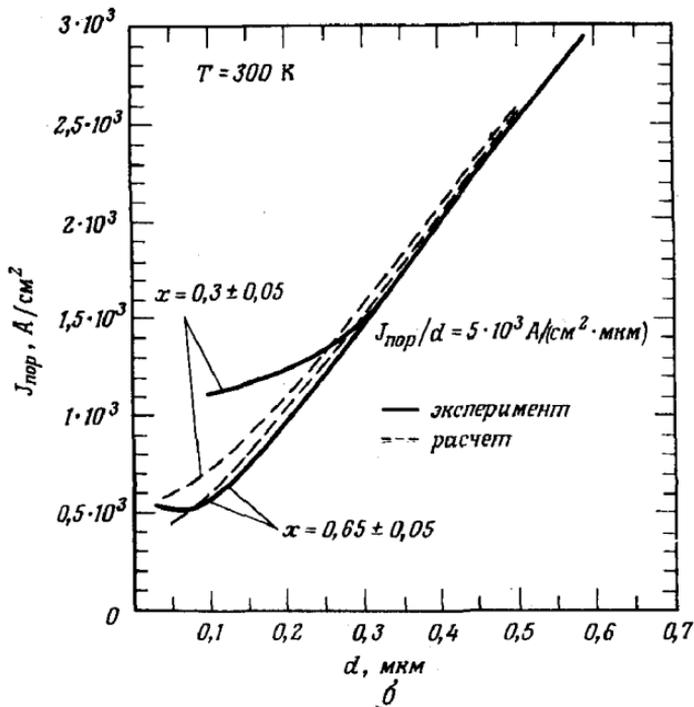


Рис. 7.4.9. Сравнение экспериментальных и расчетных значений $J_{\text{пор}}$. а — расчет по формуле (7.4.8.) для $g_{\text{макс}} = \beta(J_{\text{пор}} - J_0)^2$; б — расчет по формуле (7.4.9) для $g_{\text{макс}} = \beta(J_{\text{пор}} - J_0)$.

что потери $\alpha_{fc} = \alpha_{fc, x} = 10 \text{ см}^{-1}$ и $L = 500 \text{ мкм}$. При построении зависимости рис. 7.4.9, *a* было принято, что в выражении (7.4.8), представляющем квадратичную зависимость коэффициента усиления от тока, $\eta = 0,9$. Такая величина η была выбрана для того, чтобы согласовать расчетные и экспериментальные данные по $J_{\text{пор}}$ для $d = 0,5 \text{ мкм}$. Расчетные и экспериментальные значения $J_{\text{пор}}$ для $x = 0,6$ находятся в очень хорошем соответствии друг с другом; однако для $x = 0,3$ и $d \leq 0,2 \text{ мкм}$ расчетные значения $J_{\text{пор}}$ меньше экспериментальных. Их разность составляет $\sim 300 \text{ А/см}^2$ для $d = 0,1 \text{ мкм}$. На рис. 7.4.9, *b* построен график выражения (7.4.9), отражающего линейную зависимость коэффициента усиления от тока при $\eta = 1$. Опять наблюдается хорошее совпадение при $x = 0,6$, а при $x = 0,3$ расчетные и экспериментальные значения $J_{\text{пор}}$ для $d = 0,1 \text{ мкм}$ опять различаются на $\sim 400 \text{ А/см}^2$. Другой выбор параметров не улучшает совпадение кривых для $x = 0,3$ при малых значениях d . Выражения для $J_{\text{пор}}$, основанные на соотношении (3.8.19), можно подогнать к кривым при больших d ($d > 0,5 \text{ мкм}$), выбирая соответствующий показатель степени b . Однако такое представление $J_{\text{пор}}$ также не удается подогнать к экспериментальным кривым для $x = 0,3$ при малых значениях d . Так как каждое из выражений (7.4.8) и (7.4.9) дает почти одинаковые численные результаты, для расчета $J_{\text{пор}}$ (300 К) удобнее использовать линейную зависимость (7.4.9). Рассчитанные из общих принципов кривые для зависимости $J_{\text{пор}}$ от d можно использовать для определения минимального значения $J_{\text{пор}}$ при данных x и d . На самом деле недавно полученные Дюпюи и др. [60a] для лазеров на GaAs — Al_xGa_{1-x}As выращенных методом РМС-ХОГФ, малые значения $J_{\text{пор}}$ (300 К) находятся в хорошем соответствии с расчетными кривыми, приведенными на рис. 7.4.9, *b*. Например, при $x = 0,52$ и $d = 0,05 \text{ мкм}$ $J_{\text{пор}}$ (300 К) составил 630 А/см^2 , а при той же величине x , но при $d = 0,18 \text{ мкм}$ $J_{\text{пор}}$ (300 К) был равен 940 А/см^2 . При $x = 0,38$ и $d = 0,16 \text{ мкм}$ $J_{\text{пор}}$ (300 К) был равен 1 кА/см^2 .

Прежде чем обсуждать причины возникновения избыточного тока для случая $d < 0,2 \text{ мкм}$, $x = 0,3$, полезно построить в отдельности зависимость от d каждого из членов выражения (7.4.9) для $x = 0,3$ и $x = 0,6$. Первый член [см. (7.4.6) и (7.4.7)] — $4,5 \cdot 10^3 d/\eta$ — соответствует накачке, при которой усиление становится равным межзонному поглощению. Как показано на рис. 7.4.10, он линейно зависит от d . Величина η здесь принята равной единице. Второй член — $(20d/\eta\Gamma) [\alpha_i + (1/L)\ln(1/R)]$ — соответствует дополнительному усилению, необходимому для компенсации потерь. Он изменяется главным образом за счет Γ и при $\alpha_i = 10 \text{ см}^{-1}$, $(1/L)\ln(1/R) = 20 \text{ см}^{-1}$ и $\eta = 1,0$ он будет равен $600 d/\Gamma$. Его зависимость от d для

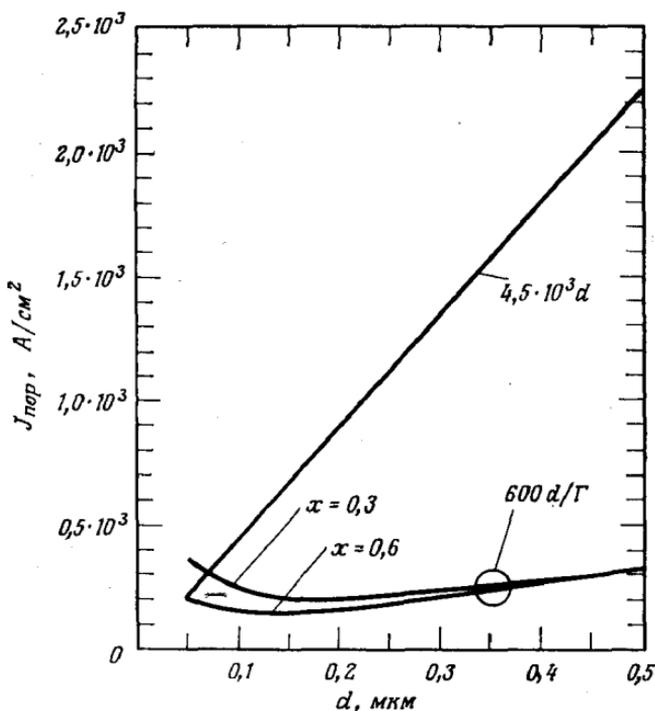


Рис. 7.4.10. Влияние параметра оптического ограничения Γ на $J_{\text{пор}}$. Расчет проведен для каждого члена (7.4.9) в отдельности. Значения Γ взяты из рис. 2.5.13.

$x = 0,3$ и $0,6$ также построена на рис. 7.4.10. Видно, что Γ (см. рис. 2.5.13) при данном x изменяется приблизительно как d , поэтому член $600 d/\Gamma$ и, следовательно, $J_{\text{пор}}$ относительно мало зависят от Γ .

Рассмотрим теперь причины возникновения избыточного тока для случая $d < 0,2$ μm , $x = 0,3$ с учетом влияния члена $(20d/\Gamma) [\alpha_i + (1/L) \ln(1/R)]$. Из расчетов тока утечки, возникающего вследствие нарушения электронного ограничения [60б], который был дан в § 6 гл. 4 следует, что при ожидаемых концентрациях электронов $\sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 7.4.7, б) и $x = 0,3$ ток утечки будет меньше $100 \text{ A}/\text{cm}^2$. В большинстве ДГС-лазеров слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ делается достаточно толстыми, чтобы не допустить возникновения потерь связи α_s . В результате своих исследований Томпсон и др. [60в] показали, что потери на рассеяние на неровностях высотой всего $0,01 \mu\text{m}$ составляют 12 см^{-1} . Вследствие того что потери на рассеяние растут с уменьшением d [56], не исключено, что влияние α_s при малых d может являться причиной различия экспериментальных и расчетных значений $J_{\text{пор}}$ при $d = 0,1 \mu\text{m}$ и $x = 0,3$. Потери на рассеяние величиной $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ могут увеличить член $(20d/\Gamma) [\alpha_i +$

$+(1/L)\ln(1/R)]$ в два раза: с 240 до 480 А/см², что даст $J_{\text{пор}} = 930$ А/см². Если величина α_s становится значительной, потери $(1/\Gamma)[\alpha_i + (1/L)\ln(1/R)]$ увеличиваются, что влечет за собой увеличение концентрации носителей. При $n = 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ток утечки равен ~ 100 А/см² и быстро растет при $n > 3 \times 10^{18}$ см³. Величина α_s тем больше, чем больше скачок показателя преломления, поэтому отсутствие значительных потерь на рассеяние при $x = 0,6$ означает в этом случае планарность гетерограниц лучше, чем при $x = 0,3$. Однако из-за того, что при $x = 0,6$ величина Γ больше, чем при $x = 0,3$, а α_s входит в выражение для $J_{\text{пор}}$ в виде α_s/Γ , влияние одних и тех же потерь на рассеяние α_s для $x = 0,3$ будет больше, чем для $x = 0,6$. К тому же при $x = 0,6$ для возникновения сколько нибудь значительного тока утечки нужна очень большая концентрация инжектированных электронов. По-видимому, при малых d и $x \approx 0,3$ рассеяние увеличивает потери, что ведет к увеличению необходимой концентрации электронов до уровня, при котором ток утечки также становится значительным. Нэш и др. [56] связали наблюдавшийся при постоянных d и x разброс значений $J_{\text{пор}}$ с потерями на рассеяние.

Температурная зависимость пороговой плотности тока

Можно ожидать, что температурная зависимость $J_{\text{пор}}$ для ДГС-лазера, в котором полностью обеспечено ограничение для носителей, практически полностью определяется температурной зависимостью коэффициента усиления. Изменение с температурой таких величин, как скачок показателя преломления, коэффициента отражения зеркал, потерь на свободных носителях, потерь на рассеяние и потерь связи, по-видимому, имеет гораздо меньшее значение. Экспериментальная зависимость $J_{\text{пор}}(T)$ была получена в ранних работах Хаяси и др. [59] и Паниша и др. [61] на лазерах с ДГС GaAs — Al_xGa_{1-x}As ($x = 0,2-0,4$), активная область которых была легирована Si (компенсирована), а ее толщина лежала в пределах $0,5 \leq d \leq 2$ мкм. Эти данные являются единственными, в которых для ДГС-лазеров зависимость $J_{\text{пор}}(T)$ была измерена в широком интервале температур от комнатной и ниже. На рис. 7.4.11 показана температурная зависимость $J_{\text{пор}}(T)$ для $d = 0,5; 1,0; 2,0$ мкм. Изменение $J_{\text{пор}}$ с температурой может быть представлено выражением 7.3.1, в котором T_0 лежит в интервале от 120 К до 165 К. Для сравнения на том же рисунке показана расчетная зависимость $J_{\text{ном}}(T)$. Эта зависимость была получена с использованием модели ГЛГ-МЭС для коэффициента усиления (см. § 7 и 8 гл. 3). Она соответствует кривой для $N_A =$

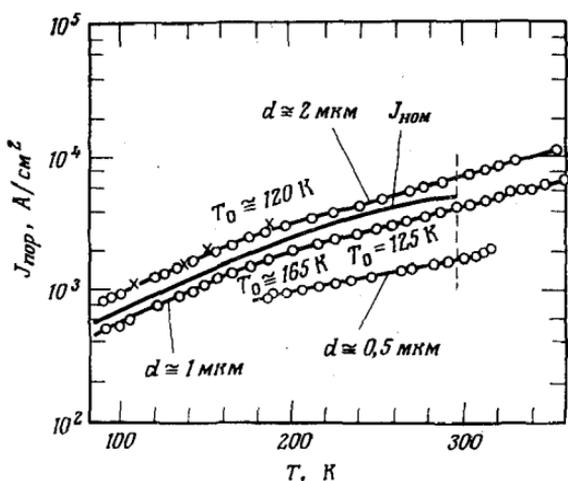


Рис. 7.4.11. Зависимость пороговой плотности тока ДГС-лазеров от температуры [59]. Расчетная кривая для $J_{ном}$ взята из рис. 3.8.8.

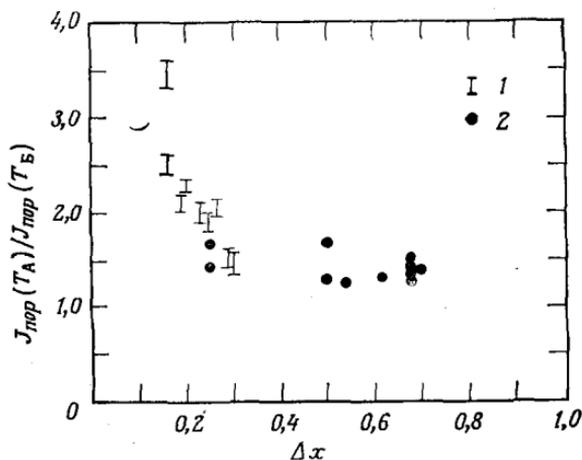


Рис. 7.4.12. Отношение $J_{пор}(T)$ для двух различных температур A и B в зависимости от разности состава Δx активного слоя и ограничивающих слоев $Al_xGa_{1-x}As$. 1 — $A = 65^\circ C$, $B = 10^\circ C$ [62]; 2 — $A = 70^\circ C$, $B = 22^\circ C$ [54].

$\approx 1,3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ на рис. 3.8.8. Сравнение подтверждает тот факт, что экспериментальная зависимость $J_{пор}$ в интервале 100—300 К на самом деле связана в основном с изменением коэффициента усиления.

При комнатной температуре и выше на зависимость $J_{пор}(T)$ также влияет ток, возникающий вследствие неполного ограничения носителей. Как показано на рис. 4.6.6, ток утечки электронов зависит от x , температуры и концентрации электронов. Вследствие того что самой сильной зависимостью является зависимость от x , представляется возможным сравнить $J_{пор}(T)$

для ДГС-лазеров, изготовленных разными авторами, несмотря на имеющиеся различия в длинах резонатора и легировании. На рис. 7.4.12 приведены данные по изменению $J_{\text{пор}}$ между 10 и 65°C из работы Гудвина и др. [62] и между 22 и 70°C из работы Крессела и Эттенберга [54]. В активную область некоторых из этих лазеров добавлено небольшое количество Al, так что параметром состава является скорее Δx , чем x . Приведенные значения $J_{\text{пор}}$ получены при импульсной накачке. Разброс данных, по-видимому, частично можно приписать тому, что использовались лазеры с различными d , L и разным легированием. Для лазеров с самым большим значением Δx почти все увеличение $J_{\text{пор}}$ в интервале температур около 50°C является результатом температурной зависимости коэффициента усиления. Увеличение $J_{\text{пор}}$ вследствие роста $g_{\text{макс}}$ составляет приблизительно 30%. Остальная часть увеличения $J_{\text{пор}}$ может быть приписана утечке электронов. Сравнение температурных зависимостей выше комнатной температуры при различных x имеет особое значение, потому, что этот интервал температур используется для испытаний на срок службы в непрерывном режиме и определяет температуры, при которых возможна работа в непрерывном режиме.

Влияние толщины слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на пороговую плотность тока

В предыдущих частях этого параграфа при рассмотрении ДГС-лазеров на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ предполагалось, что толщина N - и P -слоев, граничащих с активной областью, достаточна для того, чтобы оптическое поле не распространялось за их пределы. Как показано на рис. 2.3.1 эти N - и P -слои граничат с n^+ -подложкой и контактным p^+ -слоем. Если N - или P -слой становится слишком тонким, то оптическое поле начинает проникать в прилегающий n^+ - или p^+ -слой. В этих слоях затем происходят потери оптической энергии. Эти дополнительные потери были названы ранее потерями связи. Они приводят к увеличению $J_{\text{пор}}$ и уменьшению η_D . Этому вопросу посвящены как экспериментальные [63], так и теоретические [64, 65] работы. Влияние толщины слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на пороговую плотность тока может быть продемонстрировано сравнением расчетов Стрейфера и др. [65] с экспериментальными результатами Кейси и Паниша [63].

Для экспериментальных исследований использовались ДГС-лазеры, в которых толщина слоя $N - \text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ превышала 3 мкм. Активный слой GaAs , легированный Si, имел толщину d_2 , не превышающую 0,15 мкм или меньшую 0,10 мкм, при типичном значении 0,12 мкм. Толщина слоя $P - \text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ изменя-

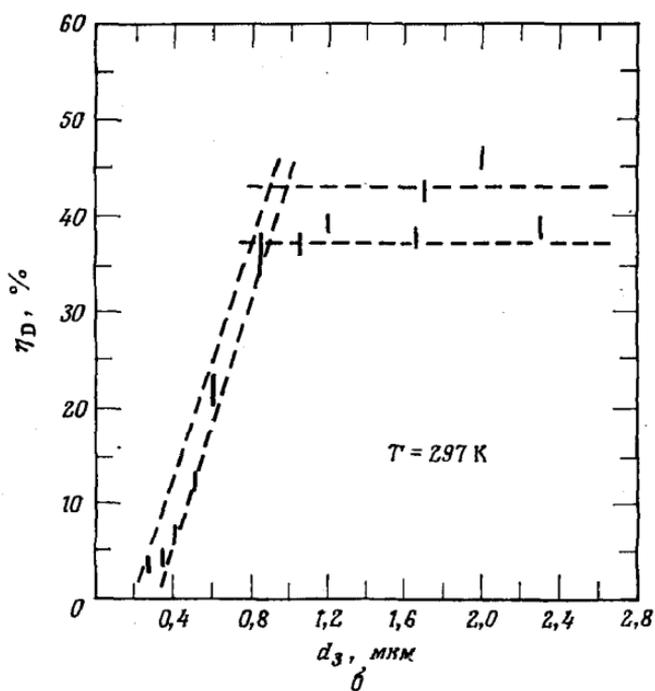
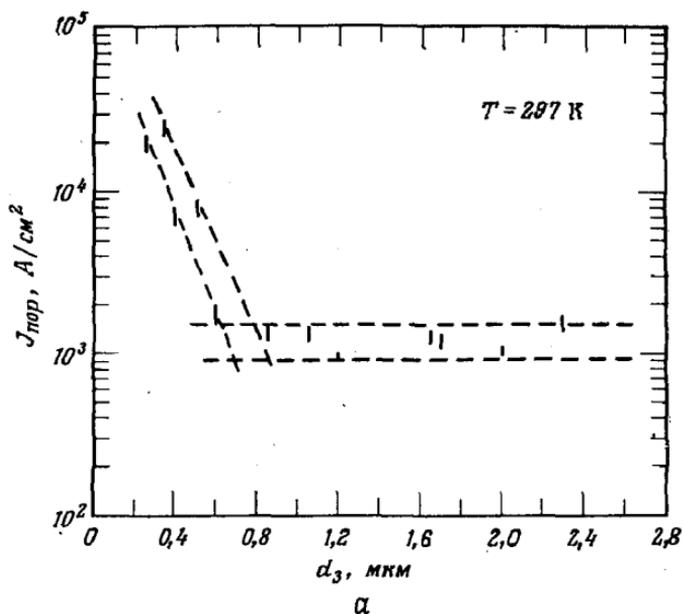


Рис. 7.4.13. Зависимость $J_{\text{пор}}$ и η_D от толщины слоя $P - \text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ [60]. Длина коротких вертикальных линий показывает разброс значений $J_{\text{пор}}$ и η_D для приборов из одной и той же пластины. Штриховой линией показаны приблизительные границы экспериментальных данных. a — пороговая плотность тока; b — дифференциальная квантовая эффективность.

лась от 0,25 до 2,3 мкм. Слой $P - Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ граничил с контактным слоем $p^+ - GaAs$. Как показано на рис. 7.4.13, *а*, при $d_3 < 0,8$ мкм $J_{пор}$ резко увеличивается. Одновременно резко падает η_D , что показано на рис. 7.4.13, *б*. Из расчетов распределения оптической интенсивности следует [63], что при выборе толщины слоя $Al_xGa_{1-x}As$, достаточной для того, чтобы оптическое поле не проникало за него, можно руководствоваться следующими правилами. При толщине активной области d_2 около 0,1 мкм

$$d_3 \text{ (мкм)} \approx 0,24/x, \quad (7.4.10)$$

а при d_2 около 0,2 мкм

$$d_3 \text{ (мкм)} \approx 0,18/x. \quad (7.4.11)$$

В своих расчетах Стрейфер и др. [65] рассматривали протекающие оптической мощности через тонкий слой $Al_xGa_{1-x}As$ в прилегающий слой $GaAs$. Расчетные значения $J_{пор}$ соответствовали данным, приведенным на рис. 7.4.13, *а*. Ими также было показано, что при больших толщинах активной области потери связи зависят от порядка моды, что может быть использовано для возбуждения основной моды в условиях, при которых обычно доминирует мода первого порядка. Этот расчет привел к созданию ДГС-лазера с широким контактом, в котором связь с подложкой осуществлялась через волну, протекающую через слой $N - Al_{0,24}Ga_{0,76}As$ толщиной 0,1 мкм [66]. Такая связь обеспечивает вывод через подложку на зеркало диода хорошо коллимированного пучка, расходимость которого в направлении, перпендикулярном плоскости $p - n$ -перехода, составляет приблизительно 2° . Мощность в импульсе с одного зеркала при токе $2J_{пор}$ составила 1,5 Вт; одна треть ее была в коллимированном пучке. При таких характеристиках $J_{пор}$ увеличился на 30% по сравнению с ДГС-лазером, схожим во всех отношениях, кроме того, что толщина N - или P -слоев в них была достаточна для ограничения оптического поля.

Лазеры с активной областью на $Al_yGa_{1-y}As$

В ДГС-лазерах, как и в лазерах на односторонней гетероструктуре, добавлением Al в активную область можно сдвинуть длину волны излучения в коротковолновую сторону. При этом получится лазер с ДГС $Al_xGa_{1-x}As | Al_yGa_{1-y}As | Al_xGa_{1-x}As$. Такие лазеры представляют особый интерес в связи с важным применением ДГС-лазера с активной областью на $Al_yGa_{1-y}As$ в волоконнооптических (световодных) системах связи. На рис. 7.4.14 показана спектральная зависимость оптических потерь световолокна, которое имеет в количествах, достаточных для построения систем связи [67]. Максимум потерь между 0,85

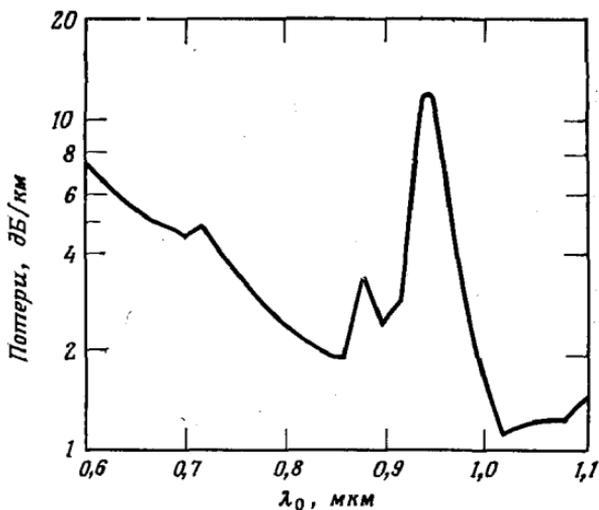


Рис. 7.4.14. Спектральная зависимость потерь в световолокне с сердцевиной из SiO_2 и оболочкой $\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$ [67].

и 1,0 мкм возникает вследствие поглощения на ионах OH. Спектральная зависимость потерь лабораторного оптического волокна с низкой концентрацией ионов OH показана на рис. 5.1.1. Излучение в области малых потерь на длине волны 0,85 мкм можно получить при $0,05 \leq y \leq 0,1$ и $0,3 \leq x \leq 0,4$. На практике для применения в системах оптической связи используются полосковые ДГС-лазеры, а не лазеры с широким контактом. Тем не менее ДГС-лазеры с активной областью на $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ будут кратко описаны здесь, так как добавление Al в активную область влияет в большей степени на ограничение носителей на гетеропереходах, чем на ограничение в боковом направлении.

Длину волны излучения можно уменьшить и дальше при одновременном увеличении величин x и y до тех пор, пока y подойдет к значению 0,4 — точке, в которой происходит переход от прямой к непрямой структуре зон. Миллер и др. [68] впервые сообщили о лазере видимого излучения, работающем в непрерывном режиме при комнатной температуре. Длина волны излучения составила всего 0,773 мкм при $y = 0,21$ и толщине активной области 0,4—0,6 мкм. Ито и др. [69] использовали большие значения x и получили длину волны излучения 0,761 мкм при непрерывном режиме и 0,668 при импульсном режиме работы. В более поздней работе Крессел и Хорайлоу [70] сообщили данные по ДГС-лазерам с $x = 0,6$, в которых величина y варьировалась до значений, дающих длину волны излучения вплоть до 0,70 мкм при импульсной накачке. Здесь толщина активной области лежала между 0,05 и 0,15 мкм, а слой $\text{P-Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ были легированы Zn.

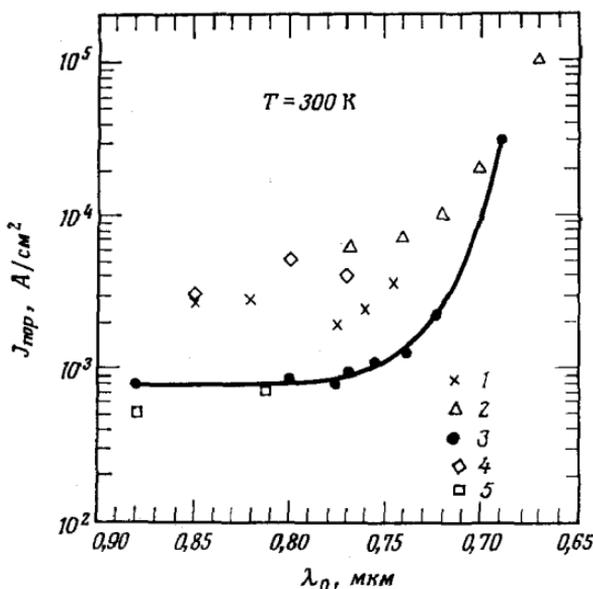


Рис. 7.4.15. Зависимость пороговой плотности тока от длины волны излучения лазеров на ДГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}|\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}|\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [70]. 1 — данные работы [68]; 2 — данные работы [69]; 3 — данные работы [70]; 4 — данные работы [71]; 5 — данные работы [53].

Сравнительные эксперименты показали, что при использовании в слоях $P\text{-Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ акцепторных примесей Ge и Zn слои с хорошей проводимостью труднее получить в случае Ge [70].

На рис. 7.4.15 обобщаются данные по зависимости $J_{\text{пор}}$ от длины волны излучения из работ Миллера и др. [68], Ито и др. [69], Крессела и Хорайлоу [70], Эттенберга [53] и Алферова и др. [71]. Различие в данных по $J_{\text{пор}}$, полученных для определенной длины волны разными авторами, является следствием различной толщины активной области. Резкое увеличение $J_{\text{пор}}$ при 0,77 мкм, видимое на рис. 7.4.15, возникает из-за теплового заброса инжектированных носителей в не прямые минимумы зоны проводимости. Эти носители не дают вклада в стимулированное излучение. Распределение электронов между прямым и непрямыми минимумами зоны проводимости обсуждалось в § 6 гл. 4.

Излучательные свойства

Многие излучательные свойства ДГС-лазеров на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ подробно обсуждались в предыдущих главах. В § 7 гл. 2 картины дальнего поля были связаны с ограничением оптического поля, возникающем вследствие скачка показателя

преломления на гетеропереходах. На рис. 2.7.4 были даны примеры распределения интенсивности в дальнем поле в направлениях, параллельном и перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода. На рис. 2.7.5 была приведена зависимость угла расходимости, взятого по точкам половинной интенсивности, от толщины активной области для x между 0,1 и 0,6. На рис. 3.8.12 было показано изменение спектра излучения с током. В лазерах со слабо легированной активной областью в спектре спонтанного излучения наблюдались два максимума. Однако Крессел и др. [72] показали, что в лазерах со слабо легированной активной областью n -типа ($n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$) низкоэнергетический максимум является ложным и возникает вследствие селективного внутреннего поглощения излучения в подложке GaAs.

На рис. 7.4.16 показано семейство продольных мод. Обычно наблюдается ТЕ-поляризация. Как правило, модовый состав излучения ДГС-лазера с широким контактом при $J > J_{\text{пор}}$ предполагает существование нескольких семейств мод, что, по-видимому, является результатом возникновения каналов генерации, описываемых ниже. С увеличением тока все больше каналов достигает порога и минимумы между дискретными линиями заполняются. Межмодовое расстояние определяется выражением (3.8.11). Огибающая спектра лазера лежит на несколько миллиэлектрон-вольт ниже запрещенной зоны чистого GaAs и имеет почти ту же температурную зависимость, что и ширина запре-

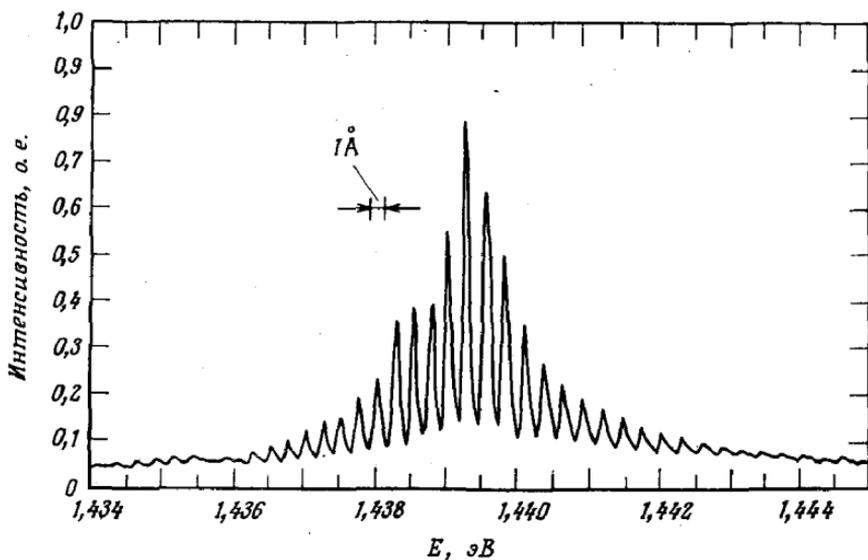


Рис. 7.4.16. Спектр многомодовой генерации ДГС-лазера, работающего в одной поперечной моде.

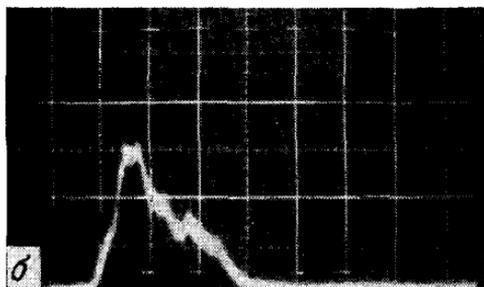
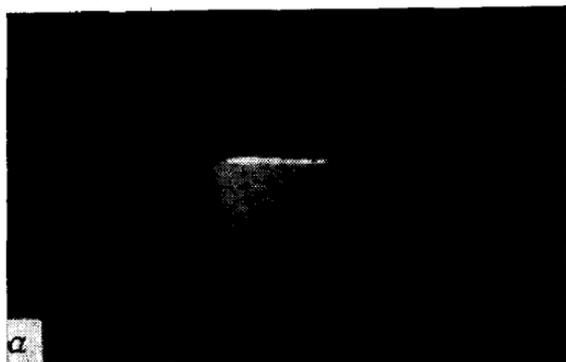


Рис. 7.4.17. Картина ближнего поля излучения ДГС-лазера на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при 297 К, иллюстрирующая генерацию в каналах. *а* — излучение, наблюдаемое через инфракрасный электронно-оптический преобразователь. Ширина зеркальной грани 165 мкм; *б* — интенсивность излучения в ближнем поле, полученная путем выделения видеосигнала одной строки видикона с кремниевой мишенью.

щенной зоны [73]. Ватт-амперная характеристика лазера была приведена на рис. 3.8.10.

На рис. 7.4.17, *а* показано ближнее поле излучения ДГС-лазера на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с широким контактом, на рис. 7.4.17, *б* — изменение интенсивности излучения, измеренное при развертке одной строки в видиконе с кремниевой мишенью. Отдельные локализованные области стимулированного излучения называют каналами генерации. Визуальное наблюдение возникновения каналов в инфракрасном микроскопе является удобным методом определения порога в лазерах с широким контактом. При увеличении тока число каналов генерации увеличивается. По всей вероятности, каждый канал имеет свой собственный порог генерации. Лазеры с высокой дифференциальной эффективностью имеют наиболее однородное ближнее поле. В § 2 гл. 8 обсуждается влияние однородности ближнего поля

Таблица 7.4.2

Излучательные свойства типичных ДГС-лазеров
на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при 300 К ^{1), 2)}

Импульсная накачка	
$I_{\text{пор}}$ (300 К) ²⁾	0,6—1,5 кА/см ²
Максимальная мощность с одного зеркала	2—5 Вт
η_D	~ 40—50%
θ_{\perp} ³⁾	~ 20—40°
θ_{\parallel}	~ 10°
Поляризация излучения	TE
Непрерывный режим	
Максимальная мощность с одного зеркала ⁴⁾	0,39 Вт при ~ 3 А

¹⁾ Лазер с широким контактом (ширина ~ 100 мкм, длина ~ 400 мкм) и $d \leq 0,2$ мкм.

²⁾ Зависимость $I_{\text{пор}}$ от d для $x=0,3$ и $0,6$ приведена на рис. 7.4.6.

³⁾ Зависимость θ_{\perp} от d для $0,1 < x < 0,6$ приведена на рис. 2.7.5.

⁴⁾ Был использован прибор мезаполосковой геометрии с шириной полоски, равной 80 мкм, и длиной резонатора, равной 300 мкм [119].

на катастрофическое разрушение гетеролазеров. Образование каналов приписывается локальному увеличению коэффициента преломления, возникающего вследствие уменьшения концентрации инжектированных носителей [74] и появлению скачка показателя преломления из-за разного положения квазиуровней Ферми в участках, где есть генерация и где ее нет [75]. В настоящее время не создано единого мнения относительно причин каналов генерации. Возникновение бокового оптического ограничения, определяемого волноводным эффектом, связанным с усилением, в единственном канале генерации полоскового лазера рассматривается в § 10 настоящей главы.

В табл. 7.4.2 приведены сведения по излучательным свойствам ДГС-лазеров на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Излучательные характеристики сильно зависят от толщины активной области и состава слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, граничащих с активным слоем. Условия получения большой импульсной мощности были рассмотрены Керкби и Томпсоном [76]. Как будет показано в § 2 гл. 8, максимальная излучаемая мощность при импульсной накачке ограничивается катастрофической деградацией зеркальных граней. Максимальная мощность в непрерывном режиме, как правило, ограничивается нагревом. Параметры, влияющие на коэффициент полезного действия при больших уровнях мощности, исследовались Уайтуэем и Томпсоном [76а].

Другие свойства

Часто на инжекционном лазере сначала измеряется прямая ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ). На рис. 7.4.18 показана ВАХ типичного ДГС-лазера на $\text{GaAs}-\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$

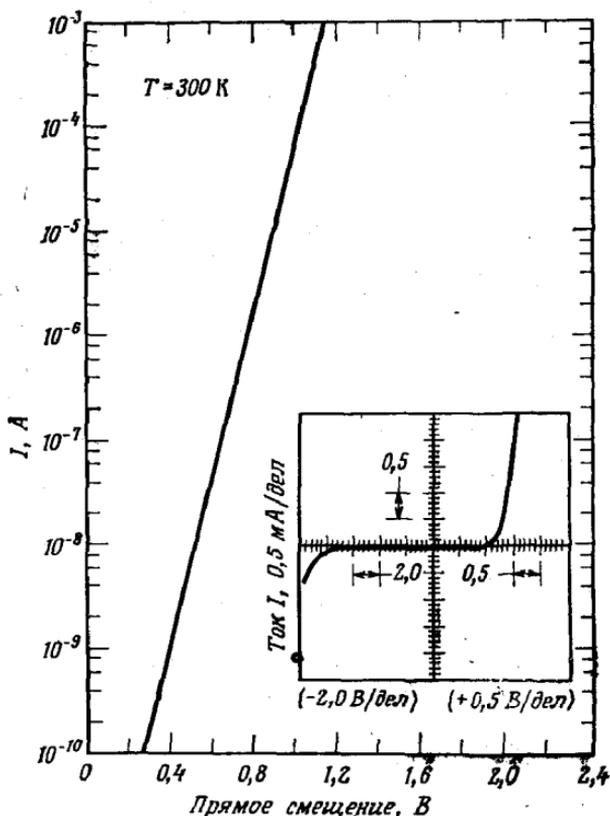


Рис. 7.4.18. Вольт-амперная характеристика ДГС-лазера с широким контактом на $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Площадь сечения прибора $6 \cdot 10^{-4}\text{ см}^2$.

с широким контактом. Напряжение, при котором достигается ток 1 мА, обычно лежит около 1,1—1,2 В. Если при данном напряжении ток прямого смещения значительно превосходит указанную здесь величину, это свидетельствует о наличии каналов избыточного тока, которые приводят к большим значениям $J_{\text{пор}}$. Напряжение пробоя при обратном смещении зависит от концентрации примесей и бывает обычно больше 6 В. Построенная в полулогарифмическом масштабе ВАХ показывает, что изменение тока на много порядков величины пропорционально $\exp(qV/2kT)$. При увеличении тока до значений, близких к порогу, на измерение ВАХ начинает влиять разогрев, однако, по-видимому, I продолжает следовать зависимости $\exp(qV/2kT)$. Генри и др. [766] показали, что в гетеропереходах $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ изменение тока по закону $\exp(qV/2kT)$ обусловлено поверхностной рекомбинацией. Ожидаемая для диффузионного тока зависимость $\exp(qV/kT)$ не наблюдалась. Была бы полезной разработка теоретической модели, описывающей экс-

периментально наблюдаемые свойства ВАХ гетеропереходов на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Существует большое количество вопросов, относящихся к ДГС-лазерам на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с широким контактом, которые для сохранения разумной краткости здесь не рассматриваются. Эти вопросы включают, например, рассмотрение мощности, приходящейся на моду резонатора [77, 78], а также изгибные и продольные колебания, встречающиеся при импульсной накачке [79]. Имеются модификации обычного ДГС-лазера, в которых введен дополнительный $p-n$ -переход. При этом получается $N-p-n-P$ -структура с быстрым включением [80, 81]. Соответствующим образом сконструированный ДГС-лазер с широким контактом может служить модулятором интенсивности [83] или фазовым модулятором [82]. Нужно заметить, что при удалении одного из зеркал ДГС-лазер становится суперлюминесцентным светоизлучающим диодом (СИД) с большей яркостью и меньшим углом расходимости, чем в других конфигурациях СИД [84].

§ 5. ЛАЗЕРЫ РАЗДЕЛЬНОГО ОГРАНИЧЕНИЯ С ШИРОКИМ КОНТАКТОМ

Вводные замечания

В § 9 гл. 2 рассматривался волноводный эффект в четырех- и пятислойных волноводах. В § 6 гл. 4 рассматривалось ограничение для носителей, возникающее на гетеропереходах. Имея в виду содержание этих двух параграфов, можно легко уяснить основы работы гетеролазеров с отдельным ограничением (ДГС-РО). Обозначения, в которых строчными буквами n или p показаны полупроводники с меньшей, а заглавными N или P с большей шириной запрещенной зоны, удобно снабдить индексами, как, например n_x, N_y, P_z , где x, y и z показывают мольную долю AlAs в твердом растворе. Как и в случае ОГС- и ДГС-лазеров, ДГС-РО-лазеры могут быть изготовлены с широким контактом или с использованием полосковой геометрии. В этом параграфе мы ограничимся обсуждением тех свойств, которые в основном влияют на оптическое и электронное ограничение перпендикулярно плоскости $p-n$ -перехода. В § 12 этой главы будет показано дальнейшее применение ДГС-РО-лазера в структурах с распределенной обратной связью.

Рассмотрение свойств оптического и электронного ограничений гетеропереходов показывает, что использование этих свойств можно развивать дальше, применяя многослойные структуры. На рис. 7.5.1,а приведена энергетическая зонная диаграмма $N_x p P_y$ гетероструктуры ($x > y$) при большом прямом смещении. Уровень инжектированных электронов схематически пока-

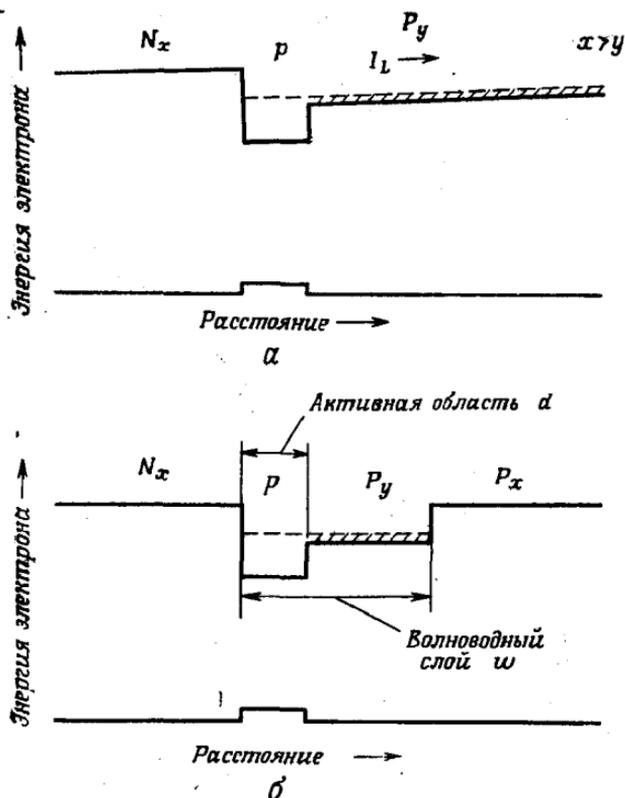


Рис. 7.5.1. Схематическое изображение энергетической зонной диаграммы гетеропереходов. *а* — структура $N_x r P_y$; область, занятая электронами, которые дают вклад в ток утечки I_L , возникающий вследствие неполного ограничения для носителей, обозначена штриховкой; *б* — структура $N_x r P_y P_x$; току утечки препятствует $P_y - P_x$ -гетеропереход.

зан штриховой линией, хотя на самом деле в соответствии с рис. 4.6.1 концентрация электронов, инжектированных в активную область r -типа, экспоненциально уменьшается с увеличением энергии в зоне. В этом примере барьер на $r - P_y$ -границе слишком мал для того, чтобы в достаточной мере обеспечить ограничение для инжектированных электронов. Как показано на рис. 4.6.6 и 4.6.7, это приводит к возникновению диффузионного тока утечки. На рис. 7.5.1, *б* видно, что добавление еще одного гетероперехода приводит к образованию $N_x r P_y P_x$ -структуры. Хотя и в этом случае электроны не полностью задерживаются на $r - P_y$ -границе, вследствие ограничения на $P_y - P_x$ -границе диффузионный ток утечки не возникает. Даже при $y \approx 0,1$ почти все носители удерживаются в активной области. В результате малый скачок зоны проводимости на $r - P_y$ -границе адекватно обеспечивает ограничение носителей в активной

области. В то же время, как показано на рис. 2.9.2, оптическое поле в значительной мере ограничивается скачком показателя преломления на $P_y - P_x$ -границе в p -области. Наличие таких свойств привело к развитию нескольких типов гетероструктур, в которых распространение носителей ограничено областью, значительно более узкой, чем волноводный слой. Все эти структуры можно классифицировать как гетеролазеры с отдельным ограничением (ДГС-РО).

Удобно подразделять ДГС-РО-лазеры, а также лазеры с $p - n$ -гомо- или гетеропереходом в волноводном слое на лазеры с симметричной или асимметричной структурой. Показанные на рис. 2.9.4 лазеры с расширенным волноводом (РВ) [85—88], в которых $p - n$ -переход лежит внутри волноводного слоя, часто обозначают как $NnpP$ -структуры [89, 90]. Если в n -область $NnpP$ -структуры добавить небольшое количество Al, то в результате внутри волновода будет лежать $p - n$ -гетеропереход. Такая структура обычно называется $Nn'pP$ -лазером [91—93]. Симметричными ДГС-РО-лазерами являются структуры типа $N_x N_y p P_y P_x$ или $N_x N_y n P_y P_x$, в которых $x > y$ [55, 94—96]. В симметричном варианте толщина N_y -слоя равна толщине P_y -слоя. Такая структура показана на рис. 2.9.1. Асимметричные ДГС-РО-лазеры имеют структуру $N_x N_y n P_z P_u$, в которых $x > y$, а $z < u$ [97, 98]. Некоторые слои могут быть пропущены, а ограничения на толщину N_y - и P_z -слоев не накладываются. Во всех приведенных структурах активная p - или n -область обозначена так, будто в ней нет Al. Однако она может содержать и часто содержит какое-то количество Al. Процедура изготовления ДГС-РО-лазеров не отличается от описанной в § 2 настоящей главы.

Лазер с расширенным волноводом

Лазер с расширенным волноводом впервые был предложен в форме $NnpP$ Локвудом и др. [85]. Большую часть тока через переход составляет ток инжекции электронов в p -слой, который является активной областью. На $p - P$ -гетеропереходе обеспечивается электронное и оптическое ограничение. На $n - N$ -гетеропереходе создается оптическое ограничение, которое удерживает оптическое поле от растекания, имеющегося в ОГС-лазерах (см. рис. 2.6.8). Таким образом, толщина волновода является суммой толщин n - и p -слоя. Кроме того, $n - N$ -гетеропереход препятствует дырочному току утечки.

Как было показано в § 9 гл. 2 для $Nn'pP$ -лазера, малый скачок показателя преломления на $p - n$ -переходе, возникший из-за разного легирования также влияет на распределение оптического поля. Даже при достаточно больших толщинах волновода свойства электронного и оптического ограничения гетеро-

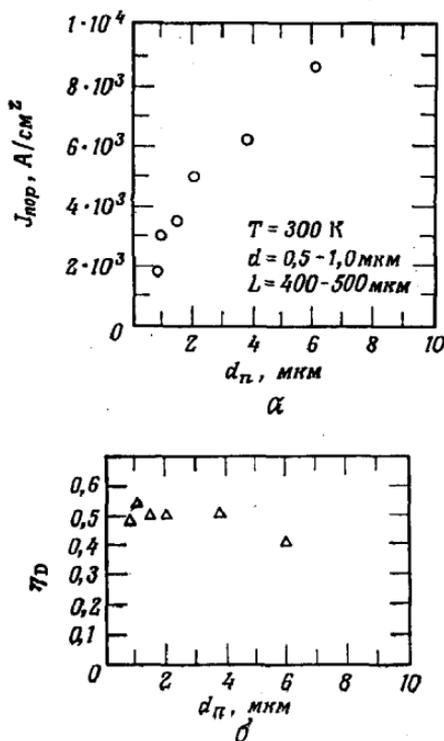


Рис. 7.5.2. Свойства ДГС-лазеров с РВ при толщине активной области между 0,5 и 1 мкм в зависимости от толщины n -слоя d_n [86]. *a* — пороговая плотность тока; *b* — дифференциальная квантовая эффективность.

переходов позволяют достичь довольно низких значений пороговой плотности тока. На рис. 7.5.2 показана зависимость $J_{пор}$ (300 К) и η_D от толщины n -слоя d_n . К сожалению, имеющаяся информация о профиле показателя преломления этих лазеров недостаточна для серьезного расчета распределения оптического поля, который был проделан в § 9 гл. 2 для $Nn'rP$ структуры.

На практике $NnpP$ -лазеры, схожие по составу, легированию и размерам с лазерами, использованными для рис. 7.5.2, дают излучение в ТЕ-поляризации и поперечных модах высокого порядка. Порядок доминирующей моды изменяется от $m = 3$ до $m = 6$ при $0,3 \leq d \leq 0,5$ мкм и $2,8 \leq w \leq 4$ мкм [83]. Лазеры с расширенным волноводом отличаются от большинства ДГС-лазеров тем, что могут излучать большую мощность до катастрофического разрушения зеркал. Это обусловливается меньшей концентрацией оптической мощности в активной области. Сообщалось о достижении импульсной мощности 0,6 Вт, излучаемой с одного зеркала при токе 2,5 А [87].

Лазер с РВ типа $Nn'pP$ был описан в § 9 гл. 2. Такая структура была предложена [91, 92] для того, чтобы обеспечить получение нескольких желательных свойств. Этими свойствами являются: излучение в основной поперечной моде при относительно низких значениях $J_{\text{пор}}$, высокий предел катастрофического разрушения и относительно малая расходимость излучения [91—93]. К сожалению, существует мало экспериментальных данных по лазерам с такой структурой. На рис. 2.9.6 и 2.9.7 показано, что выбором соответствующих толщин активного слоя и волновода можно обеспечить излучение в основной поперечной моде. Было бы полезно провести подробные исследования предложений, выдвинутых в работе [93].

Симметричный ДГС-РО-лазер

Плоский волновод симметричного ДГС-РО-лазера показан на рис. 2.9.1. Эта лазерная структура была предложена Хаяси [96] и Томпсоном и Керкби [97] для создания лазеров с низким $J_{\text{пор}}$ (300 К), работающих в основной поперечной моде при умеренной расходимости излучения. На рис. 6.5.9 была приведена РЭМ-микрофотография скола симметричного ДГС-РО-лазера, а также профиль показателя преломления и ширины запрещенной зоны.

Выражения для $J_{\text{пор}}$, выведенные ранее в § 4 настоящей главы для ДГС-лазеров, могут быть использованы также для ДГС-РО-лазеров. Выражение (7.4.9), отражающее линейную зависимость коэффициента усиления от тока можно использовать для расчета $J_{\text{пор}}$ при значении α_i , заданным следующим образом:

$$\alpha_i = \Gamma_y \alpha_{fc, y} + \Gamma_x \alpha_{fc, x} + \alpha_s + \alpha_c, \quad (7.5.1)$$

где Γ_y — доля оптического потока в N_y - и P_y -слоях, Γ_x — доля оптического потока в N_x - и P_x -слоях. В данных расчетах $J_{\text{пор}}$ пренебрегается потерями на рассеяние α_s и потерями связи α_c , а величина α_i взята равной 10 см^{-1} . В отсутствие рассчитанных значений коэффициента отражения зеркал ДГС-РО-лазера используем значение для ДГС-лазера, $\ln(1/R) \approx 1,0$, которое взято из рис. 2.8.2. Для $L = 500 \text{ мкм}$, величина $[\alpha_i + (1/L)\ln(1/R)]$ из выражения (7.4.9) будет равна 30 см^{-1} . С полученным в [55] значением $\eta = 0,77$ выражение (7.4.9) для $J_{\text{пор}}$ принимает вид

$$J_{\text{пор}} (\text{А/см}^2) = 5,8 \cdot 10^3 d + 780 d / \Gamma. \quad (7.5.2)$$

На рис. 7.5.3 показана рассчитанная в соответствии с (7.5.2) зависимость $J_{\text{пор}}(d)$, в которой используются значения Γ , взятые из рис. 2.9.3, $\omega = 0,5$ и $1,0 \text{ мкм}$ и $x = 0,3$ и $y = 0,1$. Также показаны экспериментальные значения $J_{\text{пор}}$ из [55] и [95] для $L \approx 500 \text{ мкм}$. Значения x и y , а также данные по толщинам

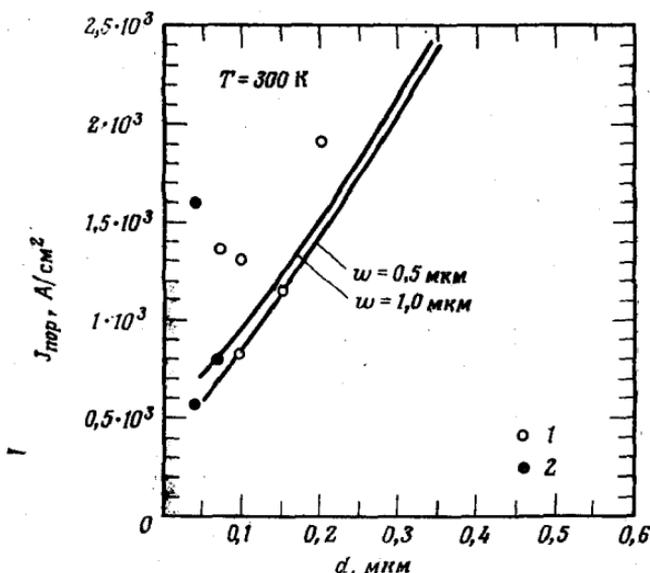


Рис. 7.5.3. Сравнение расчетных и экспериментальных значений $J_{\text{пор}}$ для симметричных ДГС-РО-лазеров. Расчет $J_{\text{пор}}$ проведен по формуле (7.5.2) с использованием значений Γ из рис. 2.9.3. для $x = 0,3$ и $y = 0,1$; 1 — экспериментальные данные из работы [55]; 2 — экспериментальные данные из работы [95].

слоев и длинам резонатора собраны в [55] и [95]. Типичные значения: $y = 0,1-0,12$, $x = 0,30-0,40$ при $w = 0,8-1,5$ мкм. Имеется замечательное соответствие между наименьшими экспериментальными значениями $J_{\text{пор}}$ и значениями $J_{\text{пор}}$, рассчитанными из (7.5.2). Такое соответствие показывает, что на $N_y - p$ и $p - P_y$ -границах отсутствует ток утечки, связанный с нарушением ограничения для носителей. Как показано на рис. 4.6.7, в ДГС-лазере с $x = 0,1$ ток утечки должен быть равен $\sim 20 \text{ кА/см}^2$. По всей видимости, низкопороговые лазеры рис. 7.5.3 являются лазерами с пренебрежимо малыми токами через дефекты перехода и пренебрежимыми потерями на рассеяние, возникающими вследствие непланарности слоев. Наблюдаемые для некоторых лазеров значения $J_{\text{пор}}$, большие предсказываемых величин, должно быть, связаны с худшим качеством в отношении одного или обоих упомянутых свойств.

Лазеры, исследованные в [55], отличаются большей однородностью ближнего поля излучения по сравнению с обычными ДГС-лазерами. Большая однородность приводит к значениям η_D от 0,50 до 0,60 для лазеров с наиболее коротким резонатором. График зависимости $1/\eta_D$ от L , подобный рис. 7.4.2, дает значение α_i между 10 и 19 см^{-1} и внутренний квантовый выход $\eta = 0,77$ [55]. Как указывалось в § 4 настоящей главы, полу-

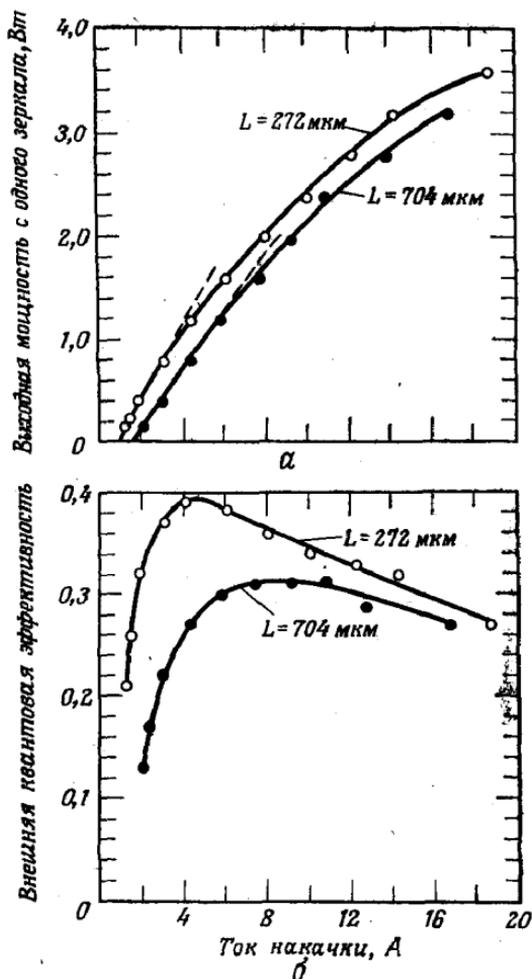


Рис. 7.5.4. Мощностные свойства симметричных ДГС-РО-лазеров в импульсном режиме [55]. Ширина резонатора 165 мкм, длины резонатора указаны на рисунке. а — выходная мощность с одного зеркала; б — внешняя квантовая эффективность.

ченные таким образом данные несколько занижены. Тем не менее разница в расчетных значениях $J_{\text{пор}}$ (300 К) с $\eta = 0,77$ или, по Хеншелу [49а], с $\eta = 0,90$ не настолько велика, чтобы иметь значение для данного обсуждения. Сравнение экспериментальных данных по углу расходимости Θ_1 с расчетными зависимостями Θ_1 от d (рис. 2.7.5) показывает, что в симметричных ДГС-РО-лазерах Θ_1 зависит скорее от толщины волновода ω , чем от толщины активного слоя d . Так как активной областью является тонкий центральный слой, в волноводе сохраняется основная мода, несмотря на то что при таких толщинах в ДГС-лазере наблюдались бы моды высшего порядка.

Существует ограниченное число данных о выходной мощности симметричных ДГС-РО-лазеров в непрерывном или импульсном режиме. На рис. 7.5.4 приведены данные по выходной мощности с одного зеркала и полной дифференциальной квантовой эффективности симметричного ДГС-РО-лазера. Для этого прибора $d = 0,1$ мкм, $\omega = 1,56$ мкм, сечение 508×143 мкм², $J_{\text{пор}} = 1,3$ кА/см² [55]. Длительность импульса была 0,2 мкс и частота повторения ~ 100 Гц. Разрушение зеркал не наблюдалось вплоть до мощности 3,6 Вт с одного зеркала, и мощность излучения была ограничена не катастрофическим разрушением зеркал, а максимальным током генератора импульсов.

Асимметричные ДГС-РО-лазеры

В пятислойной структуре $N_x N_y p_z P_u P_v$ или $N_x N_y n_z P_u P_v$, основанной на системе Al — Ga — As, нет нужды в том, чтобы были одинаковы состав или размеры каких-либо слоев. Тем не менее, для того чтобы получить отдельно электронное и оптическое ограничения, для молевых долей AlAs обычно соблюдается условие $x > y > z < u < v$. Единственное подробное исследование асимметричного пятислойного ДГС-РО-лазера было дано Томпсоном и др. [98]. Структура, использованная в этой работе, показана на рис. 7.5.5. В таком асимметричном ДГС-РО-лазере $x \approx 0,28$, $y \approx x - 0,02$ при толщине N_y -слоя $b \approx 0,80 - 1,40$ мкм, $z = 0,05$ при толщине активной области (n_z -слоя) $d \approx 0,05 - 0,15$ мкм, $u = 0,30$ при толщине P_u -слоя $c \approx d$, а $v \approx 0,45$. Для лазеров, на один из торцов которых нанесено покрытие с $R = 0,8$, отмечаются значения $J_{\text{пор}}$, равные приблизительно 600—700 А/см². Также было получено, что такие лазеры при температурах выше комнатной обладают слабой температурной зависимостью $J_{\text{пор}}$.

Терминология, использованная Томпсоном и др. [98] несколько отличается от используемой нами. Они назвали ДГС-РО-лазеры лазерами с локализованной областью усиления и привели выражение для полной эффективной толщины волновода

$$S_{\text{эфф}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_y|^2 dx |\mathcal{E}_y|_{\text{макс}}^2, \quad (7.5.3)$$

где \mathcal{E}_y — напряженность электрического поля оптической волны, а $|\mathcal{E}_y|_{\text{макс}}^2$ — максимальная интенсивность. Константа связи k (по отношению к электрическому полю) для активной области равна

$$k = \int_{-d/2}^{d/2} |\mathcal{E}_y|^2 dx |\mathcal{E}_y|_{\text{макс}}^2 d. \quad (7.5.4)$$

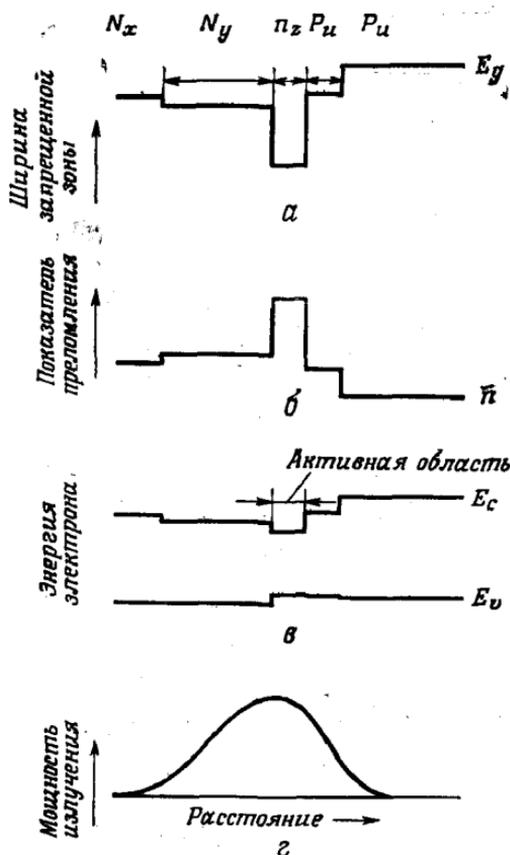


Рис. 7.5.5. Схематическое изображение асимметричного ДГС-РО-лазера. а — запрещенная зона; б — показатель преломления; в — энергетическая зонная диаграмма гетеропереходов; г — распределение интенсивности излучения.

Здесь интеграл берется по активной области, и его значение обычно близко к единице [98]. Отношение выражения (7.5.4) к (7.5.3) равно

$$k/S_{\text{эфф}} = (1/d) \left(\int_{-d/2}^{d/2} |\mathcal{E}_y|^2 dx \right) / \left(\int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_y|^2 dx \right), \quad (7.5.5)$$

и в соответствии с вышеприведенным определением для Γ получаем

$$k/S_{\text{эфф}} = \Gamma/d. \quad (7.5.6)$$

Эффективная толщина волновода $S_{\text{эфф}}$ связывает реальное распределение интенсивности с эффективным распределением $|\mathcal{E}_y|_{\text{макс}}^2$ по толщине $S_{\text{эфф}}$.

Решение волнового уравнения для асимметричного пятислойного волновода ведется в соответствии с методом, использованном в § 9 гл. 2 для симметричного ДГС-РО-лазера. Однако в

случае асимметричного волновода требуется рассматривать матрицу размером 8×8 , а не 4×4 . Поэтому Томпсон и др. [98] оценили распределение оптического поля в пятислойной структуре рис. 7.5.5 путем расчета распределения оптического поля в более простой четырехслойной $N_x N_y p_z P_v$ -структуре. Предполагалось, что при выбранных отношениях толщин слоев введение P_v -слоя для образования пятислойной структуры дает приблизительно такое же распределение поля. Они выразили результаты своих расчетов через $S_{эфф}$ и k . Расчеты распределения оптического поля в четырехслойной структуре были использованы также для вычисления Θ_{\perp} . Значения Θ_{\perp} рассчитывались из выражения (2.7.28), как Фурье-образ распределения оптического поля. Так как в этих лазерах величина Θ_{\perp} мала, в расчетах не учитывался угловой фактор Гюйгенса. Результаты вычислений показаны на рис. 7.5.6 в виде графика зависимости $S_{эфф}$ от Θ_{\perp} . Как показано на вставке к рисунку, рассматривались три различных значения толщины b , а d считалось независимой переменной.

На рис. 7.5.6 также построена зависимость $S_{эфф}$ от Θ_{\perp} для основной моды ДГС-лазера. Эта кривая будет использована в § 2 гл. 8 при рассмотрении катастрофического разрушения зеркал. Для ДГС-лазера имеются две кривых. Кривая 1 соответствует большим значениям d , при которых изменение \mathcal{E}_y в активной области может быть описано полупериодом косинуса. Кривая 2 соответствует малым значениям d с экспоненциальным изменением \mathcal{E}_y полностью за пределами активной области.

Размеры и свойства асимметричных пятислойных структур Томпсона и др. [98] приведены в табл. 7.5.1. На одну из зер-

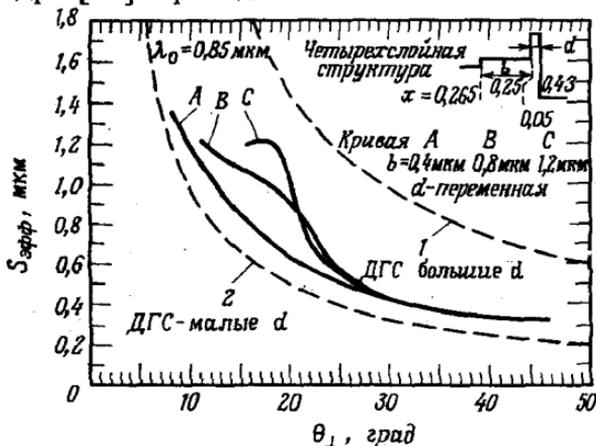


Рис. 7.5.6. Расчетное соотношение между Θ_{\perp} и $S_{эфф}$ для различных четырехслойных асимметричных ДГС-РО-лазеров и трехслойных ДГС-лазеров [98]. Переменной служит толщина активной области d .

Асимметричные пятислойные ДГС-РО-лазеры¹⁾

Пластина	x	y (b, мкм)	z (d, мкм)	μ (с, мкм)	ν	J _{пор} (300 К)/(А/см ²) (среднее значение)		η _D для L = =530 мкм (среднее значе- ние)	η _D для L = =300 мкм (среднее значе- ние)	θ _{г.} град	J _{пор} (338 К) J _{пор} (283 К)	S _{эф.ф.} мкм	k	Γ	J _{пор} А/см ² (экспе- ри- мент)	J _{пор} А/см ² (рас- чет)
						L = =530 мкм	L = =300 мкм									
KW 27	0,295	0,28 (1,40)	0,05 (0,09)	0,31 (0,10)	0,46	500	660	0,26	0,34	19-37	-	-	-	-	-	-
28	0,285	0,27 (0,81)	0,05 (0,08)	0,30 (0,10)	0,45	630	930	0,25	0,35	15-25	1,4	-	-	-	-	-
29	0,275	0,26 (0,83)	0,05 (0,13)	0,29 (0,17)	0,44	660	890	0,26	0,29	40	1,5	0,36	0,95	0,34	660	980
30	0,265	0,25 (1,70)	0,05 (0,08)	0,28 (0,15)	0,43	690	920	0,27	0,34	30	1,9	0,40	0,95	0,19	690	715
42	0,295	0,28 (1,10)	0,05 (0,13)	0,31 (0,10)	0,46	610	780	0,33	0,38	40	1,5	0,35	0,98	0,36	610	970
43	0,285	0,27 (0,75)	0,05 (0,07)	0,30 (0,05)	0,45	610	820	0,30	0,38	18-28	1,5	-	-	-	-	-
44	0,275	0,26 (0,88)	0,05 (0,09)	0,29 (~0,03)	0,44	710	830	0,31	0,40	12-30	1,5	-	-	-	-	-
46	0,255	0,24 (0,80)	0,05 (0,08)	0,27 (~0,04)	0,42	920	1050	0,24	0,40	12-21	1,4	-	-	-	-	-
49	0,305	0,29 (0,60)	0,05 (0,07)	0,32 (~0,06)	0,47	970	1080	0,33	0,43	17	-	0,73	0,98	0,09	970	870
52	0,305	0,29 (0,74)	0,05 (0,08)	0,32 (0,15)	0,47	750	920	0,29	0,36	47	1,6	0,35	0,98	0,22	750	680
53	0,295	0,28 (0,69)	0,05 (0,08)	0,31 (0,05)	0,46	640	860	0,30	0,42	34	1,6	0,38	0,98	0,21	640	690
54	0,285	0,27 (1,0)	0,05 (0,08)	0,30 (0,08)	0,45	650	810	0,32	0,41	34	1,5	0,39	0,98	0,20	650	700

¹⁾ На одно из зеркал каждого лазера нанесено покрытие, дающее R=0,8. Все данные, кроме последних двух столбцов, взяты из ра- боты [98].

кальных граней этих лазеров было нанесено отражающее покрытие, состоящее из полуволнового слоя Al_2O_3 и слоя Al , дающего для этого зеркала $R = 0,8$. При $L = 500$ мкм покрытие на одном из торцов уменьшает потери на зеркалах с ~ 20 до ~ 13 см $^{-1}$. Значения $J_{\text{пор}}$ и η_D из табл. 7.5.1 были получены по методике, схожей с описанной в § 8 гл. 3. Отношение $J_{\text{пор}}(338 \text{ K})/J_{\text{пор}}(283 \text{ K})$ в табл. 7.5.1 показывает, что асимметричные ДГС-РО-лазеры обладают температурной зависимостью $J_{\text{пор}}$, схожей с температурной зависимостью ДГС-лазеров с $\Delta x > 0,3$, показанной на рис. 7.4.12. Значения Θ_L тем не менее соответствуют значениям для ДГС-лазеров с $\Delta x < 0,3$, имеющих резкую температурную зависимость $J_{\text{пор}}$. В табл. 7.5.1 значения $S_{\text{эфф}}$ и k даны только для тех пластин, для которых Томпсон и др. [98] дали единственное значение Θ_L , а следовательно, и $S_{\text{эфф}}$. Коэффициент оптического ограничения вычислялся из выражения (7.5.6) как $kd/S_{\text{эфф}}$.

Использованные в работе [98] для определения η зависимости $1/\eta_D$ от L имеют большой разброс, что делает затруднительным суждение о точности полученных величин. Поэтому используем значение $\eta = 0,77$, полученное для симметричного ДГС-РО-лазера. При этом выражение (7.4.9) принимает вид

$$J_{\text{пор}} (\text{А/см}^2) = 5,8 \cdot 10^3 d + 600d/\Gamma. \quad (7.5.7)$$

В выражении (7.5.7) α_i было принято равным 10 см $^{-1}$, а $(1/2L) \ln(1/R_1 R_2)$ — равным 13 см $^{-1}$ при $L = 500$ мкм, $R_1 = 0,32$ и $R_2 = 0,8$. Рассчитанные в соответствии с (7.5.7) значения $J_{\text{пор}}$ даны в последнем столбце табл. 7.5.1, где они сравниваются с экспериментальными значениями $J_{\text{пор}}$ для $L = 530$ мкм.

Томпсон и др. [98] нашли, что экспериментальные данные по $J_{\text{пор}}$ удовлетворяют эмпирическому соотношению

$$J_{\text{пор}} (\text{А/см}^2) = 4,0 \cdot 10^3 d + (28d/\Gamma) [\alpha_i + (1/2L) \ln(1/R_1 R_2)]. \quad (7.5.8)$$

С учетом того, что $[\alpha_i + (1/2L) \ln(1/R_1 R_2)] \approx 25$ см $^{-1}$, второй член будет равен $644d/\Gamma$, т. е. сравним с величиной $600d/\Gamma$, из выражения (7.5.7). Первые члены выражений (7.5.7) и (7.5.8) различаются сильнее. Интересно заметить, что расчетное (7.5.7) и эмпирическое (7.5.8) выражения для $J_{\text{пор}}$ имеют одинаковую форму и схожие численные величины.

§ 6. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЛАЗЕРОВ ПОЛОСКОВОЙ ГЕОМЕТРИИ

Вводные замечания

Лазеры с широким контактом, о которых шла речь в § 3—5 этой главы, демонстрируют свойства, характерные для электронного и оптического ограничений в плоскопараллельной струк-

туре. Однако большая часть лазеров, выпускаемых для использования вне лаборатории, имеет полосковую геометрию, в которой область протекания тока ограничена также и по плоскости $p-n$ -перехода. Ширина полосок обычно равна 5—30 мкм. Такое ограничение в боковом направлении преследует несколько целей. Во-первых, уменьшается площадь сечения, а следовательно, рабочий ток. Во-вторых, при ширине полосок $S \leq 15$ мкм осуществляется генерация в одном канале и в основной поперечной (в направлении плоскости $p-n$ -перехода) моде. В-третьих, вследствие того что почти весь периметр $p-n$ -перехода удален от поверхности, улучшаются деградационные характеристики. В § 8 этой главы будет, однако, показано, что увеличение температуры активной области полосковых ДГС-лазеров незначительно отличается от соответствующего увеличения температуры ДГС-лазеров с широким контактом.

Фернанэйдж и Уилсон [99] впервые предложили использовать активную область в форме длинной узкой прямоугольной полоски для контроля мод в направлении плоскости $p-n$ -перехода. Даймент [100] впервые сделал контакты в виде полосок шириной 50 мкм, вытравленных в слое SiO_2 , для того чтобы получить моды Эрмита — Гаусса в гомолазерах на GaAs . Даймент и Д'Азаро [101] уменьшили ширину полосок SiO_2 до 12,5 мкм и достигли непрерывной генерации в гомолазере на GaAs вплоть до температуры 200 К. Эти гомолазеры с полосками шириной 12,5 мкм использовались также для исследования гауссовой формы мод [102]. Даймент и др. [47] впервые использовали бомбардировку протонами для создания высокоомных слоев, ограничивающих активную область полоскового ДГС-лазера на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Енезу и др [103] изготовили планарные полосковые лазеры при диффузии Zn через полосковые окна в пленке SiO_2 . Диффузия Zn осуществляется через верхний слой $n - \text{GaAs}$ в слой $p - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Используется еще несколько модификаций этих методов, однако наиболее широко применяются оксидные полосковые структуры, структуры с протонной бомбардировкой и планарные полосковые структуры.

Хотя любому из представленных в § 3—5 лазеров с широким контактом может быть придана полосковая геометрия, работа по созданию полосковых структур в основном была сосредоточена на ДГС-лазерах. В этом параграфе продолжается описание процессов изготовления лазеров, начатое в § 2 настоящей главы. Здесь будут описаны методы изготовления полосковых лазеров на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и различные виды полосковых структур. Будут кратко освещены только самые распространенные методы. Существует очень много различных полосковых структур, и можно ожидать, что их будет еще больше.

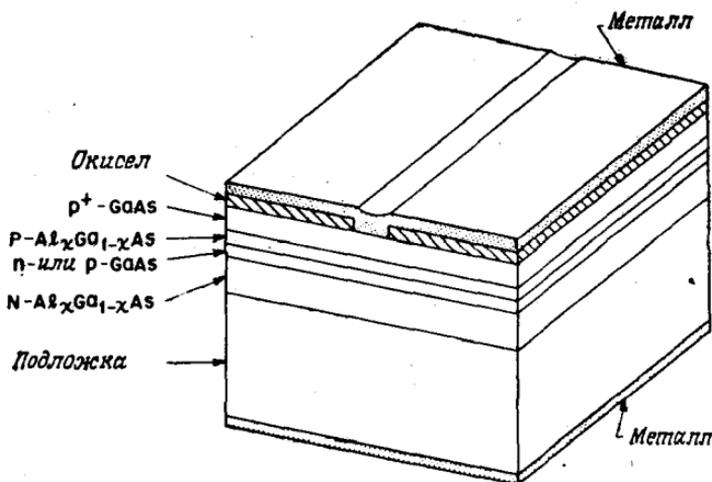


Рис. 7.6.1. Полосковый ДГС-лазер с четырьмя гетероэпитаксиальными слоями на подложке $n^+ - \text{GaAs}$ [104]. Слой оксида изолирует всю поверхность, кроме полоскового контакта. Типичные размеры прямоугольного бруска: длина 380 мкм, ширина 250 мкм, толщина 125 мкм. Для того чтобы показать все слои, рисунок сделан не в масштабе.

Полосковый контакт

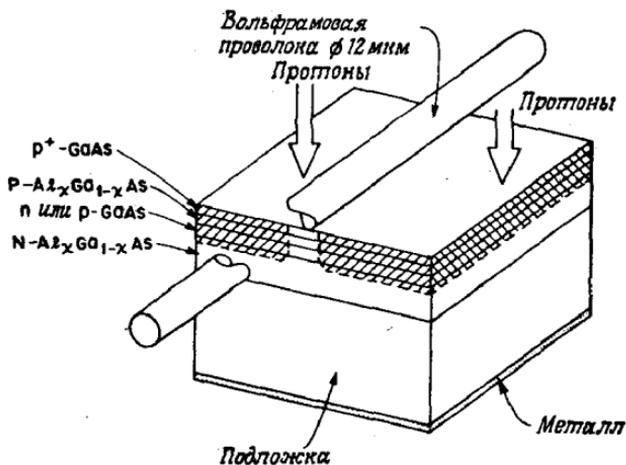
Как показано на рис. 7.6.1, в лазере с полосковым контактом контакт на верхнем слое $p\text{-GaAs}$ ДГС-лазера ограничен изолирующим слоем. В качестве изолятора обычно применяется SiO_2 [104], однако был использован и Si_3N_4 [105]. Слои SiO_2 могут осаждаться на GaAs реакцией силана (0,5%) с кислородом в азотной атмосфере примерно при 350°C . Может быть также использовано плазменное распыление SiO_2 . Для лазеров с полосковым контактом толщина изолирующего слоя обычно составляет 1500—3000 Å. Полоски в окисле открываются при помощи стандартного фотолитографического метода травлением в буферном растворе HF ($\text{NH}_4\text{F} : \text{HF} = 7 : 1$). Изготовления контактов ведется методами металлизации, описанными в § 2 настоящей главы.

Изоляция протонной бомбардировкой

Облучение полупроводника частицами высокой энергии приводит при диссипации их энергии к созданию дефектов решетки. Полученные таким образом нарушенные области могут быть высокоомными [106]. Фойт и др. [107] использовали протонную бомбардировку для изоляции приборов с $p-n$ -переходом на GaAs. Как показано на рис. 7.6.2, полосковые лазеры можно легко изготовить, защищая поверхность вольфрамовой проволокой. Для этого также можно использовать полоски напыленного

металла [104]. Вне полосы протонная бомбардировка создает высокоомный слой. Этим достигается боковое ограничение для протекания тока. При бомбардировке ряд проволок располагается над пластиной, что обеспечивает простой метод создания целой партии полосковых лазеров. Контактный слой создается металлизацией всей поверхности пластины.

Влияние бомбардировки протонами с энергией 300 кэВ и последующего отжига на оптическое поглощение и электропроводность GaAs p -типа было изучено в работе Даймента и др. [108]. Протонная бомбардировка также значительно увеличивает удельное сопротивление $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [109]. Даймент и др. [108] показали, что увеличение сопротивления сопровождается возникновением оптических потерь. Однако оптические потери могут быть сведены к имевшемуся до бомбардировки значению соответствующим выбором температуры и времени отжига. В то же время сопротивление еще будет достаточно велико для реализации токового ограничения. Бомбардировка протонами с энергией 300 кэВ и дозой $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ создает высокоомный слой толщиной 3 мкм. При энергии 100 кэВ глубина ионизирующего слоя составляет 1 мкм [107]. Отжиг при 450°C в течение 15 мин возвращает оптическое поглощение к значению, имевшемуся до бомбардировки. При этом конечное значение удельного сопротивления в 100 раз больше значения, имевшегося до бомбардировки. Таким образом, слой p -типа с удельным сопротивлением $10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ после бомбардировки и отжига будет иметь удельное сопротивление 1 Ом·см. При дальнейшей обработке нужно проявлять осторожность, чтобы не отжечь оставшиеся дефекты, в результате чего удельное сопротивление вернется к значению, имевшемуся до бомбардировки.



7.6.2. Полосковый ДГС-лазер, изготовленный протонной бомбардировкой [104].

Для создания полосковой структуры в ДГС-лазерах также использовалась имплантация ионов кислорода. Так как ионы тяжелее протонов, здесь требуются энергии, большие 1 МэВ. Вызванные имплантацией нарушения легко отжигаются, однако имплантированный кислород делает слой полуизолирующим [111]. Не ясно, существуют ли сколько-нибудь значительные отличия в рабочих и деградационных характеристиках полосковых лазеров, изготовленных этими двумя методами.

Планарные полосковые лазеры

На рис. 7.6.3, *а* показан планарный полосковый лазер, описанный Енезу и др. [103]. Заметим, что верхним слоем является n -GaAs. Для изготовления такой структуры на поверхность этого слоя наносится пленка SiO_2 , в которой фотолитографическим способом вскрываются окна в виде полосок требуемой ширины. Затем в окна производится диффузия Zn на глубину, достаточную для достижения слоя $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. При диффузии используется воспроизводимый источник Zn [10] при $T = 730^\circ\text{C}$. Затем пленка SiO_2 удаляется, и на поверхность пластины напыляются металлические контакты. Токовое ограничение в области полоски обеспечивается $p^+ - n$ - и $n - P$ -переходами.

Енезу и др. [112] проводили диффузию Zn до активной области или до слоя $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В такой структуре, показанной на рис. 7.6.3, *б*, они наблюдали улучшение линейности ватт-амперных характеристик и устойчивую генерацию в одной поперечной моде. Нелинейности или «изломы» ватт-амперных характеристик, часто наблюдаемые в полосковых лазерах, обсуждаются в § 11 настоящей главы. Структура, схожая с планарным полосковым лазером, описывалась в работе Такусагавы и др. [113].

Айки и др. [114, 114а] нашли, что в планарных полосковых структурах, выраженных на подложке с каналами, также отсутствуют изломы на ватт-амперных характеристиках. Такой лазер показан на рис. 7.6.3, *в*. Рабочие характеристики этой структуры обладают целым рядом преимуществ. Так, например, в ней наблюдается генерация в единственной продольной моде и отсутствие релаксационных колебаний [114а]. Гетероэпитаксиальные слои для этого прибора выращены на подложке GaAs n -типа, в которой вытравлены каналы глубиной ~ 1 мкм и шириной от 5 до 20 мкм. Толщина активной области равна $\sim 0,1$ мкм, а толщина слоя $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ за пределами канала равна $\sim 0,4$ мкм. В такой структуре хвост волны за пределами канала проникает в поглощающую подложку, вследствие чего излучение лучше удерживается в области канала. Такая структура назы-

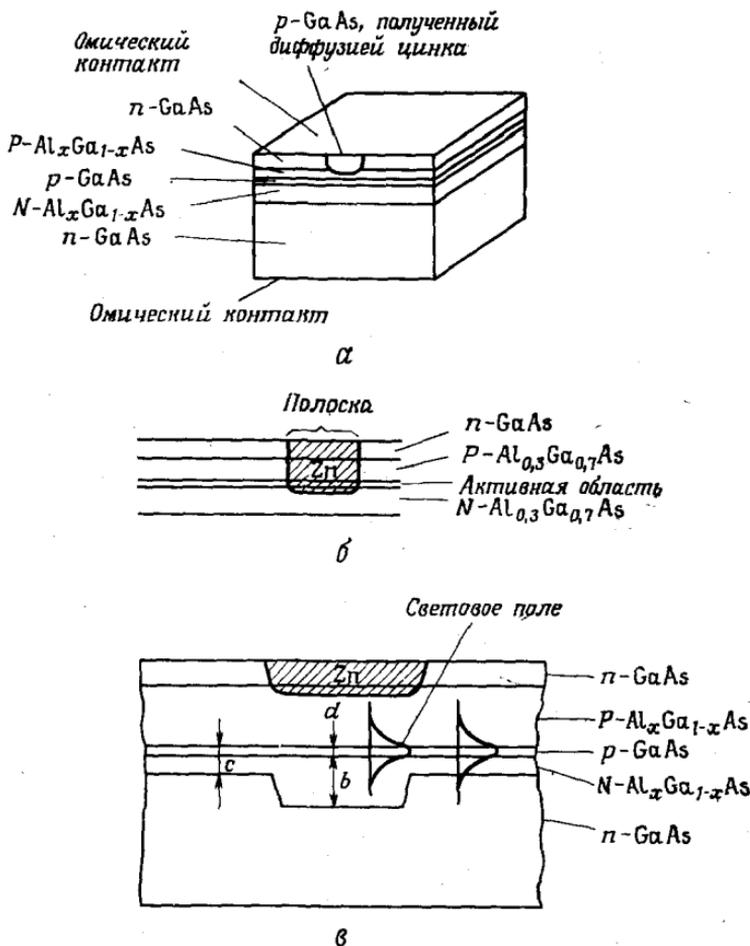


рис. 7.6.3. а — обычный планарный полосковый лазер [103]; б — схематическое изображение сечения планарного полоскового лазера нового типа [112]; в — планарный полосковый лазер с каналом в подложке [114]. Толщина активного слоя $d \approx 0,1$ мкм, $c \approx 0,4$ мкм, $b \approx 1,4$ мкм.

ается планарным лазером с каналом в подложке (channeled substrate planar laser). Детальное исследование этих лазеров проделано Аики и др. [114а].

На рис. 7.6.4, а показана структура, в которой была проведена диффузия Zn. Она называется лазером с полосковой геометрией $p-n$ -перехода (junction-stripe geometry laser) [115]. В этой структуре полоски защищаются пленкой Si_3N_4 , а затем при температуре 650°C проводится диффузия Zn, проходящая по слоям $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Затем пленка Si_3N_4 удаляется и проводится контактная металлизация. Похожим способом достигается ограничение тока в полосковом лазере с поперечным

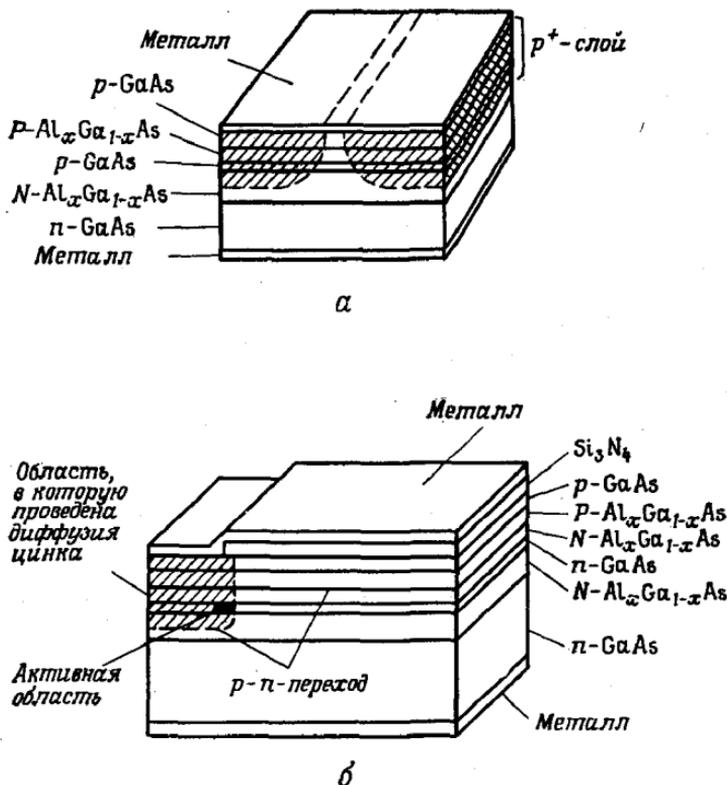


Рис. 7.6.4. *а* — лазер с полосковой геометрией $p-n$ -перехода [115]; *б* — поперечный лазер с поперечным $p-n$ -переходом [116].

$p-n$ -переходом (transverse-junction-stripe geometry laser) [116, 117]. Этот лазер изображен на рис. 7.6.4, *б*. Так как в этом случае инжекция идет из слоя n -GaAs в слой p -GaAs, полученный диффузией Zn, такой прибор, по сути дела, является очень узким гомолазером. Условия, влияющие на токи инжекции в другие слои этого прибора, будут рассматриваться в § 7 настоящей главы.

Мезаполосковые лазеры

Площадь сечения лазера с широким контактом можно также уменьшить, используя лазер мезаполосковой геометрии, который показан на рис. 7.6.5, *а* [118]. Эти лазеры изготавливаются следующим образом. Полоски защищаются фотолитографическим методом и затем производится травление в растворе $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O = 4 : 1 : 1$. В качестве защитной маски используется фосфоросиликатное стекло (ФСС). Травление производится до слоя $N-Al_xGa_{1-x}As$. Затем маска ФСС, использованная для травления, удаляется, снова наносится слой ФСС,

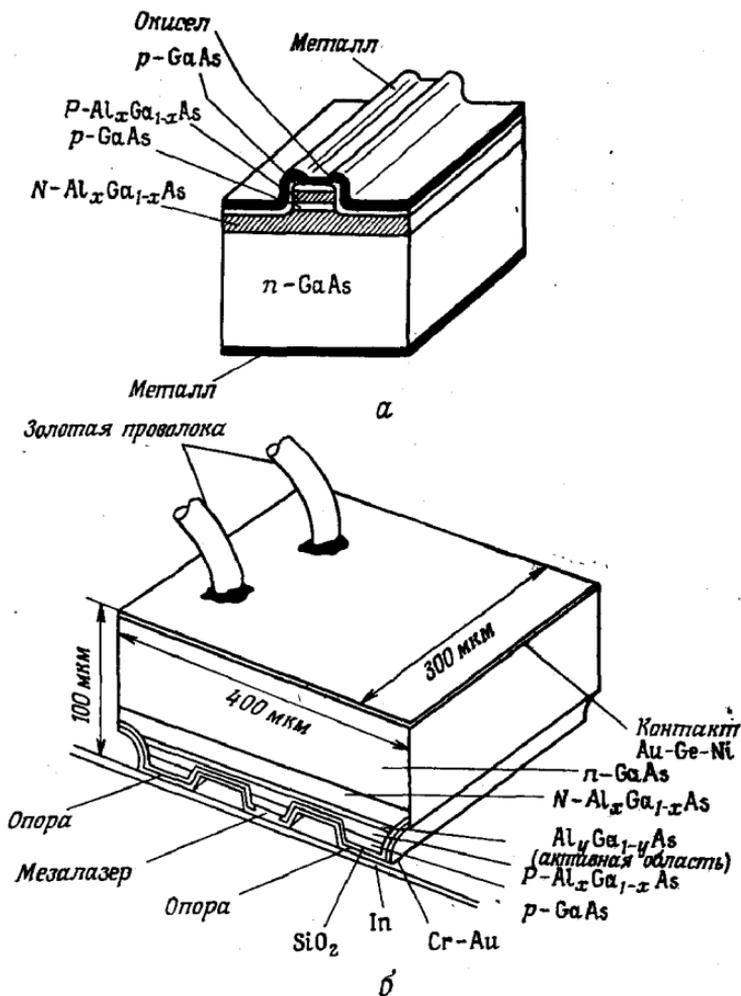


Рис. 7.6.5. *а* — мезополосковый ДГС-лазер [118]. Ширина полоски 10—40 мкм, длина резонатора 200—600 мкм; *б* — мезополосковый лазер, смонтированный на теплоотвод [119].

который теперь вытравливается так, чтобы изолировать пассивные области при металлизации. Как показано на рис. 7.6.5, *б*, для улучшения теплоотвода и механической опоры рядом создаются электрически изолированные мезополоски [119].

Зарощенные мезополосковые лазеры

Как показано на рис. 7.6.6, в зарощенных мезополосковых лазерах (buried-heterostructure laser) активная область полностью окружена слоями $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [120]. Травление мезоструктуры производится на такую глубину, чтобы достигнуть

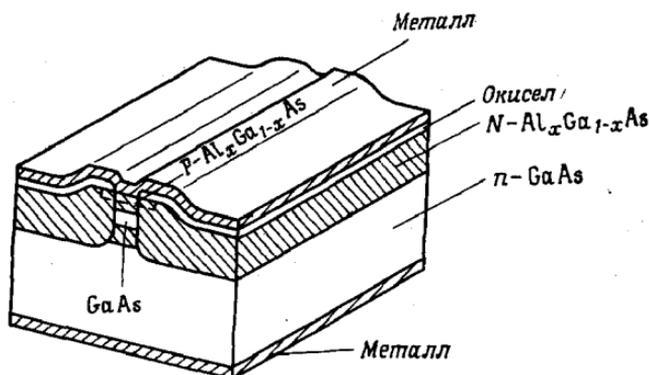


Рис. 7.6.6. Зарощенный мезаполосковый лазер. Активный слой GaAs полностью окружен слоями $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

слоя $n\text{-GaAs}$. Здесь используется травитель $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{CH}_3\text{OH} = 1:1:3$, который с одинаковой скоростью травит GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Форма мезаполосок зависит от их кристаллографической ориентации. Для изготовления мезаполосок было выбрано направление $\langle 011 \rangle$. На поверхностях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x > 0,05$, которые находились на воздухе, очень трудно осуществить наращивание слоев методом ЖФЭ. Однако жидкофазное выращивание на боковых поверхностях травленных мезаполосок, находившихся на воздухе, происходит очень легко. Для ограничения области протекания тока проводится мелкая диффузия Zn. Зарощенные мезаполосковые лазеры характеризуются малым сечением активной области, достигающим 1 мкм^2 . При столь малой активной области были получены очень низкие пороговые токи — до 15 мА — и почти симметричное распределение интенсивности в дальнем поле [120]. Для того чтобы не возникали моды высокого порядка ширина и толщина активного слоя должна быть $\leq 1 \text{ мкм}$.

Зарощенные полосковые лазеры

В зарощенных мезаполосковых лазерах из-за большого изменения показателя преломления в направлении $p-n$ -перехода для получения генерации в основной моде нужно ограничивать ширину полоски до величины меньше 1 мкм . Как показано на рис. 7.6.7, в структуру зарощенного полоскового лазера (strip-buried heterostructure laser) [120a] введен слой $N\text{-Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$, преобразующий каналный волновод зарощенного мезаполоскового лазера в волновод, нагруженный на полоску. Оптическое поле больше не удерживается в узком активном слое $p\text{-GaAs}$, а распространяется в волновод, образованный слабо поглощающим слоем $N\text{-Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$, что приводит к уменьшению эффек-

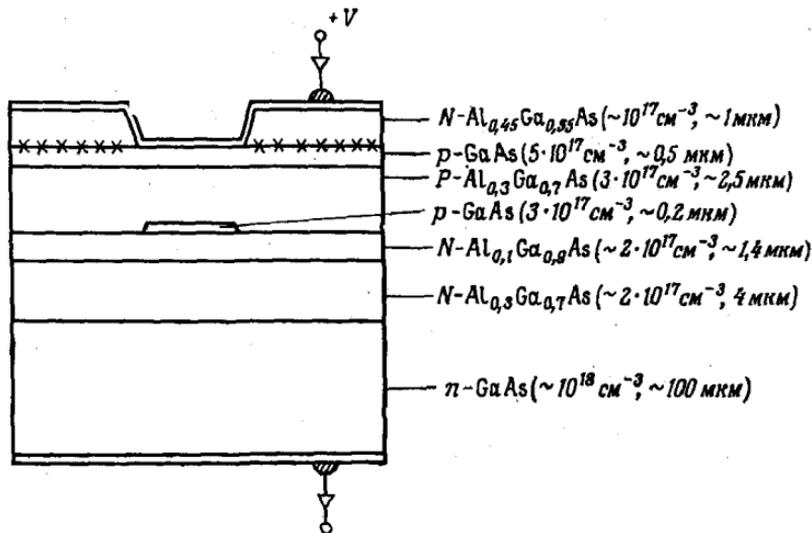


Рис. 7.6.7. Схематическое изображение зарощенного полоскового лазера [120а]. Активная область p -GaAs заключена между слоями P -Al_{0,3}Ga_{0,7}As и N -Al_{0,1}Ga_{0,9}As. Ограничение протекания тока в боковых направлениях обеспечивается встречным p - N -гетеропереходом, отмеченным значками X-X.

тивного показателя преломления в направлении p - n -перехода. Таким образом, в зарощенных полосковых лазерах сохраняется ограничение для носителей в двух направлениях, характерное для зарощенных мезаполосковых лазеров, но при этом свет может растекаться в направлении p - n -перехода за пределы активной области. Ослабление оптического ограничения позволяет получить генерацию в основной моде при ширине полосы, достигающей до 5 мкм, при этом нелинейности ватт-амперной характеристики не наблюдаются. При изучении лазеров, работающих в непрерывном режиме, было также показано, что в них наблюдается генерация в единственной продольной моде и отсутствуют переходные осцилляции [120б]. Растекание света в слой N -Al_{0,1}Ga_{0,9}As позволяет получить к тому же большую импульсную мощность. Подробное описание гетероэпитаксиального выращивания, изготовления приборов и рабочих характеристик дано Цанем и др. [120а].

Полосковые лазеры с изоляцией p - n -переходом

Для того чтобы создать боковое ограничение для тока, Бернэм и др. [121] ввели p - N -переход на границе между подложкой и слоем N -Al_xGa_{1-x}As. Такая структура показана на рис. 7.6.8, а. Полоски на поверхности подложки защищались маской из Si₃N₄, после чего в подложку при 700 °С в течение

10 мин проводилась диффузия Zn. В качестве источника использовался Zn_3As_2 . Затем полоски Si_3N_4 удаляли, и на подложке наращивали гетероэпитаксиальные слои. Другой метод изоляции $p-n$ -переходом был предложен Ито и др. [122]. Как показано на рис. 7.6.8, б, боковое ограничение тока обеспечивается $N-p$ -переходом, созданным при выращивании верхнего слоя $Al_zGa_{1-z}As$ с $0,4 < z < 0,6$, в котором вытравливается полоска для создания контакта к слою $p-GaAs$. Цань и Логан [123] создали структуру, в которой объединены два $p-N$ -перехода, включенных в заперном направлении. Как показано на

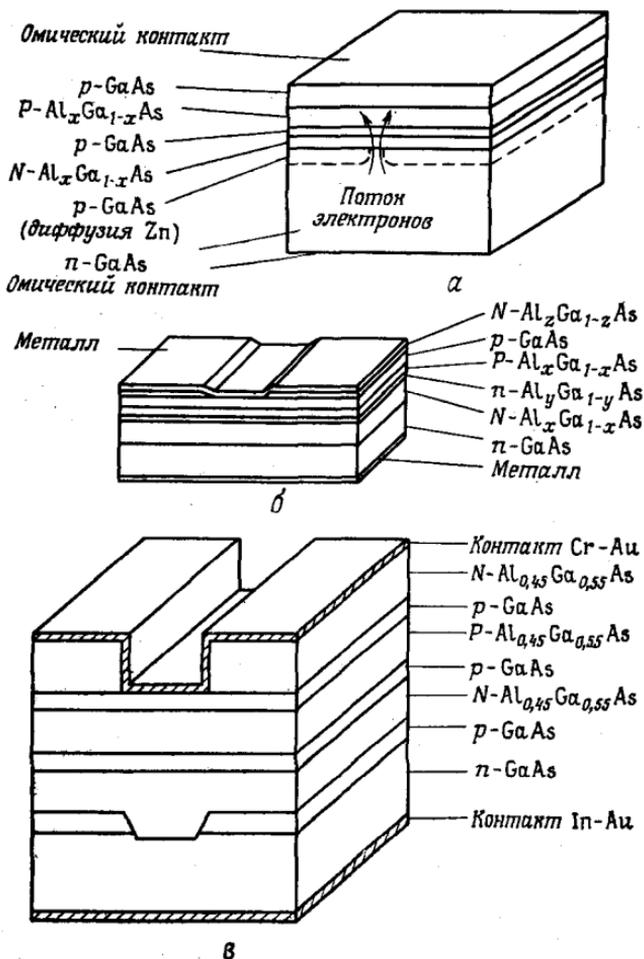
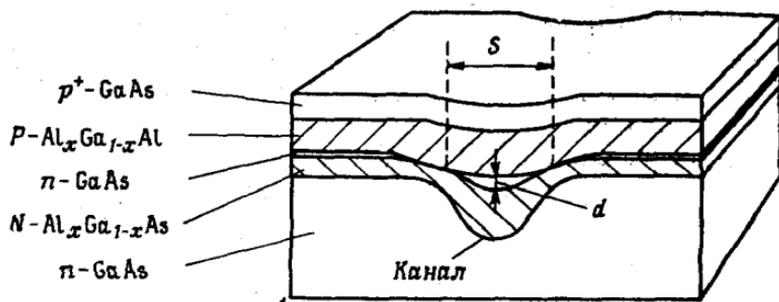
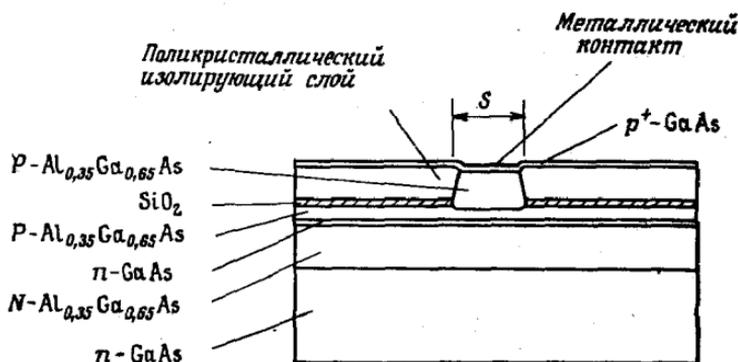


Рис. 7.6.8. Полосковые лазеры с изоляцией $p-n$ -переходом. а — лазер с плоской в подложке (striped-substrate laser) [121]; б — полосковый лазер с изоляцией $p-n$ -гетеропереходом (heteroisolation-stripe laser) [122]; в — лазер с двухсторонним боковым ограничением тока (double-lateral current confinement laser) [123].



а



б

Рис. 7.6.9. а — лазер с каналом в подложке. S — ширина полоски. d — толщина активной области; б — лазер «встроенной» полосковой геометрии (embedded stripe geometry laser), выращенный методом ЭМП [126].

рис. 7.6.8, в, один из p — n -переходов находится у подложки, а другой — у поверхности структуры. В этом случае сначала методом ЖФЭ выращивается слой p -GaAs, в нем протравливается канал, а затем выращиваются гетероэпитаксиальные слои. Было найдено, что лазеры с такой структурой имеют линейные ватт-амперные характеристики [123].

Изоляция p — n -переходом была использована при гетероэпитаксиальном выращивании в каналах, когда активная область GaAs имеет вид полукруга, окруженного $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [124]. Бернэм и Скайфрес назвали свой прибор травленным и зарощенным гетеролазером (etched-buried heterostructure laser) [124]. На рис. 7.6.9, а показан гетеролазер, полученный зарощиванием канала в подложке. Он был создан Керкби и Томпсоном [125]. Активная область в полосках шириной 10 и 20 мкм в сечении имеет вид параболы и сужается до нуля на краях полоски. Она со всех сторон погружена в слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

На рис. 7.6.9, б показан полосковый лазер в котором для ограничения тока служит поликристаллический изолирующий слой [126]. Эта структура выращена методом эпитаксии из молекулярных пучков. В окне, сделанном в плёнке SiO_2 , растёт монокристаллический слой $P\text{-Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$, а на самой плёнке SiO_2 $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ растёт в виде поликристаллического изолирующего слоя.

§ 7. ПОРОГОВЫЙ ТОК ЛАЗЕРОВ ПОЛОСКОВОЙ ГЕОМЕТРИИ

• Растекание тока и боковая диффузия носителей

В лазерах с широким контактом протекание тока имеет одномерный характер, поэтому плотность тока в активной области равна внешнему току, деленному на площадь сечения лазера. В структурах типа лазера с полосковым контактом ток через p - и/или P -слой обусловлен дрейфом основных носителей. Как показано на рис. 7.7.1, при этом происходит растекание носителей в боковых направлениях. Из-за растекания ток в активной области течёт по площади, большей, чем площадь полоскового контакта. В активной области существует обусловленный рекомбинацией диффузионный ток неосновных носителей в боковых направлениях, который также даёт вклад в уширение простран-

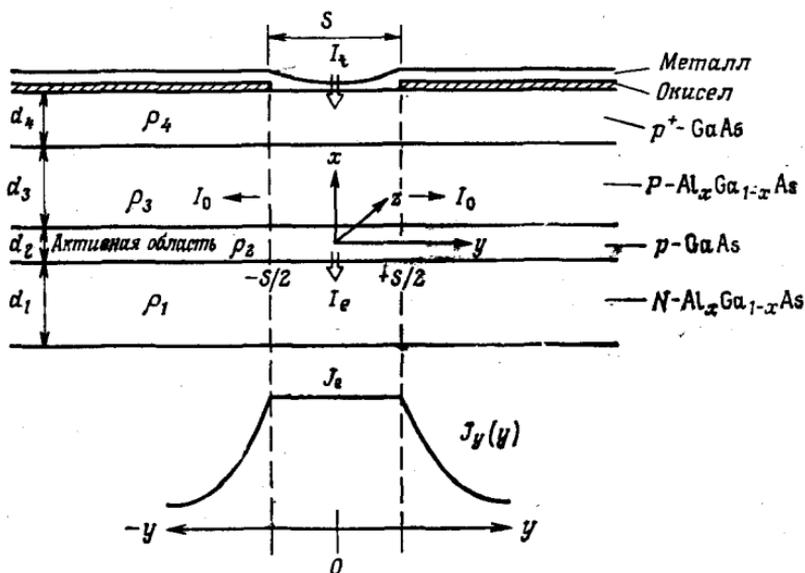


Рис. 7.7.1. Схема растекания тока в лазере с полосковым контактом [103]. I_t — суммарный ток, I_e — ток через активную область под полосковым контактом (плотность тока — J_e), I_0 — ток растекания в боковом направлении. $J_y(y)$ — распределение плотности тока через p — n -переход по оси y .

ственного распределения тока. Эти два эффекта в значительной мере влияют на пороговые свойства и излучательные характеристики полосковых лазеров. В данной части § 7 для совместного описания растекания тока и боковой диффузии носителей выражения, определяющие растекание тока из работы Енезу и др. [103], объединены с моделью Хакки [127] для диффузии носителей в активной области. Для того чтобы получить выражение, описывающее распределение носителей в активной области, нами будет использована предложенная Цанем [128] аппроксимация для растекания тока. Это выражение можно использовать как для лазеров с полосковым контактом, где надо учитывать и растекание тока и боковую диффузию носителей, так и для полосковых лазеров, полученных протонной бомбардировкой, в которых имеет значение только боковая диффузия носителей.

Модель для растекания тока была дана в работах [103, 104, 129—130a]. На рис. 7.7.1 показано, что общий ток I_t равен сумме тока постоянной величины под контактной полоской I_e и тока растекания I_0 , текущего в направлениях $\pm y$:

$$I_t = I_e + 2I_0. \quad (7.7.1)$$

В приложении А работы [103] показано, что плотность тока через $p-n$ -переход при $y > |S/2|$ равна

$$J_y(y) = I_0/l_0L [1 + (|y| - S/2)/l_0]^2, \quad (7.7.2)$$

где

$$l_0 = 2L/\beta\rho_s I_0. \quad (7.7.3)$$

В выражении (7.7.3) β — параметр экспоненты в выражении для тока через $p-n$ -переход, равный q/nkT , L — длина резонатора и ρ_s — приведенное сопротивление слоя, которое задается выражением

$$1/\rho_s = 1/(\rho_4/d_4) + 1/(\rho_3/d_3). \quad (7.7.4)$$

Енезу и др. [103] показали также, что

$$I_e = \beta\rho_s I_0^2/2L^2 = I_0/l_0L \quad (7.7.5)$$

и

$$I_0 = \frac{[1 + (S\beta\rho_s/2L) I_t]^{1/2} - 1}{S\beta\rho_s/2L}. \quad (7.7.6)$$

Используя выражение (7.7.4), можно показать, что величина ρ_s определяется слоем с наименьшим отношением ρ/d ; этот слой оказывает наибольшее влияние на растекание. Как показывают выражения (7.7.2), (7.7.3) и (7.7.6), растекание тока зависит также от величины общего тока, и с его увеличением увеличивается доля тока, идущего под полосковым контактом.

Для того чтобы объединить выражения, описывающие растекание тока и боковую диффузию носителей, в форме, дающей аналитическое решение для профиля концентрации носителей, Цань [128] предположил, что зависимость $J_y(y)$ можно представить в виде экспоненциальной функции, выраженной так, чтобы полный ток в боковом направлении был равен I_0 . При $|y| > S/2$

$$J_y(y) = M \exp[-a(|y| - S/2)]. \quad (7.7.7)$$

Из (7.7.2) получаем значение $J_y(y)$ в точке, соответствующей краю полоски: $I_y(S/2) = I_0/l_0L$, откуда $M = I_0/lL$. Полный ток в боковом направлении будет равен

$$I_0 = \int_0^L \int_{S/2}^{\infty} \frac{I_0}{l_0L} \exp\left[-a\left(|y| - \frac{S}{2}\right)\right] dy dz, \quad (7.7.8)$$

откуда

$$a = 1/l_0. \quad (7.7.9)$$

Таким образом, приближенное выражение для $J_y(y)$ при $|y| \geq S/2$ имеет вид

$$J_y(y) = (I_0/l_0L) \exp[-(|y| - S/2)/l_0]. \quad (7.7.10)$$

Из такого представления зависимости $J_y(y)$ видно, что постоянной спада в экспоненте является величина $1/l_0 = \beta \rho_s I_0 / 2L$, откуда следует, что растекание тока быстро увеличивается при малых значениях ρ_s .

Профиль концентрации носителей при боковой диффузии, можно найти из уравнения непрерывности для электронов (4.5.26). Внутри полоски скорость генерации $g(y)$ равна (J_e/qd) . Для диффузионного тока, заданного выражением (4.3.50), концентрация электронов в активной области p -типа в стационарном случае при $-S/2 < y < S/2$ подчиняется уравнению

$$\frac{d^2n}{dy^2} - \frac{n}{L_n^2} = -\left(\frac{J_e}{qD_n d}\right) \equiv -G, \quad (7.7.11)$$

где L_n — диффузионная длина электронов и D_n — коэффициент диффузии электронов. Время жизни носителей τ_n связано с этими величинами через соотношение $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$. Решение уравнения (7.7.11) записывается в виде

$$n(y) = A \exp(-y/L_n) + B \exp(y/L_n) + GL_n^2. \quad (7.7.12)$$

В симметричном случае $n(-y) = n(y)$, $A = B$ и

$$n(y) = 2A \operatorname{ch}(y/L_n) + GL_n^2. \quad (7.7.13)$$

Вне полоски при $|y| > S/2$, $g(y) = J_y(y)/qd$. С учетом экспоненциального приближения (7.7.10) для $J_y(y)$ решение урав-

нения (7.7.11) запишется в виде

$$n(y) = C \exp\left(\frac{-(|y| - S/2)}{L_n}\right) + \left(\frac{l_0^2 L_n^2}{l_0^2 - L_n^2}\right) \left(\frac{l_0}{q l_0 L D_n d}\right) \exp\left(\frac{-(|y| - S/2)}{l_0}\right). \quad (7.7.14)$$

Константы A из (7.7.13) и C из (7.7.14) определяются из требования непрерывности $n(y)$ и тока в боковом направлении при $|S/2|$. Непрерывность диффузионного тока обеспечивается непрерывностью производной dn/dy при $|S/2|$. Приравнивая выражения для $n(y)$ и dn/dy , полученные из (7.7.13) и (7.7.14) при значении $|y| = S/2$, получаем значения A и C . Для $-S/2 < y < S/2$

$$n(y) = \left(\frac{I_e \tau_n}{q S L d}\right) \left[1 - \operatorname{ch}\left(\frac{y}{L_n}\right) \exp\left(\frac{-S}{2L_n}\right)\right] + \left(\frac{1}{l_0 + L_n}\right) \left(\frac{l_0 \tau_n}{q L d}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{y}{L_n}\right) \exp\left(\frac{-S}{2L_n}\right), \quad (7.7.15)$$

а для $|y| > S/2$

$$n(y) = \left[\frac{I_e \tau_n / q S L d}{1 + \operatorname{cth}(S/2L_n)} - \left(\frac{1}{l_0^2 + L_n^2}\right) \left(\frac{l_0 \tau_n}{q L d}\right) \left(\frac{l_0 + L_n \operatorname{cth}(S/2L_n)}{1 + \operatorname{cth}(S/2L_n)}\right)\right] \times \exp\left[\frac{-(|y| - S/2)}{L_n}\right] + l_0 \left(\frac{1}{l_0^2 - L_n^2}\right) \left(\frac{l_0 \tau_n}{q L d}\right) \times \exp\left[\frac{-(|y| - S/2)}{l_0}\right]. \quad (7.7.16)$$

Выражения (7.7.15) и (7.7.16) можно записать в сокращенном виде, заменяя l_0 на $J_e l_0 L$. Однако в выписанном здесь виде эти выражения подчеркивают тот факт, что для полосковых лазеров, полученных протонной бомбардировкой, ток растекания l_0 приближается к нулю и выражения для $n(y)$ переходят в выражения, полученные Хакки [127] для боковой диффузии без учета растекания. Хакки также рассмотрел случай различных значений L_n для $|y| < S/2$ и $|y| > S/2$, что позволило учесть влияние эффектов, связанных с проникновением протонов в активную область, на величину L_n . В другом предельном случае растекания в отсутствие боковой диффузии выражение для $n(y)$ будет, как и прежде, равно $J_y(y) (\tau_n / q d)$, где $J_y(y)$ дается выражением (7.7.10). Соотношение, связывающее концентрацию носителей и плотность тока, $n = J \tau_n / q d$, будет выведено в (7.7.27).

Эффекты, связанные с растеканием тока и боковой диффузией носителей, иллюстрируются на рис. 7.7.2 и 7.7.3. Для геометрии, показанной на рис. 7.7.1, при $d_4 = 1$ мкм, $\rho_4 =$

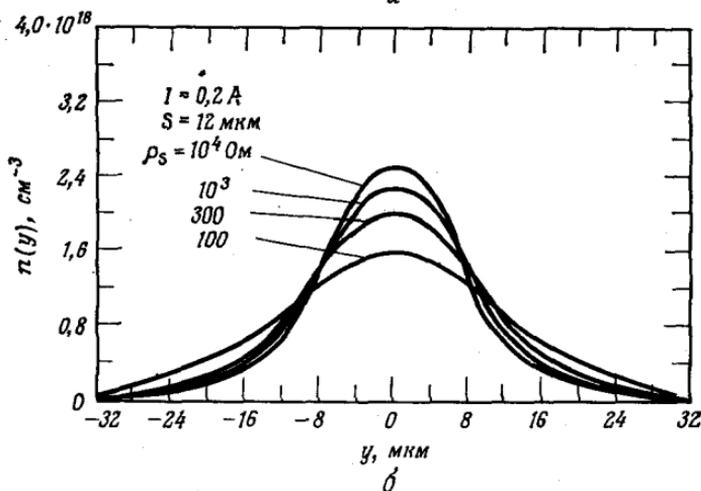
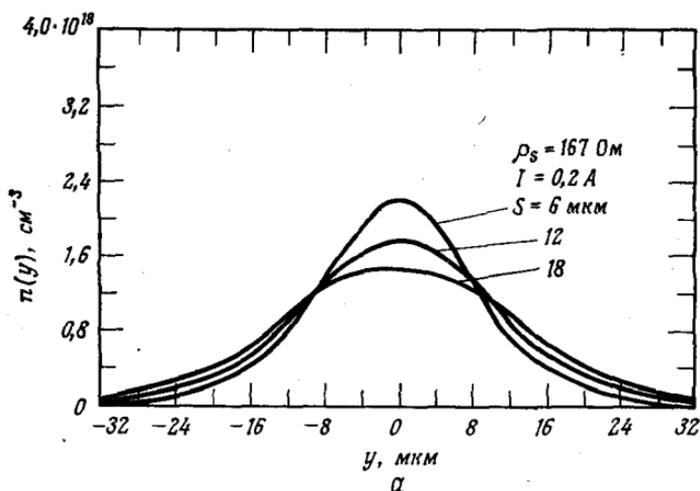


Рис. 7.7.2. Профили концентрации носителей в активной области при условиях, указанных на рисунке. а — при различной ширине полоскового контакта; б — при различных сопротивлениях растекания. Параметры прибора указаны в тексте.

$= 2 \cdot 10^{-2} \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$, $d_3 = 1 \mu\text{m}$ и $\rho_3 = 1 \cdot 10^{-1} \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$ из выражения (7.7.4) следует значение ρ_s , равное 167 Ohm . В следующей части этого параграфа будет показано, что в параметре q/nkT $n \approx 2$. Принято, что толщина активной области равна 0,2 μm , а длина резонатора — 380 μm . На рис. 7.7.2, а показана зависимость $n(y)$ для $I = 0,2 \text{ A}$ при значениях параметров, указанных выше, и $S = 18, 12$ и 6 μm . На рис. 7.7.2, б показана зависимость $n(y)$ при $S = 12 \mu\text{m}$ и $\rho_s = 100, 300, 1 \cdot 10^3$ и $1 \cdot 10^4 \text{ Ohm}$. При значениях $\rho_s \geq 1 \cdot 10^3 \text{ Ohm}$ растекание тока незначительно влияет на про-

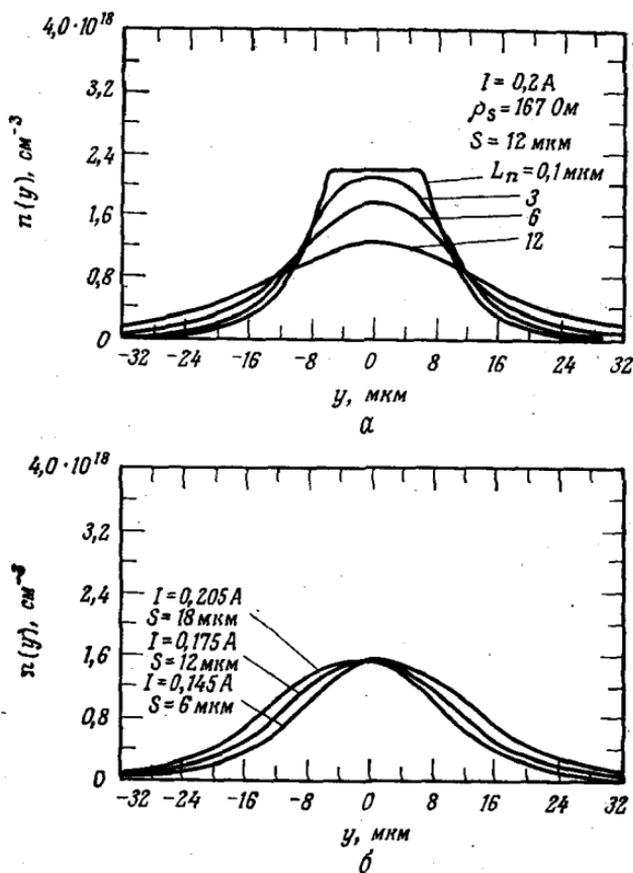


Рис. 7.7.3. Профили концентрации носителей в активной области при условиях, указанных на рисунке. а—при различных диффузионных длинах; б—значения тока, необходимые для поддержания величины $n(0) = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при различной ширине полоски.

филь концентрации носителей. На рис. 7.7.3, а показана зависимость $n(y)$ для различных значений L_n . Значения параметров указаны на рисунке. При $L_n = 0,1 \text{ мкм}$ зависимость $n(y)$ определяется растеканием тока. С увеличением ширины полоски для поддержания постоянной концентрации носителей в точке $y = 0$ необходимо увеличить ток. На рис. 7.7.3, б показана зависимость $n(y)$ для полосок различной ширины S и значений полного тока I , при которых $n(0) = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 7.7.4 показана зависимость пороговой плотности тока от ширины полоски для планарных полосковых ДГС-лазеров на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [103]. Так как в этой структуре ограничение для тока создается в верхнем n -слое, растекание тока происходит только в P -области. Для лазеров, использованных в работе [103], $\rho_3 = 0,2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а $d_3 = 2 \text{ мкм}$, что дает $\rho_s = 10^3 \text{ Ом}$, от-

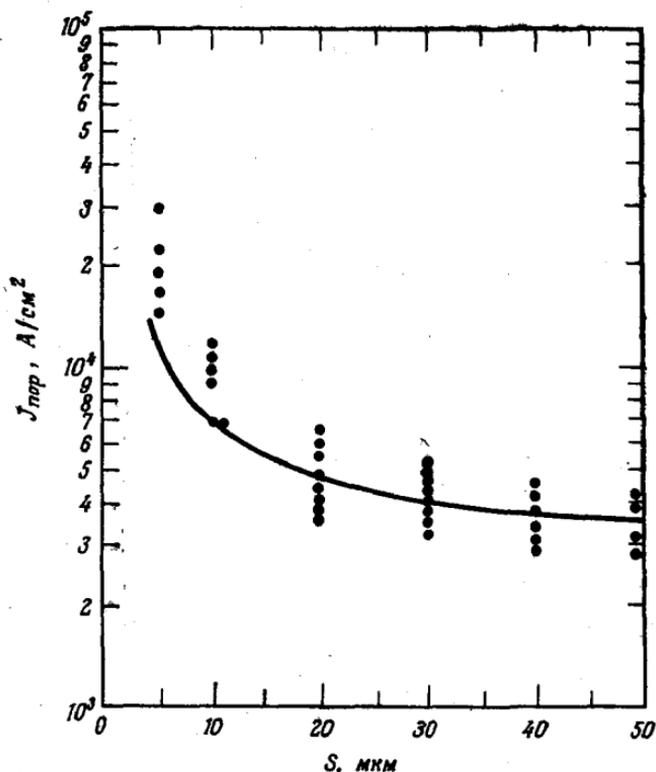


Рис. 7.7.4. Зависимость $J_{\text{пор}}$ от S для планарных полосковых ДГС-лазеров при комнатной температуре. Экспериментальные данные взяты из работы [103]. Сплошная линия построена в соответствии с выражением (7.7.15) и доказывает, что изменение $J_{\text{пор}}$ с S в основном определяется боковой диффузией носителей.

куда следует, что растекание тока будет здесь не очень велико. Сообщалось, что ДГС-лазеры, использованные для рис. 7.7.4, имели толщину активной области около 0,7 мкм и длину резонатора 300 мкм. Пороговая плотность тока для лазеров с широким контактом составила 3,3 кА/см². Используя это значение $J_{\text{пор}}$, можно вычислить $n(0) = J_{\text{пор}}\tau_n/qd$ и из выражения (7.7.15) найти значения тока, необходимые для поддержания этой величины $n(0)$ при изменении S . При расчетах принято, что $L_n = 6$ мкм. Найденные таким образом значения тока при делении на SL дают зависимость $J_{\text{пор}}$ от S . На рис. 7.7.4 она показана сплошной линией. В полосковых лазерах, полученных протонной бомбардировкой, наблюдается примерно такая же зависимость $J_{\text{пор}}$ от S , и при ширине полоски 12 мкм $J_{\text{пор}}$ обычно в два раза больше значения $J_{\text{пор}}$ для схожих во всех других отношениях лазеров с широким контактом. Лэйдэни [130a] исследовал зависимость $J_{\text{пор}}$ от ширины полоски в ДГС-лазерах на GaAs —

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с полосковым контактом. Се и Шэн [1306] распространили исследование зависимости $J_{\text{пор}}$ от ширины полоски на лазеры с ДГС $\text{InP}-\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$. Они исследовали лазеры с полосковым контактом, лазеры, полученные протонной бомбардировкой, и два типа зарощенных мезаполосковых гетероструктур. В исследованных ими ДГС-лазерах самое быстрое возрастание $J_{\text{пор}}$ с уменьшением ширины полоски наблюдалось в лазерах с полосковым контактом, полученным оксидной изоляцией.

Кроме эффектов растекания тока и боковой диффузии носителей в активном слое, на $J_{\text{пор}}$ могут также оказывать влияние оптические потери. Такие потери возникают вследствие поглощения как в активной области, так и в окружающих слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Кроме того, существуют дифракционные потери, возникающие при расплывании поля из активной области в направлениях, параллельном и перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода. Цань [128] рассмотрел относительный вклад растекания тока, боковой диффузии носителей и оптических потерь в зависимость $J_{\text{пор}}$ от ширины полоски. Оказалось, что по сравнению с растеканием тока и боковой диффузией носителей в активной области влияние оптических потерь незначительно, и поэтому обычно ими можно пренебречь [128].

Измерения дифференциальных вольт-амперных характеристик

Дифференциальные методы могут быть очень полезны при исследовании характеристик гетеролазеров. Этот метод рассматривался в ряде работ [131—135]. Им можно провести прямое измерение последовательного сопротивления, экспоненциального параметра вольт-амперной характеристики $\beta = q/nkT$ и порогового тока лазера. Можно также показать, что при появлении генерации напряжение на $p-n$ -переходе насыщается. Выражения, описывающие различные параметры, можно получить при рассмотрении идеального $p-n$ -перехода с последовательным сопротивлением R_s [131, 132, 136]. Вольт-амперная характеристика описывается выражением

$$I = I_s [\exp \beta (V - IR_s) - 1]. \quad (7.7.17)$$

Если пренебречь членом -1 и предположить, что все параметры не зависят от тока, дифференцирование выражения (7.7.17) дает [131, 132, 136]

$$dV/dI = 1/\beta + R_s \quad (7.7.18)$$

$$d^2V/dI^2 = -1/I^2\beta. \quad (7.7.19)$$

Удобнее записать выражения (7.7.18) и (7.7.19) в виде

$$I dV/dI = 1/\beta + IR_s \quad (7.7.20)$$

и

$$I^2 d^2V/dI^2 = -\frac{1}{\beta}. \quad (7.7.21)$$

Поскольку значение β определяется точкой пересечения кривой первой производной с осью ординат, все искомые параметры можно определить по графику $I(dV/dI)$.

В экспериментах по дифференциальным измерениям [131, 133] на задающий ток накладывается синусоидальная модуляция и измеряется напряжение. Напряжение на частоте сигнала соответствует первой производной, а напряжение во второй гармонике — второй производной [131, 133, 134]. Для измерения порога лазера [131] особенно удобна вторая производная, имеющая резкий максимум. На рис. 7.7.5 дан пример кривой $I(dV/dI)$ и ватт-амперной характеристики для полоскового ДГС-лазера, полученного протонной бомбардировкой. На нем также приведены калибровочные кривые для сопротивлений величиной 1 и 4,3 Ом. Точка пересечения оси ординат дает значение $\beta = 15 \text{ В}^{-1}$, а для токов, ниже порогового, на линейном участке $R_s = 1,78 \text{ Ом}$ [133].

На пороге кривая ватт-амперной характеристики испытывает резкий подъем, а функция $I(dV/dI)$ начинает уменьшаться. Это поведение связано с насыщением напряжения на $p-n$ -переходе на пороге генерации [132]. В свое время велась дискуссия относительно того, насыщается ли спонтанное излучение и, следовательно, напряжение на пороге [137, 138]. Большинство измерений показывает, что насыщение существует. В идеальном полу-

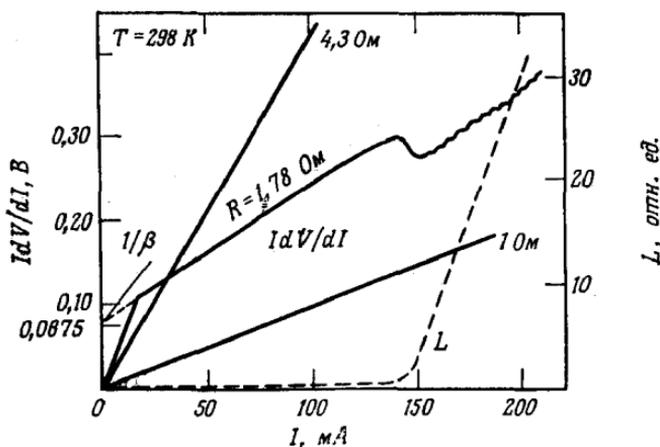


Рис. 7.7.5. График зависимостей $I(dV/dI)$ и выходной мощности L от тока I через лазер [133].

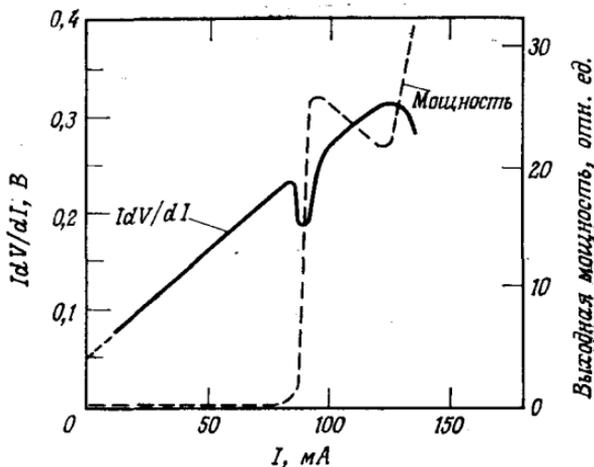


Рис. 7.7.6. Экспериментальные зависимости $I(dV/dI)$ и выходной мощности от тока для полоскового ДГС-лазера, полученного протонной бомбардировкой [132]. Здесь напряжение не насыщается при токах выше порогового. Отметим, что нелинейность ватт-амперной характеристики появляется одновременно с прекращением эффекта насыщения напряжения.

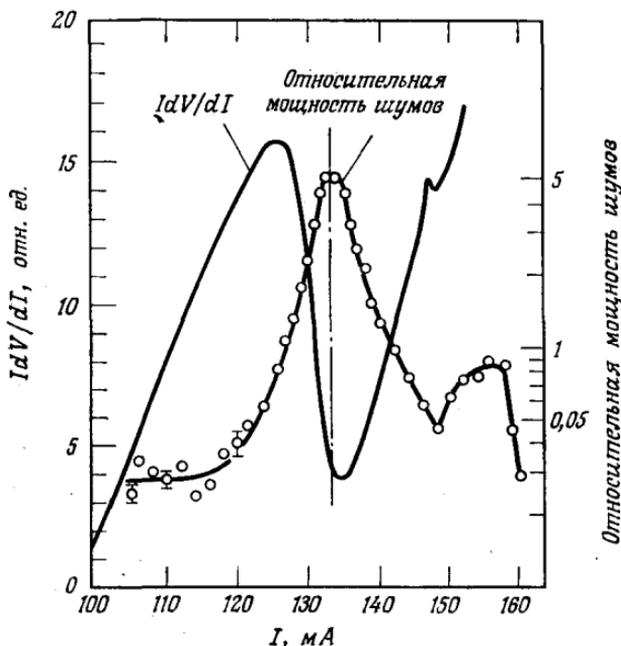


Рис. 7.7.7. Сравнение первой производной напряжения и относительной интенсивности флуктуаций у порога генерации [135]. Измерение интенсивности флуктуаций производилось на частоте 50 МГц в полосе 10 кГц. Отметим, что уменьшение флуктуаций, которое должно наблюдаться при стабилизированной по амплитуде генерации начинается при токе, несколько меньшем, чем тот, при котором достигается относительный минимум кривой первой производной.

проводниковом лазере коэффициент усиления за порогом остается постоянным, так что положение квазиуровней Ферми для электронов и дырок фиксируется. При этом дополнительно инжектированные носители дают вклад в стимулированное излучение. Поскольку напряжение на $p-n$ -переходе связано с расстоянием между квазиуровнями Ферми: $F_n - F_p = qV_j$, соотношение между током и напряжением выше порога запишется как

$$V = IR_s + (V_j)_{\text{пор}}. \quad (7.7.22)$$

Таким образом, при токах выше порогового значение dV/dI становится постоянным и равным последовательному сопротивлению. Резкое падение зависимости $I(dV/dI)$ около порога отражает ее переход от $1/\beta + IR_s$ ниже порога к IR_s выше порога.

Хотя характеристика, показанная на рис. 7.7.5, была названа типичной [133], полное насыщение напряжения в большом интервале изменения тока наблюдается не во всех лазерах. На рис. 7.7.6 дан пример неполного насыщения напряжения. Там же приведена ватт-амперная характеристика, на которой имеется нелинейность в виде излома. Отсутствие насыщения сопровождается нелинейной ватт-амперной характеристикой.

Обычно порог генерации в полупроводниковом лазере определяется по перегибу на ватт-амперной характеристике или при экстраполяции ватт-амперной характеристики к световой мощности, равной нулю, в соответствии с рис. 3.8.10. При вычислении пороговой плотности тока обычно не стремятся получить точное значение $I_{\text{пор}}$, так как трудно измерить площадь сечения лазера с большей точностью, чем 5—10%. Однако, измеряя шумовые флуктуации интенсивности излучения, Паоли [135] удалось связать порог стабильной по амплитуде генерации с первой и второй производными вольт-амперной характеристики. Вблизи $J_{\text{пор}}$ увеличивается вклад стимулированного излучения, и на пороге генерации мощность шума достигает максимального значения. На рис. 7.7.7 зависимость $I(dV/dI)$ от I сравнивается с относительной мощностью шума. Это сравнение показывает, что начало стабилизации возникает при токе несколько выше порогового, когда произойдет полное насыщение напряжения.

Временные задержки

Как уже упоминалось в § 3 настоящей главы, короткая, измеряемая наносекундами, начальная задержка во времени между приложением токового импульса и возникновением стимулированного излучения связана с временем жизни неосновных носителей τ_n или τ_p . Такая короткая начальная временная за-

держка наблюдается во всех гомолазерах и гетеролазерах, а в гетеролазерах она является единственной наблюдаемой задержкой. В этой части § 7 длительность начальной короткой задержки t_d будет связана с τ_n для активной области p -типа. Зная время жизни носителей, можно вычислить концентрацию инжектированных носителей из значения плотности тока. Основные соотношения, описывающие t_d , были получены Коннертом и Ланцей [41] для гомолазеров на GaAs. Эти представления были распространены рядом авторов [139—142] на случай лазеров на гетероструктурах.

Изменение во времени концентрации инжектированных электронов в активной области p -типа описывается уравнением непрерывности, которое в одномерном случае представлено уравнением (4.5.26). В модели временной задержки предполагается, что величина тока по активной области неизменна, так что член di_n/dx равен нулю. Для удобства разделим ток через $p-n$ -переход на площадь и толщину активной области, в результате чего получим постоянную скорость генерации $g(x)$. Предположим, что концентрация инжектированных носителей много больше равновесной концентрации n_0 . Тогда уравнение (4.5.26) примет вид

$$dn/dt = I/qAd - n/\tau, \quad (7.7.23)$$

где τ_n обозначено просто как τ . Аналогичное выражение может быть записано для дырок в активной области n -типа. Решением этого уравнения при $n(0) = 0$ является

$$n(t) = (\tau I/qAd) [1 - \exp(-t/\tau)], \quad (7.7.24)$$

или

$$t = \tau \ln \left[\frac{I}{I - qn(t) Ad/\tau} \right]. \quad (7.7.25)$$

Когда $n(t)$ достигает порогового значения, $n(t) = n_{\text{пор}}$ и

$$I_{\text{пор}} = qn_{\text{пор}} Ad/\tau, \quad (7.7.26)$$

или

$$n_{\text{пор}} = J_{\text{пор}} \tau/qd. \quad (7.7.27)$$

Выражение (7.7.27) часто используется для связи $J_{\text{пор}}$ с концентрацией инжектированных носителей. Так как при $n(t) = n_{\text{пор}}$, $t = t_d$, подстановка (7.7.26) в (7.7.25) дает [41]

$$t_d = \tau \ln [I/(I - I_{\text{пор}})]. \quad (7.7.28)$$

Хуань и Даймент [141] измерили t_d для группы полосковых ДГС-лазеров, полученных протонной бомбардировкой, с концентрацией акцепторов N_A в легированной Ge активной области от $2 \cdot 10^{17}$ до $3 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Их результаты представлены на рис. 7.7.8, откуда видно, что t_d уменьшается с увеличением N_A . Время жизни, полученное из измерений временных задержек,

равно, обычно 3 ± 2 нс. Это время жизни связано с излучательным и безизлучательным временами жизни выражением (3.7.6). Однако как на излучательное, так и на безизлучательное время жизни может влиять высокий уровень инжекции. Намизаки и др. [142] нашли, что τ уменьшается пропорционально $J_{\text{пор}}^{-1/2}$. Внутренний квантовый выход η равен скорости излучательной рекомбинации $R_r = \Delta n / \tau_r$, деленной на полную скорость рекомбинации $R = \Delta n / \tau$, или

$$\eta = \tau_{nr} / (\tau_{nr} + \tau_r). \quad (7.7.29)$$

Поэтому при $\eta \geq 0,5$ $\tau_{nr} \geq \tau_r$.

Зная $J_{\text{пор}}$, d и значение τ , полученное из измерений временных задержек, из выражения (7.7.27) можно определить значения $n_{\text{пор}}$. В обычных случаях $n_{\text{пор}} \approx (2 \pm 0,5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При больших концентрациях электронов условие электронейтральности в соответствии с выражением (3.7.9) приводит к инжекции

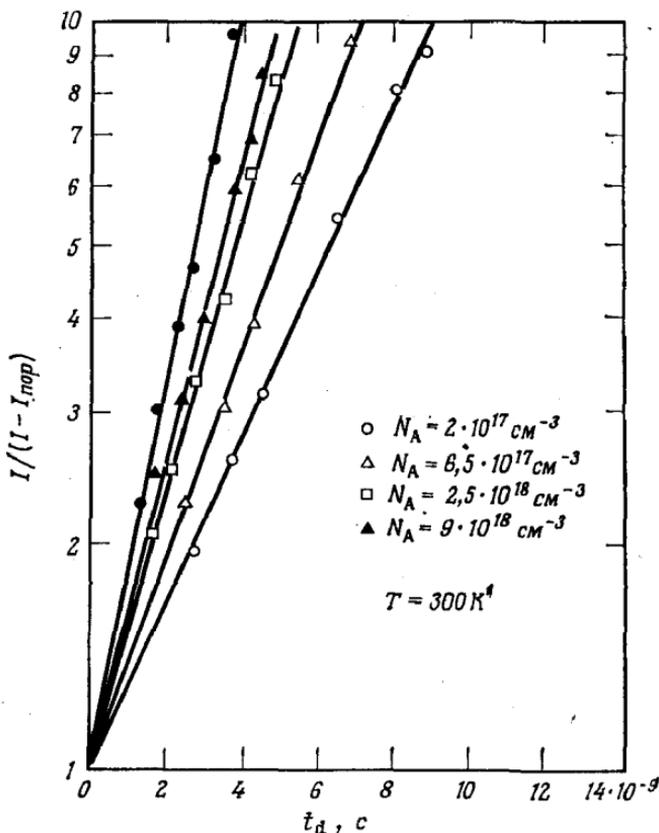


Рис. 7.7.8. Зависимость начальной задержки (задержки «включения») от превышения порогового тока [141]. Концентрация акцепторов (Ge) в активном слое лазеров указана на рисунке. Для прямой, отмеченной сплошными кружками, $N_A = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

дырок. Например, при $(N_A^- - N_D^+) = 2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $n_{\text{пор}} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ p увеличивается от своего равновесного значения $\sim 2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $2,25 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Даймент и др. [139] показали, что временные задержки можно уменьшить, если предварительно подпитывать лазер током, близким к пороговому. Если на лазер дается подпитка $I_0 < I_{\text{пор}}$, то решение уравнения (7.7.23) при начальном условии $n(0) = I_0 \tau / Aqd$ дает [139]

$$t_d = \tau \ln [(I - I_0) / (I - I_{\text{пор}})]. \quad (7.7.30)$$

В их работе при помощи подпитки величина t_d была уменьшена с 5 до 0,7 нс.

Шунтирующий ток в полосковых лазерах с поперечным p - n -переходом

При анализе протекания тока в полосковых лазерах были затронуты вопросы, связанные с боковым ограничением. Однако в лазере с полосковой геометрией p - n -перехода и полосковом лазере с поперечным p - n -переходом, показанных на рис. 7.6.4, важно учитывать шунтирующий ток [117, 143]. Здесь будет рассмотрен только лазер с поперечным p - n -переходом, однако аналогичный расчет можно сделать и для лазера с полосковой геометрией p - n -перехода. Проблема, возникающая при полосковом лазере с поперечным p - n -переходом, заключается в том, каково отношение тока, проходящего через p - n -переход в активной области, к шунтирующему току P - N -перехода, показанного на рис. 7.6.4, б жирной чертой. У такой структуры имеются два свойства, влияющие на шунтирующий ток.

Первое из этих свойств — это отношение плотности тока через p - n -переход к плотности тока через P - N -переход. Из соображений, подобных тем, которые приводились при выводе выражения (4.5.38) для гетероперехода, отношение плотности тока инжекции через p - n -переход i_n к плотности тока инжекции через P - N -переход i_N будет

$$i_n / i_N \approx \exp [\Delta E_g / kT], \quad (7.7.31)$$

где ΔE_g — разность между значениями ширины запрещенной зоны GaAs на p - n -переходе и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на P - N -переходе. Выражение (7.7.31) дано для одинаковых напряжений на обоих переходах. Площадь p - n -перехода равна $d \times L$, а площадь P - N -перехода — $W \times L$. Таким образом, отношение токов $I_n / I_N \approx (d/W) \exp(\Delta E_g / kT)$ отличается от отношения плотностей тока множителем d/W .

Второе свойство, которое ведет к возникновению значительного шунтирующего тока, заключается в разном падении на-

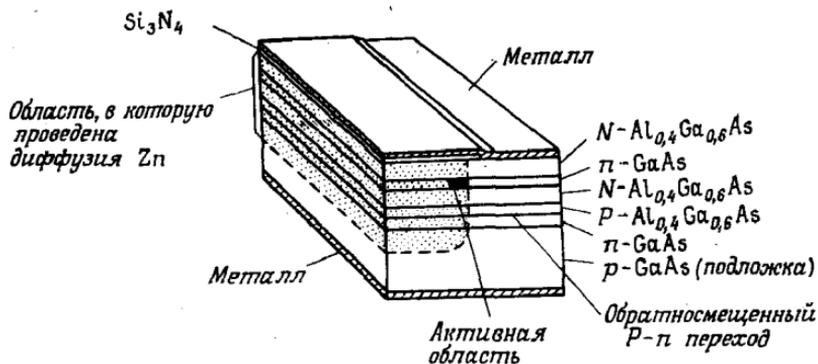


Рис. 7.7.9. Полосковый лазер с поперечным $p-n$ -переходом, в котором для устранения шунтирующих токов введен дополнительный n -слой, в результате чего создается $P-n$ -переход, включенный в заперном направлении [144].

пряжения на $p-n$ - и $P-N$ -переходах. Напряжение на переходе V_j равно приложенному напряжению V за вычетом падения напряжения на последовательном сопротивлении: $V_j = V - I_j R_j$. Из-за того, что p -слой активной области очень тонок, R_j для $p-n$ -перехода намного больше, чем для $P-N$ -перехода, и V_j для $p-n$ -перехода будет меньше, чем для $P-N$ -перехода. Этот эффект еще более уменьшает отношение i_n/i_N . Было экспериментально найдено, что лазер с поперечным $p-n$ -переходом имеет сильную температурную зависимость $J_{\text{пор}}$, которая была отнесена за счет температурной зависимости шунтирующего тока [117].

Сусаки и др. [144] устранили шунтирующее действие $P-N$ -перехода, добавив, как показано на рис. 7.7.9, дополнительный слой n -типа. Смещенный в обратном направлении $P-n$ -переход ликвидирует шунтирующий ток. В такой структуре температурная зависимость $J_{\text{пор}}$ между -40 и 100°C была практически идентична температурной зависимости обычного ДГС-лазера с широким контактом [144]. Пороговые токи в непрерывном режиме при комнатной температуре составляли для этой новой структуры $30-40$ мА. Излучение в единственной продольной и в основной поперечной модах наблюдалось до токов, в два раза превышающих пороговый [144].

§ 8. ТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРОВ ПОЛОСКОВОЙ ГЕОМЕТРИИ

Стационарное тепловое сопротивление

Тепловые свойства прибора определенной конфигурации описываются его средним тепловым сопротивлением $\langle R \rangle$. Тепловое сопротивление активной области определяется как среднее уве-

личение температуры активной области по отношению к теплоотводу, деленное на скорость тепловыделения в активной области. Таким образом, определяя температуру активной области, величина $\langle R \rangle$ влияет на работу прибора. Увеличение температуры влечет за собой увеличение $J_{\text{пор}}$ вследствие принципиальной зависимости порога от температуры, обсуждавшейся в § 4 настоящей главы. Как будет показано в гл. 8, увеличение температуры также приводит к уменьшению срока службы прибора.

Джойс и Диксон [145] рассмотрели задачу однородного выделения тепла источником в виде плоской полосы, находящимся в прямоугольной слоистой структуре. На рис. 7.8.1 схематически показан полосковый ДГС-лазер, соединенный с теплоотводом. Там же даны номинальные параметры слоев. Тепловой поток, показанный штриховыми линиями, является двумерным в плоскости $x - y$. Он зависит от ширины полосы S , длины резонатора L , а также от толщины t и теплопроводности σ каждого слоя. Теплопроводность материала зависит от состава. На рис. 7.8.2 приведена зависимость удельного теплового сопротивления $\rho = 1/\sigma$ от состава $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [146]. Данные по теплопроводности некоторых других бинарных соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ и тройных твердых растворов обобщены Мэйкоком [147].

Распределение температуры в активном слое $T(x, y)$ можно получить, решая уравнение Лапласа [145, 148]. Тепловое сопротивление по полоске равно

$$R(y) = T_1(0, y)/P, \quad (7.8.1)$$

где P — скорость тепловыведения, а $T_1(0, y)$ — температура вдоль полоски. Как показано в [145], для определения $T_1(0, y)$ и, следовательно, $R(y)$ требуется провести суммирование ряда. Здесь будут обсуждаться только численные примеры. В соответствии с рассуждениями Енезу и др. [149] скорость тепловыведения равна произведению тока через прибор на приложенное напряжение за вычетом излучаемой оптической мощности. Внешний квантовый выход на пороге равен $\sim 5\%$, и излучаемой оптической мощностью можно пренебречь. При $J > J_{\text{пор}}$ коэффициент полезного действия может быть равен $\sim 20\text{--}40\%$, и в этом случае излучаемую мощность нужно принимать во внимание. При экспериментальных значениях внутреннего выхода, равных $\sim 0,6\text{--}0,9$, эффективность преобразования тока в стимулированное излучение высока. Трудно определить, где это излучение поглощается и как это влияет на температуру прибора. Эти неопределенности не влияют на величину $\langle R \rangle$, но они могут повлиять на величину T , рассчитываемую по произведению $\langle R \rangle P$.

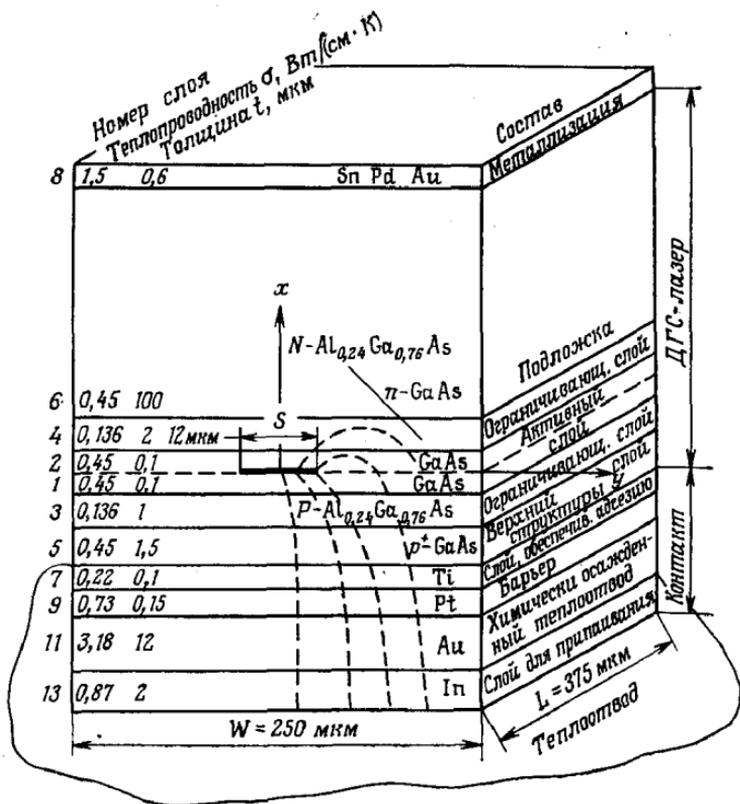


Рис. 7.8.1. Размеры и значения теплопроводности слоев полоскового ДГС-лазера, необходимые для расчета теплового сопротивления [145].

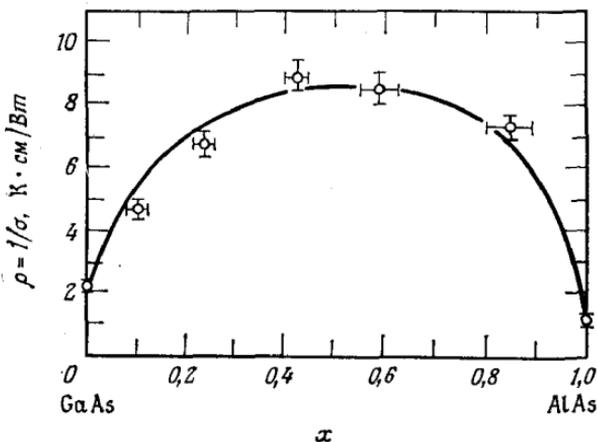


Рис. 7.8.2. Удельное тепловое сопротивление $Al_xGa_{1-x}As$ в зависимости от мольной доли AlAs [146].

Среднее тепловое сопротивление $\langle R \rangle$ равно

$$\langle R \rangle = \frac{1}{S} \int_{-S/2}^{S/2} R(y) dy. \quad (7.8.2)$$

На рис. 7.8.1 источник тепла помещен по вертикали в центре активной области. Такое приближение для однородного вертикального распределения в активной области оказывает пренебрежимо малое влияние на результаты расчетов. При размерах слоев и величинах теплопроводности, указанных на рис. 7.8.1 [145], тепловое сопротивление в активной области

$$\langle R \rangle = 20,6 \text{ К/Вт}. \quad (7.8.3)$$

Работа при 0,2 А и 1,6 В приводит к среднему увеличению температуры $\Delta T = 0,2 \cdot 1,6 \cdot 20,6 = 6,6 \text{ К}$.

Джойс и Диксон [145] рассчитали также, какое влияние оказывает изменение в два раза некоторых размеров, номинальная величина которых указана на рис. 7.8.1. Их результаты показаны на рис. 7.8.3. В выражении, определяющем увеличение температуры $\Delta T = \langle R \rangle IV$, ток через диод при постоянной плотности тока будет изменяться прямо пропорционально L , а $\langle R \rangle$, как показано на рисунке, будет изменяться обратно пропорционально L . На рисунке также показано, что удвоение S до 24 мкм уменьшает $\langle R \rangle$ с 20,6 до 12,7 К/Вт, а уменьшение S в два раза — до 6 мкм — увеличивает $\langle R \rangle$ до 31,9 К/Вт. При $S = 4$ мкм $\langle R \rangle = 39,8$ К/Вт; при $S = 3$ мкм $\langle R \rangle = 45,9$ К/Вт и при $S = 2$ мкм $\langle R \rangle = 54,4$ К/Вт. Как показано на рис. 7.7.4, $J_{\text{пор}}$ также увеличивается с уменьшением ширины полоски. Однако произведение $\langle R \rangle / J_{\text{пор}} \cdot S \cdot L$ слабо меняется с S до тех пор, пока $J_{\text{пор}}$ не станет очень большим при $S < 10$ мкм.

Уменьшение в два раза толщины слоя $P\text{-Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$ (слой 3) уменьшает $\langle R \rangle$ на 3,9 К/Вт, а увеличение в два раза увеличивает $\langle R \rangle$ на 6,1 К/Вт. Удаление слоя $p^+\text{-GaAs}$ (слой 5) уменьшает $\langle R \rangle$ на 3,2 К/Вт. Изменение в два раза любого другого размера приводит к изменениям $\langle R \rangle$, меньшим $\pm 1,2$ К/Вт. Предполагалось, что введение «слоя растекания тепла» (слой 11) приведет к уменьшению теплового сопротивления слоя In. Уменьшение должно было произойти вследствие того, что тепло сначала растекается по большой площади в слое Au, имеющем большую теплопроводность, а затем уже достигает слоя In с меньшей теплопроводностью. Результаты расчетов показывают, что введение слоя Au для улучшения тепловых характеристик не является необходимым. Также было показано, что около 40% перепада температур между центром активной области и теплоотводом приходится на активную область.

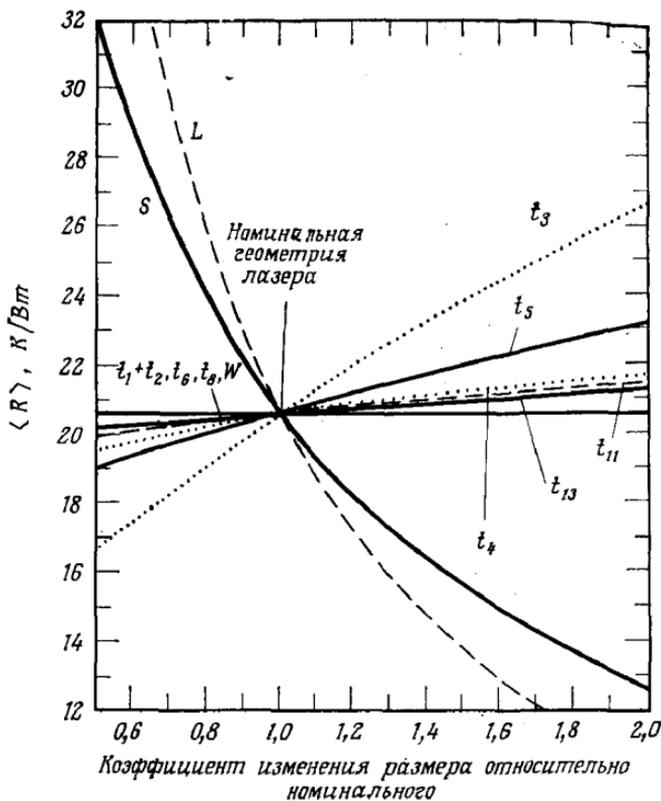


Рис. 7.8.3. Зависимость теплового сопротивления ДГС-лазера полосковой геометрии (рис. 7.8.1) от изменения в два раза характерных размеров [145].

Так как теплопроводность алмаза типа II [104, 150] равна 20 Вт/см·К по сравнению с 4,0 Вт/см·К для чистой меди [151], может показаться, что полезно использовать теплоотвод из алмаза. Однако показано, что алмаз, укрепленный на медном штифте, дает дополнительно 7,3 К/Вт в значение $\langle R \rangle$, а медный теплоотвод — 10,1 К/Вт. Если взять два лазера такого типа, как изображен на рис. 7.8.1, один из которых смонтирован на алмазном теплоотводе, а другой на медном, то при мощности 0,25 Вт температура активной области этих лазеров будет отличаться всего на 1 К. Это показывает, что применение алмаза вряд ли оправдано. Енезу и др. [149] исследовали также монтаж на теплоотводе из кремния, который ближе к GaAs по коэффициенту теплового расширения. С кремниевым теплоотводом можно использовать «твердые» методы соединения, применяя материалы с большей, чем у «мягкого» индия, температурой плавления, не внося при соединении излишних напряжений [149]. Однако по сравнению с медным теплоотводом тепловое сопротивление в этом случае увеличивается.

Также рассматривался монтаж, при котором $p-n$ -переход расположен сверху, а на теплоотводе находится подложка [145]. В этом случае тепловое сопротивление увеличивается с 20,6 до 82,9 К/Вт. Тепловое сопротивление в основном определяется подложкой, а толщина гетероэпитаксиальных слоев имеет малое значение. В этом случае полезен «слой растекания тепла» (слой 11), и при толщине этого слоя 12 мкм $\langle R \rangle = 49,6$ К/Вт для лазера с рис. 7.8.1.

Расчет, основанный на модели одномерного теплового потока, направленного вниз от полоски, дает $\langle R \rangle = 39,2$ К/Вт по сравнению с 20,6 К/Вт для двумерного теплового потока. Для лазера с широким контактом при тех же параметрах слоев и ширине 250 мкм $\langle R \rangle = 39,2(12/250) = 1,9$ К/Вт. Однако в этом случае ток гораздо больше. Численные примеры показывают, что ожидается почти одинаковое среднее увеличение температуры активной области в ДГС-лазере с широким контактом и лазере полосковой геометрии. Из рис. 7.7.4 видно, что при $S = 10$ мкм $J_{\text{пор}} = 8$ кА/см² и при $S = 50$ мкм $J_{\text{пор}} = 4$ кА/см². В полосковом лазере

$$\Delta T = 20,6 \cdot 8 \cdot 10^3 \cdot 10 \cdot 10^{-4} \cdot 380 \cdot 10^{-4} \cdot 1,6 = 10,0 \text{ К,}$$

а в лазере с широким контактом при значении $J_{\text{пор}}$ для $S = 250$ мкм, таком же, как и для $S = 50$ мкм,

$$\Delta T = 1,9 \cdot 4 \cdot 10^3 \cdot 250 \cdot 10^{-4} \cdot 380 \cdot 10^{-4} \cdot 1,6 = 11,6 \text{ К.}$$

За дальнейшим обсуждением и примерами стационарного теплового сопротивления ДГС-лазеров полосковой геометрии советуем обратиться к работе [145]. Следует отметить, что тепловые свойства других лазеров полосковой геометрии, представленных в § 6 этой главы, могут отличаться от свойств рассмотренного здесь полоскового лазера, полученного протонной бомбардировкой.

Паоли [152] измерял тепловое сопротивление полосковых ДГС-лазеров путем определения точной длины волны отдельной продольной моды резонатора. Такой метод измерения основан на температурной зависимости показателя преломления (2.3.1). В этом методе измерялось уменьшение температуры теплоотвода, необходимое для удержания отдельной моды резонатора на заранее выбранной длине волны при изменении отношения длительности к периоду следования импульсов от близкого к 0 до 1. Значение тока в импульсе оставалось постоянным. Для двух полосковых ДГС-лазеров с шириной полоски 13 мкм, смонтированных p -стороной вниз на медном теплоотводе, были получены значения $\langle R \rangle$, равные 22 и 58 К/Вт. Эти экспериментальные данные невозможно непосредственно сравнивать со значением $\langle R \rangle$ для структуры рис. 7.8.1, равным 20,6 К/Вт, так как

для использованных в эксперименте лазеров не были указаны толщины и состав слоев. Интересно, однако, заметить, что меньшее экспериментальное значение $\langle R \rangle$ близко к расчетной величине.

Кобаяси и Иване [152a] распространили численный анализ тепловых свойств ДГС-лазеров на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на трехмерный случай. Этот анализ позволил исследовать влияние пустот, образовавшихся в припое, соединяющем лазер с теплоотводом, на распределение температуры в активной области. Они нашли, что, для того чтобы локальный нагрев не превышал общее увеличение температуры более чем на 10%, размеры пустот должны быть менее $4 \text{ мкм} \times 4 \text{ мкм}$. Локальный перегрев на пустотах в припое, возможно, объясняет, почему при первых попытках получить непрерывный режим, он легче получался на полосковых лазерах, а не на лазерах с широким контактом. В лазерах с широким контактом увеличивается вероятность образования значительных пустот в припое. Кобаяси и Иване [152a] также привели экспериментальные распределения температуры по полосковой активной области и предположили, что однородное распределение температуры имеет значение для получения большого срока службы.

Переходные распределения температуры

Существуют два разных масштаба времени, которые следует различать при рассмотрении тепловых эффектов в гетеролазерах [153]. Стационарное распределение устанавливается только по прошествии времени в несколько секунд или более, в то время как температурные градиенты в непосредственной близости от активной области устанавливаются за гораздо меньший промежуток времени после приложенного импульса тока. Джойс исследовал величину и время нарастания температурных градиентов [153].

Из его анализа переходных распределений температуры было сделано несколько интересных выводов [153]. Быстрое образование локальных температурных градиентов почти полностью определяется тепловыми свойствами слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, примыкающих к активному слою. Несмотря на это, в стационарном случае на увеличение температуры влияют другие эпитаксиальные слои, металлизация и вид монтажа. К тому же эффекты, связанные с тепловыми градиентами остаются малыми в течение 10 нс. Как показано в § 7 этой главы, эффекты, связанные со временем жизни носителей, имеют времена отклика, меньшие 5 нс. Такая разница во временном масштабе может быть полезной для проведения различия между электрическими и тепловыми эффектами.

§ 9. ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ

Методика измерения

В предыдущих частях этой главы экспериментальные данные по плотности порогового тока сравнивались со значениями, выведенными из рассчитанного коэффициента усиления. Имеет смысл обсудить также измеренные вблизи порога значения коэффициента усиления. Очень простой и полезный метод измерения коэффициента усиления в полосковых лазерах был продемонстрирован Хакки и Паоли [154, 155]. Здесь будут выведены количественные выражения, необходимые для интерпретации экспериментальных данных. Экспериментальный метод измерения коэффициента усиления основан на измерении отношения между максимумами и минимумами резонансов Фабри — Перо спонтанного излучения [154, 155]. Экспериментальные результаты, основанные на этом методе, будут показаны далее в этом параграфе.

Как было показано на рис. 3.8.1, при отражении между двумя параллельными, частично отражающими зеркалами (плоский резонатор) амплитуда выходящей волны для интерференции со взаимным усилением \mathcal{E}_i^+ дается выражением (3.8.3)

$$\mathcal{E}_i^+ = \mathcal{E}_i \left[\frac{t_1 t_2 \exp(-\Gamma L)}{1 - r_1 r_2 \exp(-2\Gamma L)} \right]. \quad (7.9.1)$$

Для интерференции с взаимным гашением

$$\mathcal{E}_i^- = t_1 t_2 \mathcal{E}_i \exp(-\Gamma L) [1 - r_1 r_2 \exp(-2\Gamma L) + r_1^2 r_2^2 \exp(-4\Gamma L) - \dots], \quad (7.9.2)$$

или

$$\mathcal{E}_i^- = \mathcal{E}_i \left[\frac{t_1 t_2 \exp(-\Gamma L)}{1 + r_1 r_2 \exp(-2\Gamma L)} \right]. \quad (7.9.3)$$

Отношение максимальной и минимальной напряженностей поля дает

$$\frac{\mathcal{E}_i^+ - \mathcal{E}_i^-}{\mathcal{E}_i^+ + \mathcal{E}_i^-} = r_1 r_2 \exp(-2\Gamma L). \quad (7.9.4)$$

В выражении (2.2.54) комплексная постоянная распространения $\Gamma = j(\bar{n} - j\bar{k})k_0$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ и $\bar{k} = \alpha\lambda_0/4\pi$. Отсюда

$$\Gamma = j(2\pi\bar{n}/\lambda_0) + \alpha/2. \quad (7.9.5)$$

Используя выражение (7.9.5) для Γ и выделяя модуль выражения (7.9.4), получаем

$$\frac{|\mathcal{E}_i^+| - |\mathcal{E}_i^-|}{|\mathcal{E}_i^+| + |\mathcal{E}_i^-|} = r_1 r_2 \exp(-\alpha). \quad (7.9.6)$$

В эксперименте измеряются интенсивности $P = |\mathcal{E}_i|^2$, поэтому измерение интенсивностей соседних максимумов и минимумов может быть использовано для определения α из выражения (7.9.6). Заменяя $|\mathcal{E}_i^+|$ на $|P_i^+|^{1/2}$ и $|\mathcal{E}_i^{1/2}|$ на $|P_i^-|^{1/2}$ и выражая коэффициенты отражения r для амплитуды волны через коэффициенты отражения для интенсивности $R = r^2$, получаем

$$-\alpha = (g - \alpha_i) \Gamma = \frac{1}{L} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) + \ln \left[\frac{(P_i^+)^{1/2} - (P_i^-)^{1/2}}{(P_i^+)^{1/2} + (P_i^-)^{1/2}} \right] \right\}. \quad (7.9.7)$$

В выражении (7.9.7) коэффициент поглощения записан в виде разности между всеми потерями α_i и коэффициентом усиления g . С учетом того, что только часть оптической моды распространяется внутри активной области, суммарный коэффициент усиления умножен на параметр оптического ограничения Γ . Отметим, что символ Γ был использован в выражениях (7.9.1) — (7.9.5) для обозначения комплексной постоянной распространения. Значения параметра оптического ограничения были даны в гл. 2. Таким образом, выражение (7.9.7) дает возможность получить коэффициент усиления из экспериментальных измерений.

Экспериментальные результаты

Как показано на рис. 7.9.1, экспериментальная методика требует измерения P_i^+ и P_i^- в спонтанном излучении. Соседние максимумы P_i^+ и минимумы P_i^- можно измерить как функцию тока при помощи дифракционного спектрометра. Этот метод иллюстрируется вставками на рис. 7.9.1 с растянутой шкалой длин волн. В данном случае межмодовое расстояние было равно 2,5 Å. За порогом резонансы спонтанного излучения в модах резонатора все еще могут наблюдаться на длинах волн, далеких от более интенсивного лазерного излучения. Должны быть тщательно отобраны такие лазеры, у которых в значительном интервале токов за порогом наблюдается однородная и стабильная генерация в плоскости $p-n$ -перехода.

Результаты измерений коэффициента усиления, проделанных Хакки и Паоли [155], показаны на рис. 7.9.2. В измерениях использовался ДГС-лазер на GaAs—Al_{0,36}Ga_{0,64}As с активной областью p -типа толщиной 0,25 мкм, легированной Ge до концентрации $p_0 \approx 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Боковое токовое ограничение было создано протонной бомбардировкой, в результате которой $S \approx 10$ мкм. Длина резонатора 380 мкм. Лазер соединялся с теплоотводом для работы в непрерывном режиме. Для проведе-

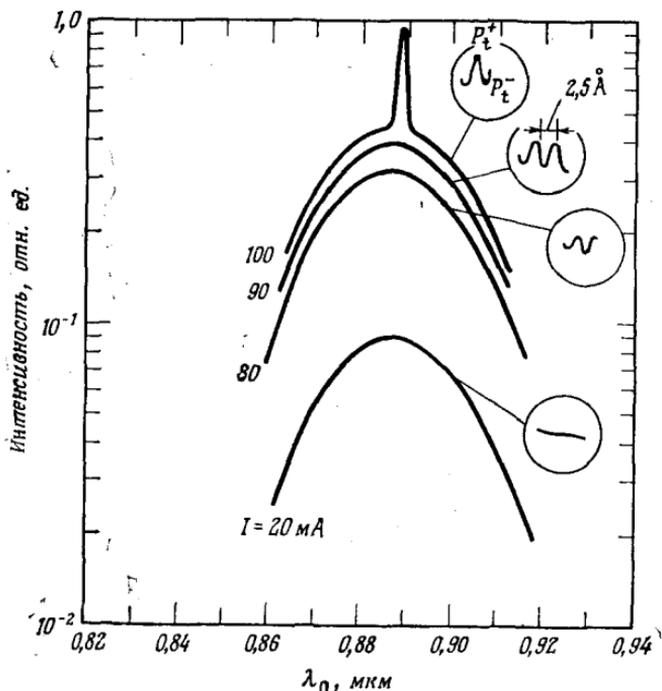


Рис. 7.9.1. Схематическое изображение спектров излучения и резонансов Фабри — Перо в спонтанном излучении. Максимум P_t^+ и минимум P_t^- используются в выражении (7.9.7) для расчета коэффициента усиления. На вставках шкала длин волн растянута, что позволяет показать моды резонатора.

ния непрерывных измерений между 0,9 и 0,865 мкм использовалась система сбора данных. Чтобы построить зависимость $(g - \alpha_i)$, в выражении (7.9.7) использовалось значение $\Gamma = 0,76$. Измерялись ТЕ- и ТМ-поляризации.

С увеличением тока коэффициент усиления на фиксированной длине волны увеличивается линейно. Длина волны максимального коэффициента усиления уменьшается (энергия фотона увеличивается) с увеличением тока. Коэффициент усиления насыщается на пороге. На рис. 7.9.3 приведена зависимость коэффициента усиления от тока на определенных длинах волн, лежащих в коротковолновой области относительно длины волны генерации, равной 0,876 мкм. На рис. 7.9.4 приведены аналогичные кривые для длин волн, лежащих в длинноволновой области относительно длины волны генерации. Из этих рисунков видно, что коэффициент усиления для ТЕ-поляризации испытывает насыщение за $J_{\text{пор}}$ только на длинах волн, близких к длине волны генерации, а в коротковолновой области несколько увеличивается. Дальнейшее обсуждение спектров коэффициента усиления дано в работе [155].

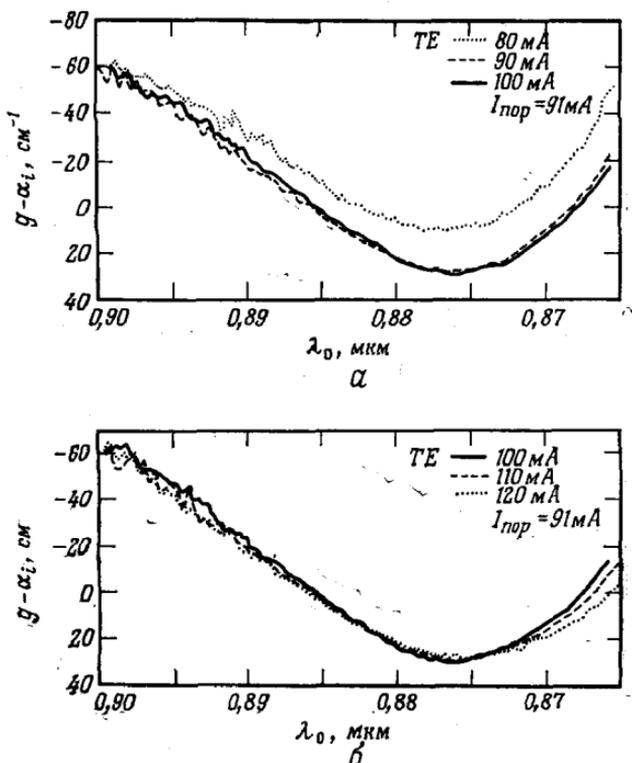


Рис. 7.9.2. Спектр усиления ТЕ-поляризации полоскового ДГС-лазера на GaAs -- Al_{0,36}Ga_{0,64}As при токах от 80 до 120 мА. Пороговый ток равен 91 мА [155].

Было найдено [155], что экспериментальная зависимость коэффициента усиления от тока вблизи длины волны генерации для $d = 1$ мкм может быть представлена в виде

$$g = 5,45 \cdot 10^{-2} (J_{\text{ном}} - 4 \cdot 10^3). \quad (7.9.8)$$

В рассчитанной Стерном [60] зависимости $g_{\text{макс}}$, которая была дана выражением (7.4.6), множитель перед скобками равен $5,0 \cdot 10^{-2}$, а нулевое смещение тока равно $4,5 \cdot 10^3$. Весьма замечателен тот факт, что экспериментальные и расчетные значения совпадают с точностью до $\sim 10\%$. Более подробно экспериментальные и теоретические данные сравниваются в работе [60].

§ 10. ВОЛНОВОДНЫЙ ЭФФЕКТ, СВЯЗАННЫЙ С УСИЛЕНИЕМ, В ПОЛОСКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Вводные замечания

Первые исследования излучательных свойств полосковых лазеров показали, что модовая структура в направлении $p-n$

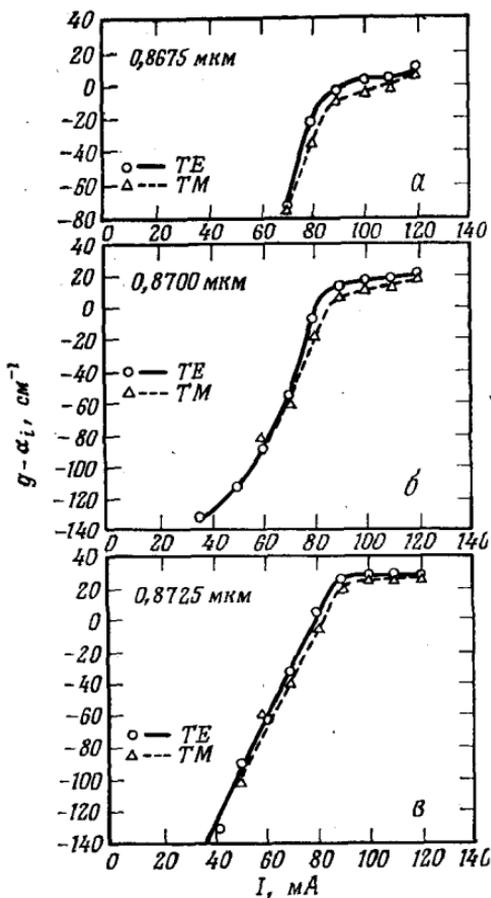


Рис. 7.9.3. Зависимость коэффициента усиления от тока в полосковом ДГС-лазере на $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ для длин волн от 0,8675 до 0,8725 мкм [155]. Центр полосы генерации лежит около 0,8760 мкм.

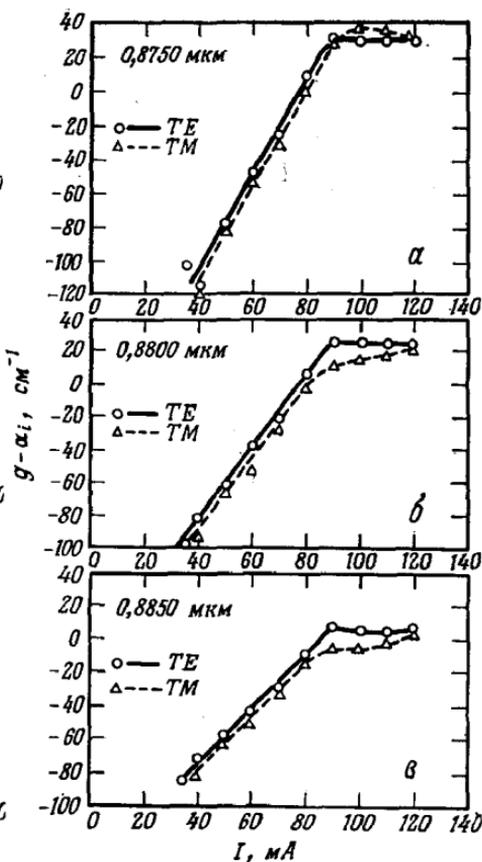


Рис. 7.9.4. Зависимость коэффициента усиления от тока в полосковом ДГС-лазере на $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ для длин волн от 0,8750 до 0,8850 мкм. Центр полосы генерации лежит около 0,8760 мкм.

перехода описывается эрмито-гауссовскими функциями. Это означает, что в направлении $p-n$ -перехода существует пространственное изменение показателя преломления [100, 156]. В результате дальнейших измерений было показано, что в полосковых гомолазерах [157] и ДГС-лазерах [158] фазовый фронт волны искривлен. Этот результат привел к предположению, что ограничение для мод в плоскости $p-n$ -перехода обеспечивается усилением [159, 160]. Как было показано в гл. 2, волноводный эффект основан на пространственном изменении диэлектрической проницаемости, являющейся комплексной величиной. Если волноводный эффект в направлении $p-n$ -перехода и перпен-

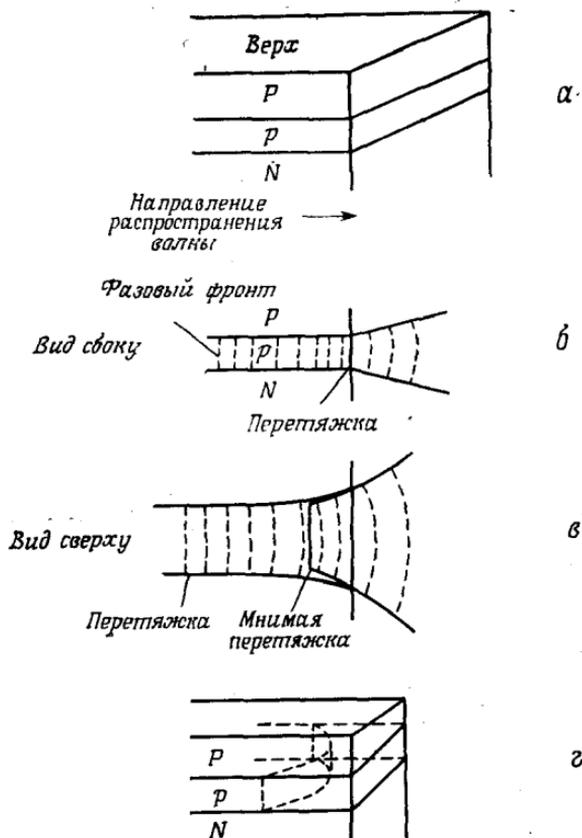


Рис. 7.10.1. Схематическое изображение фазового фронта волны в полосковом лазере. *а* — геометрия волновода; *б* — поле, удерживаемое скачком показателя преломления в слоях гетероструктуры перпендикулярно плоскости p — n -перехода; *в* — поле, удерживаемое волноводным эффектом, связанным с усилением, в плоскости p — n -перехода; *г* — фазовый фронт цилиндрической формы.

дикулярном ему направлении обусловлен реальной частью диэлектрической проницаемости, связанной с показателем преломления, то фазовый фронт будет плоским [156]. Если изменение мнимой части диэлектрической проницаемости в направлении p — n -перехода значительно, то фазовый фронт в направлении распространения волны является цилиндрически вогнутым. Волноводный эффект, связанный с усилением, возникает тогда, когда усиление влияет на распределение поля больше, чем показатель преломления.

На рис. 7.10.1, *б* — *г* показан волновой фронт излучения полоскового лазера, изображенного на рис. 7.10.1, *а*. Как показано на рис. 7.10.1, *б*, в направлении, перпендикулярном плоскости перехода, для волны, которая определяется волноводом, созданным изменением показателя преломления в гетероструктуре, по-

верхности фазового фронта плоские, а перетяжка, при которой фазовый фронт пучка плоский, а размер пучка минимален, лежит на зеркале лазера. На рис. 7.10.1, в показано, что в направлении $p-n$ -перехода, где на распределение поля влияет волноводный эффект, связанный с усилением, мнимая перетяжка наблюдается на расстоянии около 40 мкм [158] от зеркала. Как показано на рис. 7.10.1, г, это поле имеет цилиндрический фазовый фронт. Такой световой пучок астигматичен, так как перетяжка луча (поверхность источников) для поля, ограниченного в направлении, перпендикулярном $p-n$ -переходу, находится на зеркальной грани, в то время как мнимая перетяжка луча для поля, ограниченного в плоскости $p-n$ -перехода, расположена позади зеркальной грани. Этот астигматизм важно иметь в виду при вводе излучения в линзы.

Здесь правильнее будет рассматривать моды, регулярно заполняющие активную область, а не генерацию в каналах. Хакки [127] показал, что распределение носителей вдоль плоскости $p-n$ -перехода согласуется с моделью боковой диффузии, представленной в § 7 этой главы. Нэш [160] рассмотрел волноводные условия в плоскости $p-n$ -перехода. Эксперименты по измерению расходимости пучка в дальнем поле и ширины пучка на зеркале лазера позволили Куку и Нэшу [158] рассчитать распределение усиления, обеспечивающее волноводный эффект. Они показали, что основная мода в направлении плоскости $p-n$ -перехода имеет приблизительно гауссов вид, что согласуется с приближением параболического пространственного распределения эффекта, ответственного за возникновение волновода. Дальнейшие измерения Паоли [161] показали, что оптическое ограничение в направлении плоскости $p-n$ -перехода в основном обеспечивается профилем оптического усиления. Кроме того, ограничение создается профилем показателя преломления, определяемым распределением температуры в присутствии дефокусирующего эффекта, связанного с зависимостью показателя преломления от концентрации инжектированных свободных носителей [161]. В этом параграфе дано решение волнового уравнения для трехмерного случая при пространственном изменении комплексной диэлектрической проницаемости в направлении плоскости $p-n$ -перехода. Затем полученные выражения используются для объяснения экспериментально полученного распределения световой мощности вдоль $p-n$ -перехода в полосковых лазерах на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Расчет в основном касается волноводного эффекта в полосковых лазерах со структурой, полученной протонной бомбардировкой, однако Аики и др. [114а] проанализировали волноводные условия в планарной структуре с каналом в подложке.

Решение волнового уравнения

Волновым уравнением для структуры, представленной на рис. 7.10.2, является уравнение (2.4.10). При синусоидальной временной зависимости, выражаемой $\exp(j\omega t)$, волновое уравнение принимает вид

$$\nabla^2 \mathcal{E}_y + \omega^2 \mu_0 \varepsilon \mathcal{E}_y = 0. \quad (7.10.1)$$

Используя (2.2.33), (2.2.35) и (2.2.38), перепишем уравнение (7.10.1) следующим образом:

$$\nabla^2 \mathcal{E}_y + (k_0^2 \varepsilon / \varepsilon_0) \mathcal{E}_y = 0. \quad (7.10.2)$$

В этом уравнении принято, что $\varepsilon / \varepsilon_0$ зависит от двух координат в форме [158, 161]

$$\varepsilon(x, y) / \varepsilon_0 = [\varepsilon(0) - a^2 y^2] / \varepsilon_0 \quad (7.10.3)$$

внутри активной области и

$$\varepsilon(x, y) / \varepsilon_0 = \varepsilon_1 / \varepsilon_0 \quad (7.10.4)$$

в широкозонных слоях за пределами активной области. В выражении (7.10.3) $\varepsilon(0)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость в активной области при $y = 0$, равная $\varepsilon_r(0) + j\varepsilon_i(0)$, a — комплексная постоянная вида

$$a = a_r + ja_i. \quad (7.10.5)$$

Если диэлектрическая проницаемость задана в форме (7.10.3) и (7.10.4), строгое решение уравнения (7.10.2) невозможно. В соответствии с работой Паоли [161] удобно предположить, что в первом приближении решение уравнения (7.10.2) имеет вид

$$\mathcal{E}_y(x, y, z) = \mathcal{E}_y(x) \mathcal{E}_y(y) \exp(-j\beta_z z). \quad (7.10.6)$$

Так как $\varepsilon(x, y)$ медленно меняется при изменении y в направлении плоскости $p-n$ -перехода, было также сделано предположение [161], что $\mathcal{E}_y(x)$ слабо зависит от ограничения по оси y .

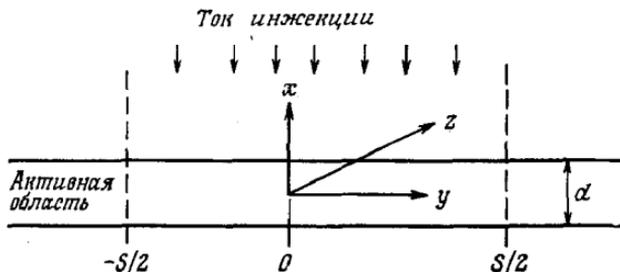


Рис. 7.10.2. Система координат, используемая в решении волнового уравнения для полоскового лазера, полученного протонной бомбардировкой, с шириной полоски S .

Тогда, разделяя переменные, получим из уравнения (7.10.2)

$$[\partial^2 \mathcal{E}_y(x)/\partial x^2] + \beta_x^2 \mathcal{E}_y(x) = 0. \quad (7.10.7)$$

Подстановка (7.10.6) и (7.10.7) в волновое уравнение (7.10.2) дает

$$\mathcal{E}_y(x) [d^2 \mathcal{E}_y(y)/dy^2] + (k_0^2 \epsilon/\epsilon_0 - \beta_x^2 - \beta_z^2) \mathcal{E}_y(x) \mathcal{E}_y(y) = 0. \quad (7.10.8)$$

Для исключения $\mathcal{E}_y(x)$, умножим (7.10.8) на комплексно-сопряженную величину $\mathcal{E}_y^*(x)$ и проинтегрируем по x . В результате получим

$$[d^2 \mathcal{E}_y(y)/dy^2] + \{k_0^2 [\epsilon(0) - a^2 y^2] \Gamma/\epsilon_0 + \epsilon_1 k_0^2 (1 - \Gamma)/\epsilon_0 - \beta_x^2 - \beta_z^2\} \mathcal{E}_y(y) = 0. \quad (7.10.9)$$

В уравнении (7.10.9) Γ — параметр оптического ограничения, равный

$$\Gamma = \int_{-d/2}^{d/2} |\mathcal{E}_y(x)|^2 dx / \int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_y(x)|^2 dx. \quad (7.10.10)$$

В более обычной форме

$$[d^2 \mathcal{E}_y(y)/dy^2] + \{k_0^2 [\Gamma \epsilon(0)/\epsilon_0 + (1 - \Gamma) \epsilon_1/\epsilon_0] - \beta_x^2 - \beta_z^2 - (\Gamma k_0^2 a^2 y^2/\epsilon_0)\} \mathcal{E}_y(y) = 0. \quad (7.10.11)$$

Распределения поля для $\mathcal{E}_y(y)$, удовлетворяющие уравнению (7.10.11), являются функциями Эрмита — Гаусса [160], поэтому

$$\mathcal{E}_y(y) = H_p [(\Gamma^{1/2} a k_0/\epsilon_0^{1/2})^{1/2} y] \exp\left[-\frac{1}{2} (\Gamma/\epsilon_0)^{1/2} a k_0 y^2\right], \quad (7.10.12)$$

где H_p — полином Эрмита порядка p . Полином Эрмита имеет вид

$$H_p(\xi) = (-1)^p \exp(\xi^2) \partial^p \exp(-\xi^2) / \partial \xi^p, \quad (7.10.13)$$

и первые три полинома равны: $H_0(\xi) = 1$, $H_1(\xi) = 2\xi$ и $H_2(\xi) = 4\xi^2 - 2$. Таким образом, распределение интенсивности основной моды является гауссовым и имеет вид

$$|\mathcal{E}_y(y)|^2 = \exp\left[-(\Gamma/\epsilon_0)^{1/2} a_r k_0 y^2\right], \quad (7.10.14)$$

откуда следует, что распределение интенсивности в направлении плоскости $p-n$ -перехода зависит от a_r .

Для определения a_r нужно задать величины показателя преломления \bar{n} и коэффициента усиления g в направлении плоскости $p-n$ -перехода. Так как диэлектрическая проницаемость равна квадрату комплексного показателя преломления (см. § 2

гл. 2), удобно переписать (7.10.3) в виде

$$\bar{N} = \{[\varepsilon(0) - a^2 y^2 / \varepsilon_0]^{1/2} = \bar{n} - j\bar{k} \quad (7.10.15)$$

или, записывая $\varepsilon(0)$ и a в комплексном виде,

$$\bar{n} - j\bar{k} = \left[\frac{\varepsilon_r(0)}{\varepsilon_0} - \left(\frac{(a_r^2 - a_i^2) y^2 - j[\varepsilon_i(0) - 2a_r a_i y^2]}{\varepsilon_0} \right) \right]^{1/2}. \quad (7.10.16)$$

При $\varepsilon_r(0) \gg \varepsilon_i(0)$ или $\varepsilon_r(0) \gg a^2 y^2$

$$\bar{n} - j\bar{k} = \left(\frac{\varepsilon_r(0)}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{(a_r^2 - a_i^2) y^2 - j[\varepsilon_i(0) - 2a_r a_i y^2]}{2\varepsilon_r(0)} \right) \right]. \quad (7.10.17)$$

Таким образом, приравнивая действительные и мнимые части, получаем

$$\bar{n} = \left(\frac{\varepsilon_r(0)}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} - \frac{(a_r^2 - a_i^2) y^2}{2[\varepsilon_r(0) \varepsilon_0]^{1/2}} \quad (7.10.18)$$

и

$$\bar{k} = - \left(\frac{\varepsilon_r(0)}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \left[\frac{\varepsilon_i(0) - 2a_r a_i y^2}{2\varepsilon_r(0)} \right], \quad (7.10.19)$$

где \bar{k} связан с коэффициентом поглощения следующим образом:

$$\bar{k} = \alpha \lambda_0 / 4\pi. \quad (2.2.61)$$

На рис. 7.10.3 схематически показан модельный профиль показателя преломления $\bar{n}(y)$ и коэффициента усиления $g(y) = -\alpha$, заданных выражениями (7.10.18) и (7.10.19). При $y = 0$ $\bar{n}(0) = [\varepsilon_r(0) / \varepsilon_0]^{1/2}$, а при $|y| = S/2$, $\bar{n}(S/2) = \bar{n}(0) - \Delta\bar{n}$, откуда

$$\bar{n}(y) = \bar{n}(0) - (4 \Delta\bar{n} / S^2) y^2. \quad (7.10.20)$$

Аналогично

$$g(y) = g(0) - (4 \Delta g / S^2) y^2. \quad (7.10.21)$$

Приравнивая (7.10.18) и (7.10.20), получаем

$$a_r^2 - a_i^2 = [8\bar{n}(0) \Delta\bar{n} / S^2] \varepsilon_0, \quad (7.10.22)$$

а используя выражение (2.2.61) для \bar{k} и приравнивая (7.10.19) и (7.10.21), получаем

$$a_i = \lambda_0 \Delta g \bar{n}(0) \varepsilon_0 / \pi S^2 a_r. \quad (7.10.23)$$

Подстановка (7.10.23) в (7.10.22) дает

$$a_r^2 = \varepsilon_0 \left\{ \frac{4\bar{n}(0) \Delta\bar{n}}{S^2} + \left[\left(\frac{4\bar{n}(0) \Delta\bar{n}}{S^2} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_0 \Delta g \bar{n}(0)}{\pi S^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (7.10.24)$$

В нашей двумерной модели показатель преломления $\bar{n}(0)$ в соответствии с уравнением (7.10.11) равен $[\Gamma\varepsilon(0) / \varepsilon_0 - (1 - \Gamma)\varepsilon_1 / \varepsilon_0]^{1/2}$ [161]. Выражение (7.10.14) вместе с выражением

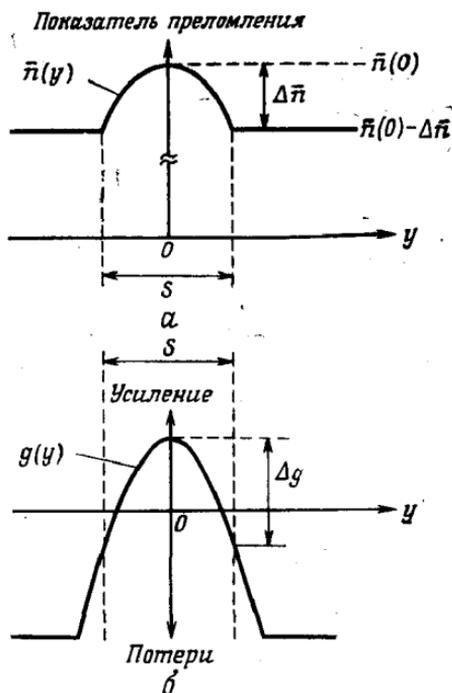


Рис. 7.10.3. Схематическое изображение комплексного показателя преломления [158]. a — пространственная конфигурация действительной части показателя преломления; b — пространственная конфигурация усиления.

(7.10.24) для a_r дает распределение интенсивности вдоль плоскости $p-n$ -перехода.

Дополнительные характеристики поля были получены Куком и Нэшем [158]. Они вывели выражения для радиуса кривизны фазового фронта, ширины пучка и расположения мнимой перетяжки. За дальнейшими подробностями советуем обратиться к работе [158].

Доказательства существования волноводного эффекта, связанного с усилением

Исследования Нэша [160], Кука и Нэша [158] и Паоли [161] были посвящены доказательству существования волноводного эффекта, связанного с усилением. Основной метод заключался в выяснении связи между шириной области генерации в направлении плоскости $p-n$ -перехода и шириной, которую может дать волноводный эффект, связанный с усилением. Остановимся на результатах Паоли [161].

Паоли измерял вариацию светового поля по зеркалу лазера, изображение которого было увеличено более чем в 500 раз

[161]. Увеличенное изображение фокусировалось на диафрагму, раскрытие которой соответствовало ширине 0,3 мкм на зеркале лазера. Для измерений использовались полосковые ДГС-лазеры на



полученные протонной бомбардировкой. Толщина активного слоя была 0,12 мкм, а ширина полоски — 12 мкм. В такой структуре параметр оптического ограничения Γ равен 0,3 [161]. Протоны проникали на глубину, близкую к активной области, но не затрагивали ее.

Как было показано в работах [127, 158, 161], в данном случае распределение носителей в активной области определяется боковой диффузией носителей, которая обсуждалась в § 7 настоящей главы. Принято, что при малых токах интенсивность спонтанного излучения вдоль плоскости $p-n$ -перехода пропорциональна концентрации носителей. Таким образом, профиль задается выражениями (7.7.15) и (7.7.16) с $I = I_e$ и $I_0 = 0$. Тогда распределение носителей при $|y| < S/2$ будет иметь вид [127]

$$n(y) = (I\tau_n/qSLd) [1 - \text{ch}(y/L_n) \exp(-S/2L_n)], \quad (7.10.25)$$

а при $y > S/2$

$$n(y) = (I\tau_n/qSLd) \text{sh}(S/2L_n) \exp(-S/2L_n) \exp[-(|y| - S/2)/L_n]. \quad (7.10.26)$$

Подгонка этих выражений к экспериментальным данным, показанным на рис. 7.10.4 сплошной линией, дает $S = 11,7 \pm 0,3$ мкм и $L_n = 3,6 \pm 0,3$ мкм [161]. Точки, обозначенные светлыми кружками, были вычислены с использованием этих параметров. На рис. 7.10.4 видно, что, хотя ширина полоски равна 12 мкм, спонтанное излучение распространяется на гораздо большее расстояние.

Затем замеряется изменение распределения интенсивности вдоль плоскости $p-n$ -перехода в зависимости от тока. На рис. 7.10.4 полная ширина по половинной интенсивности (полуширина) равна 12,8 мкм. На рис. 7.10.5 показаны значения полуширины для всего ТЕ-излучения и для ТЕ-излучения двух продольных мод лазерного резонатора. Эти данные показывают, что ширина области излучения продольной моды уменьшается с увеличением тока до порогового значения и остается относительно постоянной и равной 6,5 мкм при токах выше порогового. Из рисунка также видно, что ширина полной интенсивности в ТЕ-волне может служить мерой ширины распространения волновой моды при $I > 1,1 I_{\text{пор}}$.

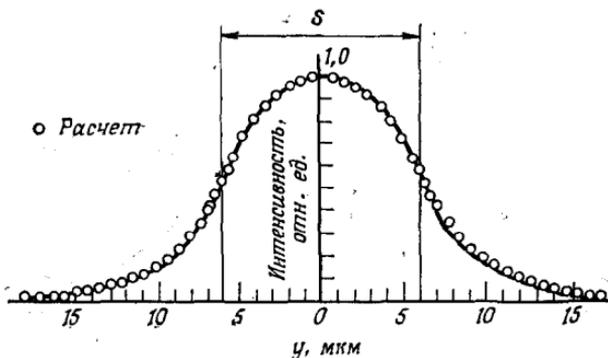


Рис. 7.10.4. Интенсивность спонтанного излучения в зависимости от расстояния вдоль плоскости $p-n$ -перехода при токе 40 мА или менее [161]. \circ — результаты расчета по формулам (7.10.25) и (7.10.26) для $S = 11,7$ и $L_n = 6$ мкм.

При распределении интенсивности, представленном в виде (7.10.14), полуширина ω задается выражением

$$\omega^2 = -4 \ln 0,5 / (\Gamma/\epsilon_0)^{1/2} a_r k_0. \quad (7.10.27)$$

Следовательно, измеряя значения ω^2 , мы можем получить $(\Gamma/\epsilon_0)^{1/2} a_r k_0$ и рассчитать пространственное распределение световой мощности. На рис. 7.10.6 показаны распределения концентрации носителей и световой мощности при $\omega = 6,5$ мкм. Если принять, что $\Delta \bar{n}$ равно нулю, то волноводный эффект, связанный с усилением, в соответствии с выражением (7.10.24) дает величину a_r , равную $[\epsilon_0 \lambda_0 \Delta g \bar{n}(0) / \pi S^2]^{1/2}$, так что с учетом (7.10.27)

$$\omega^4 = 1,92 \lambda_0 S^2 / \Gamma \pi \bar{n}(0) \Delta g. \quad (7.10.28)$$

Таким образом, используя выражение (7.10.28), можно определить, согласуется ли наблюдаемая полуширина ω с профилем усиления, определяемым профилем распределения носителей $n(y)$.

Как показано в § 4 и 9 этой главы, зависимость коэффициента усиления от тока может быть представлена в виде $g = A[J - J_0]$. Следовательно, профиль коэффициента усиления может быть связан с профилем концентрации носителей следующим образом:

$$g(y) = bn(y) - c. \quad (7.10.29)$$

Из выражения (7.10.25) для $y = 0$

$$n(0) = (I\tau_n / qSLd) [1 - \exp(-S/2L_n)]. \quad (7.10.30)$$

Используя (7.10.29) и (7.10.30), получаем

$$g(0) = b(I\tau_n / qSLd) [1 - \exp(-S/2L_n)] - c. \quad (7.10.31)$$

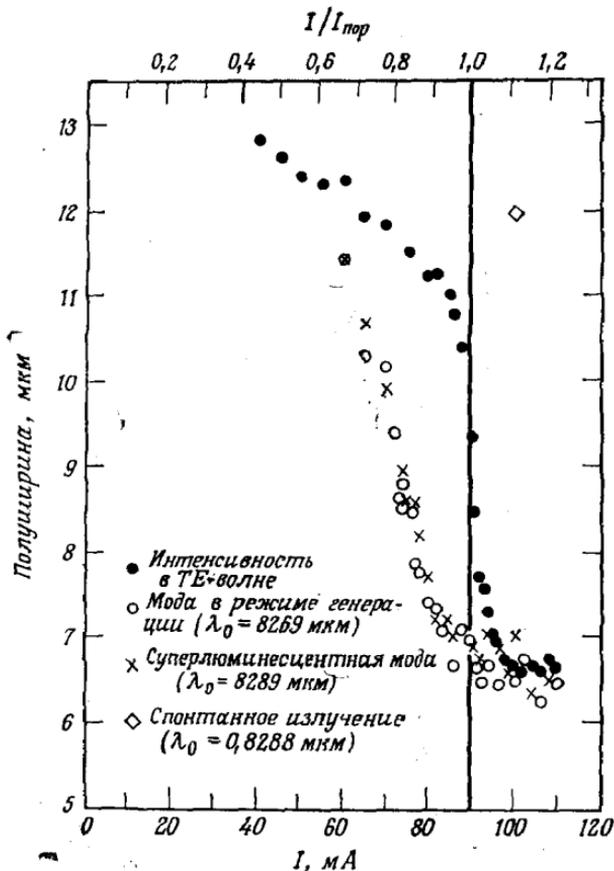


Рис. 7.10.5. Зависимость полуширины от тока инжекции для разных видов излучения ДГС-лазера [161]. ○, × — измеренные значения полуширины для мощности на длинах волн двух продольных ТЕ-мод; ● — полуширина суммарной интенсивности в ТЕ-поляризации.

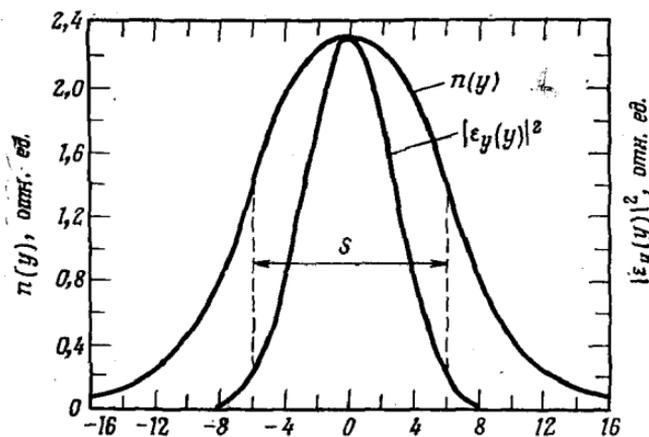


Рис. 7.10.6. Сравнение распределения концентрации электронов $n(y)$ и световой мощности $|E_y(y)|^2$ в направлении вдоль плоскости p - n -перехода.

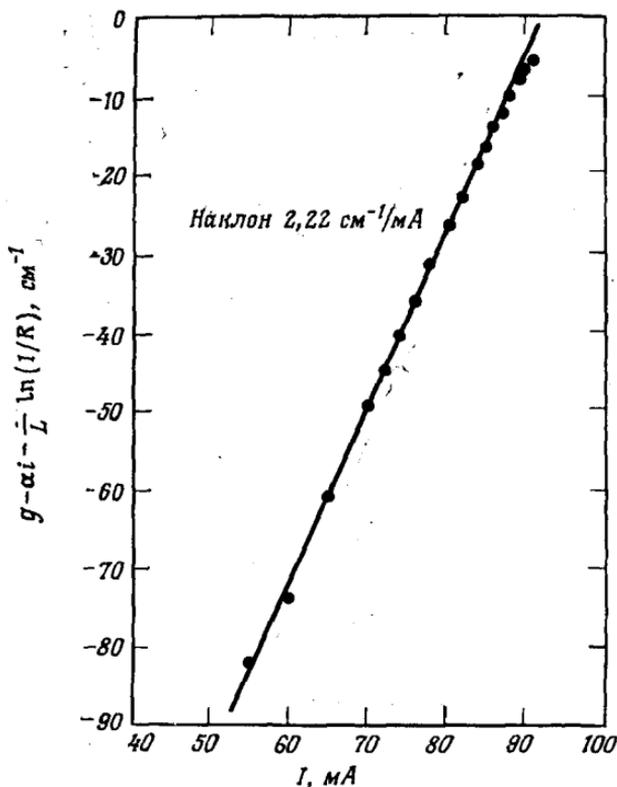


Рис. 7.10.7. Зависимость суммарного усиления

$$(g - \alpha_i) - \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) = \frac{1}{L} \ln\left[\frac{(P_i^+)^{1/2} - (P_i^-)^{1/2}}{(P_i^+)^{1/2} + (P_i^-)^{1/2}}\right]$$

в продольной моде на длине волны 0,8269 мкм от тока [161].

Определим Δg как разность $g(0) - g(S/2)$. Взяв значения $n(S/2)$ из (7.10.25) или (7.10.26), получим

$$\Delta g = b(I\tau_n/qSLd) \exp(-S/2L_n) [\operatorname{ch}(S/2L_n) - 1]. \quad (7.10.32)$$

Выражения (7.10.31) и (7.10.32) определяют значения $g(0)$ и Δg в (7.10.21).

Измерения зависимости коэффициента усиления от тока, описанные в § 9 этой главы, позволяют определить параметр b в (7.10.32), а в соответствии с (7.10.28) именно Δg определяет значения ω . В соответствии с выражением (7.10.7) измерение интенсивностей соседних максимумов P_i^+ и минимумов P_i^- дает зависимость коэффициента усиления от тока, показанную на рис. 7.10.7. Было найдено, что коэффициент пропорциональности равен 2,22 см⁻¹/мА. Далее будет показано, что эта вели-

чина позволяет определить значение b в выражении (7.10.32). Выражением (7.10.21) определяется локальный коэффициент усиления; для получения экспериментально измеряемого коэффициента усиления G_0 локальный коэффициент усиления нужно усреднить с весом, соответствующим локальному значению интенсивности. Таким образом,

$$G_0 = \frac{\int_{-S/2}^{S/2} \int_{-d/2}^{d/2} \int_0^L \left(g(0) - \frac{4\Delta g y^2}{S^2} \right) |\mathcal{E}_y(x, y, z)|^2 dx dy dz}{\int_{-S/2}^{S/2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^L |\mathcal{E}_y(x, y, z)|^2 dx dy dz}, \quad (7.10.33)$$

где $|\mathcal{E}_y(x, y, z)|^2$ дано выражением (7.10.6), а $|\mathcal{E}_y(y)|^2$ — выражением (7.10.14). Коэффициент усиления вдоль оси z постоянен, поэтому отношение интегралов по z равно единице. Интеграл по x в соответствии с (7.10.10) равен Γ . Тогда

$$G_0 = \frac{\Gamma \int_{-\infty}^{\infty} \left(g(0) - \frac{4\Delta g y^2}{S^2} \right) |\mathcal{E}_y(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_y(y)|^2 dy}. \quad (7.10.34)$$

Пределы интегрирования верхнего интеграла продолжены до $\pm \infty$, так как при $|y| > S/2$ $\mathcal{E}_y(y)$ быстро уменьшается до нуля (см. рис. 7.10.6). Интегрирование дает

$$G_0 = \Gamma \left[g(0) - \Delta g \left(\frac{2/k_0 a_r (\Gamma/\epsilon_0)^{1/2}}{S^2} \right) \right], \quad (7.10.35)$$

причем в соответствии с (7.10.27) $2/k_0 a_r (\Gamma/\epsilon_0)^{1/2} = 0,721 \omega^2$.

Используя выражения (7.10.31) для $g(0)$ и (7.10.32) для Δg , из (7.10.35) получаем производную dG_0/dI , умноженную на I :

$$I dG_0/dI = \Gamma b (I\tau_n/qSLd) \{1 - \exp(-S/2L_n) - (0,721\omega^2/S^2) \exp(-S/2L_n) [\operatorname{ch}(S/2L_n) - 1]\}, \quad (7.10.36)$$

или

$$b \left(\frac{I\tau_n}{qSLd} \right) = \frac{I (dG_0/dI)}{\Gamma \{1 - \exp(-S/2L_n) - (0,721\omega^2/S^2) \exp(-S/2L_n) [\operatorname{ch}(S/2L_n) - 1]\}}. \quad (7.10.37)$$

Подставляя (7.10.37) в (7.10.32), получаем

$$\Delta g = \frac{I (dG_0/dI) \exp(-S/2L_n) [\operatorname{ch}(S/2L_n) - 1]}{\Gamma \{1 - \exp(-S/2L_n) - (0,721\omega^2/S^2) \exp(-S/2L_n) [\operatorname{ch}(S/2L_n) - 1]\}}. \quad (7.10.38)$$

Приравнявая выражения для Δg (7.10.28) и (7.10.38), получаем значение ω^2 в виде

$$\omega^2 = \frac{-1,38\lambda_0 + \{1,90\lambda_0^2 + 7,68I(dG_0/dI) \times \times \pi\bar{n}(0)\lambda_0 S^2 [\exp(S/2L_n) - 1]/[\operatorname{ch}(S/2L_n) - 1]\}^{1/2}}{2I(dG_0/dI)\pi\bar{n}(0)}. \quad (7.10.39)$$

Как было показано при выводе выражения (7.10.24), значение $\bar{n}(0)$ равно $[\Gamma\epsilon(0)/\epsilon_0 - (1 - \Gamma)\epsilon_1/\epsilon_0]^{1/2}$. В нашей структуре при $\Gamma = 0,3$ $\bar{n}(0) = 3,46$ [161]. В соответствии с рис. 7.10.7 $dG_0/dI = 2,22$ см⁻¹/мА. При $I_{\text{пор}} = 90$ мА, $\lambda_0 = 0,8269$ мкм, $S = 11,7$ мкм и $L_n = 3,6$ мкм рассчитанное из (7.10.39) значение ω равно 6,9 мкм. Это значение очень хорошо согласуется с измеренным значением 6,5 мкм. При $\omega = 6,9$ мкм выражение (7.10.28) дает $\Delta g = 294$ см⁻¹.

Близкое соответствие между измеренным и рассчитанным в предположении $\Delta\bar{n} = 0$ значениями ω показывает, что вклад пространственного изменения действительной части показателя преломления должен быть мал. Паоли указал [161], что значение $\Delta\bar{n}$, равное $4,6 \cdot 10^{-4}$, в выражении (7.10.24) может быть ответственно за разницу в 0,4 мкм между рассчитанным и измеренным значениями ω . Как обсуждалось в § 3 гл. 2, в $\Delta\bar{n}$ дают вклад и инжектированные электроны, и изменение температуры. Изменение показателя преломления, связанное со свободными электронами, описывается выражением (2.3.2) и дает

$$\Delta\bar{n}_{fc} = -(q^2\bar{n}/2m_n\omega^2\epsilon)[n(0) - n(S/2)]. \quad (7.10.40)$$

Значения констант были приведены для выражения (2.3.2). При $\lambda_0 = 0,8269$ мкм получаем $\Delta\bar{n}_{fc} = -3,5 \cdot 10^{-22}\bar{n}[n(0) - n(S/2)]$. Концентрации электронов $n(0)$ и $n(S/2)$ можно получить из выражения (7.10.25). Значение τ_n , необходимое для вычисления множителя $(I\tau_n/qSLd)$ в (7.10.25), было получено методом временной задержки [161], описанным в § 7 этой главы, и оказалось равным 2,8 нс. При $I_{\text{пор}} = 0,09$ А $d = 0,12$ мкм и $L = 380$ мкм получаем из (7.10.25) $n(0) = 2,33 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и $n(S/2) = 1,39 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Таким образом, при $\bar{n} = 3,5$ свободные носители дают $\Delta n_{fc} = -1,15 \cdot 10^{-3}$. Отрицательное значение этой величины ведет к расфокусировке светового пучка. Градиент температуры по ширине полоски может быть вычислен из (7.8.1) как

$$\Delta T = \Delta\langle R \rangle IV, \quad (7.10.41)$$

а приведенное в [145] значение разности между тепловым сопротивлением $\langle R \rangle$ в центре и на краю полоски равно 9,3 К/Вт. При этом значении $\Delta\langle R \rangle$ $I_{\text{пор}} = 0,09$ А и $V = 1,7$ В, $\Delta T = 1,4$ К. При таком градиенте температуры получаем из выражения (2.3.1) значение $\Delta\bar{n}_T$, равное $\sim 5,6 \cdot 10^{-4}$.

Паоли [161] объединил эффекты, связанные со свободными носителями и температурой, следующим образом:

$$\Delta\bar{n} = \Delta\bar{n}_{fc}\Gamma + \Delta\bar{n}_T. \quad (7.10.42)$$

Здесь учтено, что свободные носители локализованы в активной области, а температура не локализована, поэтому $\Delta\bar{n}_T$ возникает и в активном слое, и в прилегающих волноводных слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. При рассчитанных значениях $\Delta\bar{n}_{fc}$ и $\Delta\bar{n}_T$ суммарное значение $\Delta\bar{n}$ положительно и равно $\sim 2,1 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, волноводный эффект, обусловленный температурой, компенсирует дефокусирующее действие свободных носителей и дает небольшой вклад в общий волноводный эффект. Рассмотренный пример ясно показывает, что волноводный эффект в направлении плоскости $p-n$ -перехода почти полностью обусловлен усилением.

§ 11. ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛОСКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Картина дальнего поля

Многие излучательные свойства полосковых лазеров идентичны свойствам лазеров с широким контактом, описанным ранее. В силу того что площадь сечения полосковых лазеров меньше, чем у лазеров с широким контактом, получаемые значения выходной мощности здесь меньше. Для лазеров с шириной полоски 15 мкм и длиной резонатора 250 мкм с одного зеркала обычно получают 20—30 мВт световой мощности в непрерывном режиме при типичном значении рабочего тока 200 мА [149]. На таких лазерах были получены значения выходной мощности вплоть до 85 мВт при 310 мА, прежде чем происходило катастрофическое разрушение зеркала [149]. Сообщалось о лазерах мезаполосковой геометрии с шириной полоски 80 мкм и длиной резонатора 300 мкм, в которых была достигнута мощность 390 мВт [119]. На рис. 7.11.1 показана картина дальнего поля излучения полоскового ДГС-лазера. Для случая, показанного на этом рисунке, толщина активной области и ширина полоски достаточно малы, чтобы обеспечить излучение в основной моде в параллельном и перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода направлениях. Типичные значения полного угла расходимости пучка, взятого по точкам половинной интенсивности (угловой полуширины), равны 45° в направлении, перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода, и 9° в направлении вдоль плоскости $p-n$ -перехода.

На рис. 2.7.4 была показана зависимость относительной интенсивности в дальнем поле от угла для ДГС-лазера на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с широким контактом [51]. На рис. 2.7.5

приведена зависимость угловой полуширины Θ_1 в направлении, перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода, от толщины активной области при некоторых значениях x . Свойства Θ_1 одинаковы для ДГС-лазеров с широким контактом и ДГС-лазеров полосковой геометрии, и расчет расходимости излучения, приведенный в § 7 гл. 2, можно применить и к полосковым лазерам. Связь полоскового лазера с оптическим волокном была рассмотрена Брэккеттом, и измеренное значение коэффициента ввода оказалось равным 62% [163].

Условия возникновения мод высокого порядка здесь те же самые, что и в лазерах с широким контактом, которые обсуждались в гл. 2 и § 4 этой главы [см. (7.4.2)]. Картины дальнего поля излучения ДГС-лазера на $\text{GaAs}-\text{Al}_{0,43}\text{Ga}_{0,57}\text{As}$ при $m = 0, 1, 2$ были приведены на рис. 7.4.3.

При увеличении ширины полоски свыше 12 мкм в направлении вдоль плоскости $p-n$ -перехода наблюдается появление мод высокого порядка. Используя планарные полосковые лазеры, Енезу и др. [103] продемонстрировали, как изменяется порядок моды с увеличением ширины полоски. На рис. 7.11.2 показаны полученные ими картины дальнего и ближнего поля. Как показано на рис. 7.11.2, для случая $S = 20$ и 30 мкм порядок моды увеличивается с увеличением тока. Эти моды характерны для эрмито-гауссовского распределения, представленного выражением (7.10.12). Нужно отметить, что регулярная модовая структура вдоль плоскости $p-n$ -перехода встречается не всегда. Если ширина полоски превышает $\sim 10-12$ мкм, очень часто на-

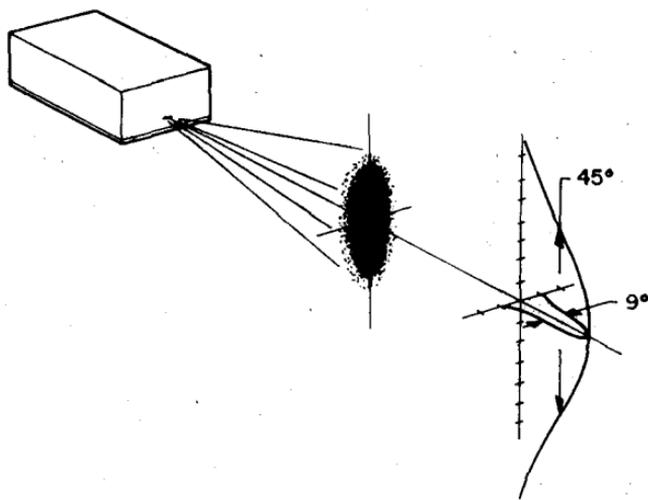


Рис. 7.11.1. Схематическое представление дальнего поля излучения полоскового ДГС-лазера на $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Показаны типичные значения полуширины угла расходимости в направлениях, перпендикулярном и параллельном плоскости $p-n$ -перехода.

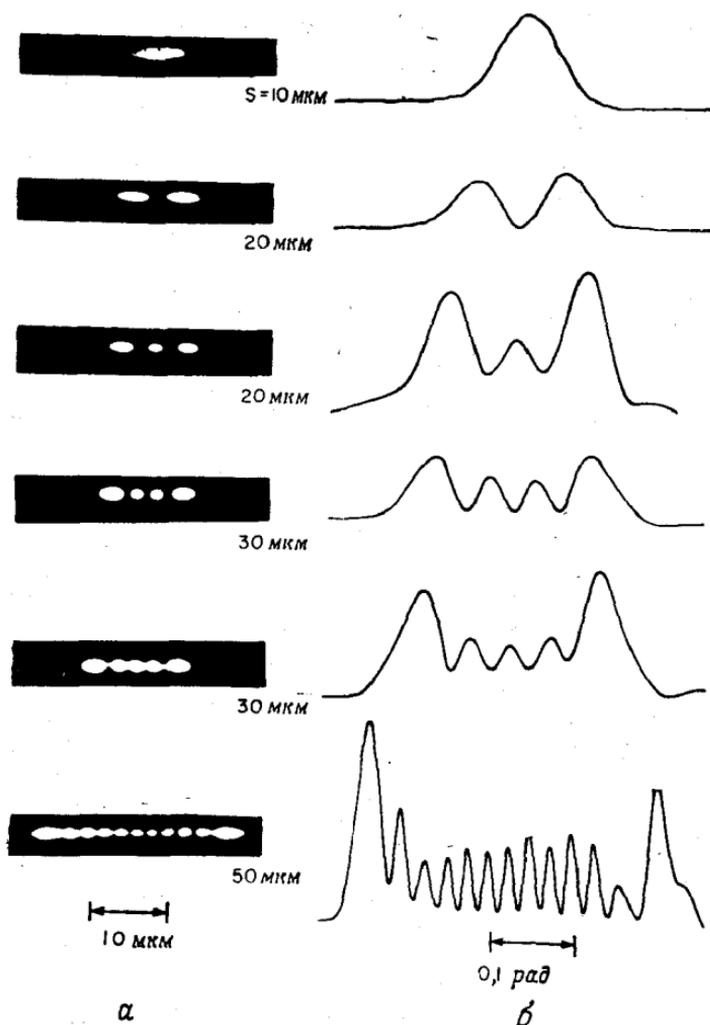


Рис. 7.11.2. Модовая структура вдоль плоскости $p-n$ -перехода в зависимости от ширины полоски S в планарном полосковом ДГС-лазере [103]. a — картины ближнего поля; b — картины дальнего поля.

блюдается генерация в каналах, описанная в § 4 этой главы и § 2 гл. 8. Не имеется сообщений о систематическом изучении генерации в каналах, встречающейся в различных типах полосковых лазеров, и причина такой генерации неясна.

Продольные моды

Ранее, на рис. 7.4.16, была приведена структура продольных мод лазера с широким контактом. Она подобна показанному на рис. 7.11.3 спектру регулярной генерации в непрерывном режиме

полоскового ДГС-лазера на $\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,92}\text{As} - \text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$, снятому с лучшим разрешением [164]. Ширина полоски, ограниченной протонной бомбардировкой, составляла 12 мкм. Межмодовое расстояние определяется по выражению (3.8.11). В этом лазере излучение имеет ТЕ-поляризацию. В § 8 гл. 2 было показано, что коэффициент отражения на гранях способствует отбору ТЕ-поляризации. Детальное исследование поляризации полосковых ДГС-лазеров на $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ было проделано Паоли [164]. Было найдено, что некоторые из этих приборов работают не в линейно поляризованной моде, а имеют эллиптическую или еще более сложную поляризацию.

В идеальном случае излучение должно быть сосредоточено в единственной продольной моде. В некоторых полосковых ДГС-лазерах на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, полученных протонной бомбардировкой, действительно наблюдается одномодовое излучение с выходной мощностью до 3 мВт с одного зеркала. В то же время в других идентичных лазерах наблюдается многомодовая генерация [165]. Отсюда сразу встает вопрос, однородно или неоднородно уширен спектральный профиль усиления. В случае однородного уширения убывь носителей, давших вклад в увеличение стимулированного излучения на одной частоте, компенсируется быстрой термализацией внутри зон. Такая быстрая термализация поддерживает распределения, определяемые квазиуровнями Ферми. В случае неоднородного уширения концентрация носителей на длине волны генерации уменьшается и увеличение накачки приводит к возрастанию усиления на других длинах волн, в результате чего возникают другие продольные моды. Таким образом, при однородном уширении нужен другой механизм, ответственный за появление многомодовой генерации.

До некоторой степени понимание этого вопроса было достигнуто при исследованиях ДГС-лазеров с внешним селективным

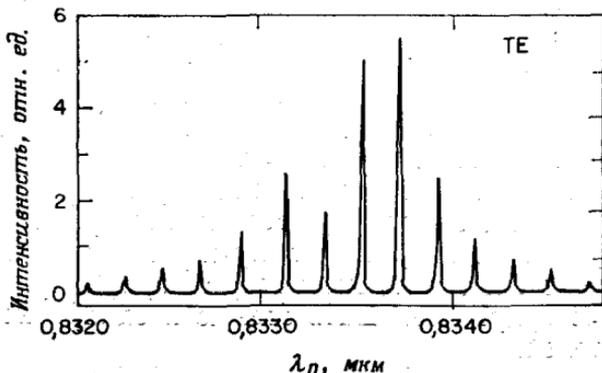


Рис. 7.11.3. Спектр излучения полоскового ДГС-лазера, работающего при токе, равном $1,1 J_{\text{пор}}$, в непрерывном режиме [164].

резонатором. Паоли и Риппер исследовали работающий в непрерывном режиме при комнатной температуре полосковый ДГС-лазер на $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$, полученный протонной бомбардировкой [166]. Селективная по частоте оптическая обратная связь была получена согласованием через микрообъектив одной из сколотых граней с дифракционной решеткой. Увеличение мощности излучения в моде, селективируемой внешним резонатором, сопровождалось уменьшением амплитуды других продольных мод. Этот результат означает, что спектральный профиль усиления однородно уширен, что, однако, не объясняет причины возникновения многомодовой генерации. В аналогичных исследованиях ДГС-лазеров на $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$, работающих в импульсном режиме при 77 К, результаты исследований объяснялись как однородным, так и неоднородным уширением [167, 168].

Можно предположить, что при пикосекундных временах термализации [169] уширение будет однородным, и уже тогда искать какие-нибудь подходящие объяснения. Объяснение причины многомодовой генерации для этого случая было основано на рассмотрении распределения носителей по оси резонатора, возникающего вследствие образования стоячей волны модами генерации [170—172]. Одна продольная мода дает стоячую волну в направлении оси резонатора. В пучностях волны вынужденное излучение будет быстрее «выедать» носители, чем в узлах, где интенсивность излучения минимальна. Этот эффект приведет к неоднородному распределению носителей, вследствие чего начнется генерация на другой продольной моде, у которой картина стоячей волны отлична от первой. Диффузия носителей вдоль оси резонатора будет стремиться к устранению неоднородности распределения носителей. Стрейфер и др. [172] рассчитали ширину линии усиления из работы Дэннелмейера [171] и предположили, что быстрая диффузия электронов препятствует возникновению многомодовой генерации. В слабо легированную активную область для поддержания электронейтральности инжектируются почти одинаковые количества электронов и дырок, и в этом случае на пространственное распределение будут влиять более медленно диффундирующие дырки. Однако в активной области, легированной до концентраций $p_0 \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, по существу будет наблюдаться только электронная инжекция. На стимулированное излучение в пучностях стоячей волны будут существенно влиять только быстро диффундирующие электроны, которые будут уменьшать осевую неоднородность концентрации носителей.

Скайфрес и др. [173] исследовали ДГС-лазер на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с активной областью, легированной Zn или Ge до концентрации $p_0 > 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Они нашли, что в лазере с ши-

роким контактом, работающем в импульсном режиме при комнатной температуре, одномодовая генерация наблюдается до $1,4 J_{\text{пор}}$. Показанный на рис. 7.6.4, б и 7.7.9 полосковый лазер с поперечным $p-n$ -переходом имеет сильно легированную активную область, так как она образована диффузией Zn. В полосковом лазере с поперечным $p-n$ -переходом, работающем в непрерывном режиме, до токов, равных $2 J_{\text{пор}}$, наблюдается генерация в одной или только в нескольких продольных модах [174]. Однако и в показанном на рис. 7.6.3, в планарном лазере с каналом в подложке также наблюдается одномодовая генерация, хотя в его активной области не используется сильно легированный материал p -типа. Полосковые структуры, в которых осуществлена пространственная стабилизация канала генерации, дают одномодовое излучение. Для выяснения причин многомодовой генерации требуются дальнейшие исследования.

Нелинейности ватт-амперных характеристик

В § 7 этой главы было упомянуто о наблюдении нелинейностей на зависимостях выходной оптической мощности от тока (ватт-амперных характеристиках), показанных на рис. 7.7.6. Такие изломы на ватт-амперных характеристиках не только нежелательны, они могут сделать прибор неприемлемым для некоторых применений. Они могут уменьшать достижимую мощность и затруднять получение устойчивой рабочей мощности. Свойства и методы устранения изломов ватт-амперных характеристик явились главной темой Конференции по полупроводниковым лазерам 1976 г. К счастью, кажется, эти нелинейности можно устранить.

На рис. 7.11.4 показаны ватт-амперные характеристики, снятые с переднего и заднего зеркал полоскового ДГС-лазера на $\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,92}\text{As} - \text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$, полученного протонной бомбардировкой [175]. Для лазеров с шириной полосы 12 мкм нелинейности обычно появляются при мощности менее 3 мВт с одного зеркала, причем свет несимметрично испускается из противоположных зеркал. Мощность излучения с одного из зеркал может увеличиваться с током, в то время как с другого она будет уменьшаться. Отсутствие симметрии препятствует использованию стабилизации при помощи обратной связи, регулирующей световой выход с противоположного зеркала [175, 176]. Как показано на рис. 7.7.6, при нелинейных ватт-амперных характеристиках не наблюдается стабилизации напряжения на $p-n$ -переходе.

Измерения пространственного распределения интенсивности в ближнем поле показали, что излом ватт-амперной характеристики сопровождается сдвигом моды генерации в плоскости

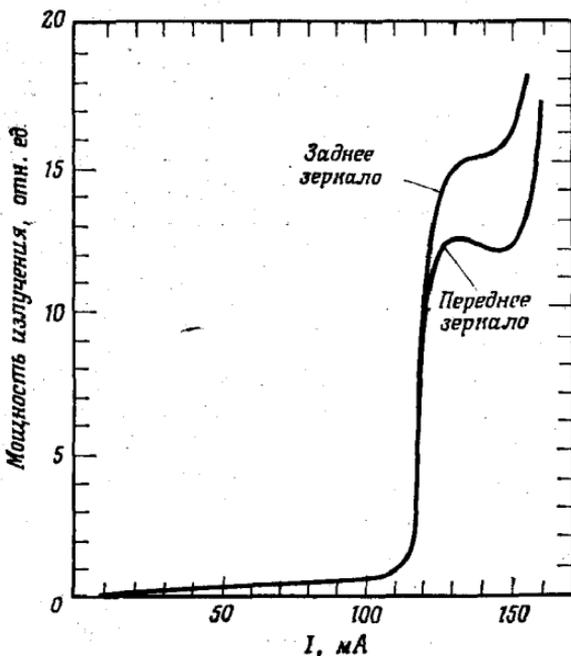


Рис. 7.11.4. Ватт-амперные характеристики, снятые с переднего и заднего зеркал полоскового ДГС-лазера, работающего в непрерывном режиме. Вся шкала по оси ординат соответствует ~ 3 мВт.

$p-n$ -перехода к краю полоски. На рис. 7.11.5 показано изменение пространственного положения излучающей моды с увеличением тока. Такой сдвиг может значительно уменьшить световую мощность, вводимую в одномодовое волокно.

Уменьшая ширину полоски до 8 мкм, Диксон и др. [176] получили в полосковых ДГС-лазерах с протонной бомбардировкой линейные и симметричные ватт-амперные характеристики до уровней выходной мощности меньше 3 мВт. Уменьшение ширины полоски до 8 мкм не всегда приводит к устранению изломов, однако в этом случае изломы появляются при более высоких уровнях излучаемой мощности [176]. Изломы были также устранены в планарных полосковых лазерах при диффузии Zn сквозь активную область. Структура такого типа показана на рис. 7.6.3, в [112]. Ширина полоски составляла 15 мкм. При импульсной накачке изломы не наблюдались вплоть до токов, при которых мощность, излучаемая с одного зеркала, составляла 30 мВт. В этом случае система мод вдоль плоскости $p-n$ -перехода отличается от эрмито-гауссовских мод, возникающих при волноводном эффекте, связанном с усилением. По-видимому, здесь волноводный эффект определяется скачком действительной части показателя преломления величиной около 0,1% [112].

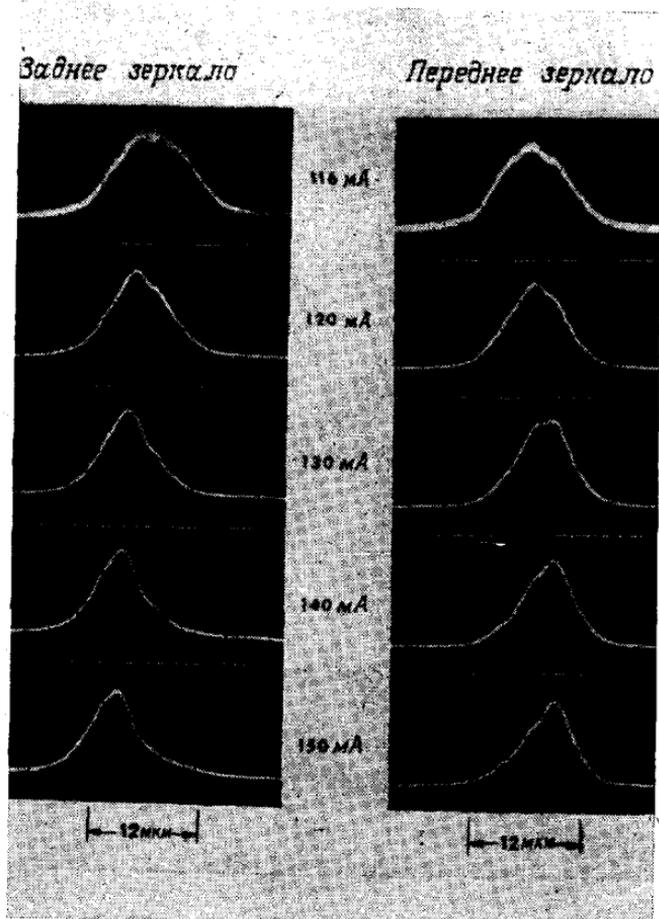


Рис. 7.11.5. Распределение интенсивности ТЕ-излучения вдоль плоскости $p-n$ -перехода при указанных значениях тока от $I_{пор}$ до участка нелинейности ватт-амперной характеристики [175]. Номинальная ширина полоски равна 12 мкм. Отметим сдвиг максимума интенсивности к одному краю полоски.

Как упоминалось в § 6 этой главы, в планарных полосковых лазерах, выращенных на подложке с каналом (рис. 7.6.3, в), изломы также отсутствуют [114].

Чиноне [177] рассчитал зависимость выходной мощности лазера от тока инжекции, решая уравнение непрерывности для носителей и волновое уравнение для светового поля. Этот расчет показал, что профиль усиления около порога в виде, представленном в § 10 этой главы, деформируется вынужденной рекомбинацией носителей у центра полоски. Вследствие этого оптическое поле проникает в области малого усиления или поглощающие области. В этих условиях усиление в моде умень-

шается, что приводит к насыщению мощности и появлению излома на ватт-амперной характеристике. Этой моделью объясняются многие экспериментальные результаты.

Релаксационные колебания

Если к полупроводниковому лазеру приложить токовый импульс с малым временем нарастания, то световой выход будет задержан на несколько наносекунд, а затем он будет характеризоваться затухающими колебаниями. На рис. 7.11.6 показан пример такого светового отклика вместе с импульсом тока накачки. Задержка приблизительно в 4 нс — это кратковременная задержка, обсуждавшаяся в § 7 этой главы. Затухающие колебания выходной оптической мощности в этом частном случае имеют частоту ~ 1 ГГц, а декремент затухания равен нескольким наносекундам. Поведение такого типа называется релаксационными колебаниями. Если прикладывать токовый импульс, то сначала нарастание концентрации носителей будет задержано временем жизни носителей. Затем концентрация носителей возрастет настолько, что превысит величину, необходимую для достижения порога. Возникшее световое поле уменьшит концентрацию носителей, что приведет к уменьшению амплитуды светового поля, вследствие чего концентрация носителей снова может нарастать. Этот процесс продолжается, но амплитуда каждого последующего цикла уменьшается. Такие динамические характеристики полупроводникового лазера описываются скоростными уравнениями [179] для носителей и фото-

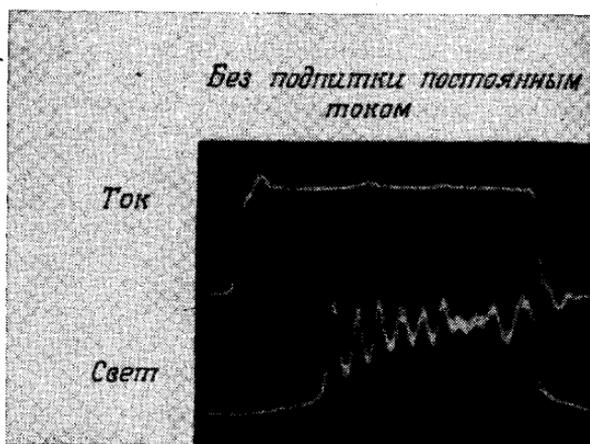


Рис. 7.11.6. Форма импульса тока накачки и испускаемого светового импульса полоскового ДГС-лазера [178]. Временная шкала 2 нс/деление.

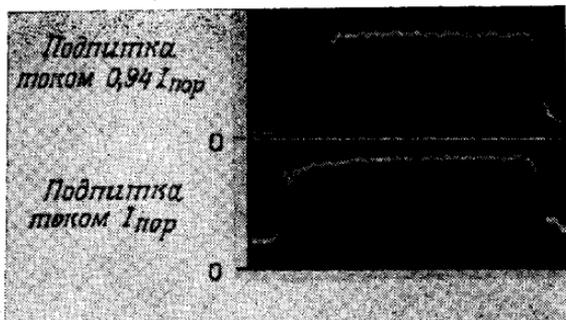


Рис. 7.11.7. Форма светового импульса полоскового ДГС-лазера. Здесь показано подавление релаксационных колебаний при подпитке лазера током величиной $0,94I_{\text{пор}}$ и $I_{\text{пор}}$. Временная шкала 2 нс/деление.

нов. Со взаимодействием между носителями и фотонами связаны как релаксационные колебания, так и шумовой резонанс, обсуждение которого дано в следующей части этого параграфа.

Релаксационные колебания наблюдались еще в гомолазерах [179, 180]. В первом приближении частота релаксации, или резонансная частота, была получена из линейного анализа для малого сигнала. Она оказалась приблизительно равна [181]

$$\nu_R = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{\tau_{ph}\tau_n} \left(\frac{I}{I_{\text{пор}}} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (7.11.1)$$

где τ_{ph} — время жизни фотона. Резонансная частота зависит как от свойств материала, так и от тока, и экспериментально она лежит в диапазоне от 0,3 до 1 ГГц. Существует несколько методов уменьшения релаксационных колебаний. Как показано на рис. 7.11.7, подпитка постоянным током, равным $0,94I_{\text{пор}}$, значительно уменьшает релаксационные колебания, а подпитка постоянным током, равным $I_{\text{пор}}$, устраняет эти колебания. Лэнг и Кобаяси [182] подавили релаксационные колебания инъекцией света. Релаксационные колебания уменьшенной амплитуды наблюдались в зарощенном мезаполосковом лазере [183]. В планарных полосковых лазерах с диффузией Zn сквозь активную область было получено более быстрое затухание колебаний [184, 185]. В планарных лазерах с каналом в подложке релаксационные колебания подавлены и была получена почти плоская характеристика до области частот свыше 1 ГГц [114].

Другой тип пульсаций, наблюдаемых в полупроводниковых лазерах характеризуется отсутствием затухания. Такие пульсации называются (см. рис. 8.4.5) самопроизвольными (self-pulsation). Паоли обнаружил [186], что эти пульсации возникают во время тренировки прибора, в тех приборах, на которых вначале режим самопроизвольных пульсаций не наблюдался. В ла-

зерах, исследованных Паоли, частота самопроизвольных пульсаций лежала в диапазоне от 300 до 600 МГц, что значительно меньше частоты релаксационных колебаний тех же самых лазеров. В настоящее время механизм самопроизвольных пульсаций неясен.

Шумы

Шумы являются основным свойством любого источника сигнала. Первые исследования шумов в гомолазерах с широким контактом были проделаны Армстронгом и Смитом [187—189], а в полосковых гомолазерах — Паоли и Риппером [190]. Было найдено, что основным источником флуктуаций выходной мощности в непрерывном режиме является квантовый дробовой шум [190]. Источником дробового шума лазера являются беспорядочные спонтанные или вынужденные переходы. Общее теоретическое описание квантовых флуктуаций в лазерах было дано Мак-Камбером [191]. Его расчеты предсказывали появление максимумов в спектре шумов на релаксационных (пиковых) частотах (резонансах), обсуждавшихся в предыдущей части этого параграфа. Подробные расчеты Хауга [192] для полупроводникового лазера показали, что и здесь получается такая же общая форма спектра шумов.

Паоли [193, 194] провел измерения шумов в полосковых ДГС-лазерах на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, работающих в непрерывном режиме при комнатной температуре. Частотный спектр флуктуаций интенсивности измерялся в диапазоне от 10 МГц до 4 ГГц при токах выше и ниже порогового. На рис. 7.11.8 дан пример спектра шумов в зависимости от тока для лазера с $I_{\text{пор}}$, равным 372 мА. При токах выше порогового релаксационный резонанс дает максимум в шумовом спектре, резонансная частота ν_R изменяется с током приблизительно как $(I/I_{\text{пор}} - 1)^{1/2}$. Прямо за порогом резонансная частота обычно равна 200—1000 МГц. Спектр имеет плоскую форму при частотах менее 100 МГц. Как показано на рис. 7.11.9, для полоскового ДГС-лазера с более низким порогом в непрерывном режиме мощность шумов на частотах ниже резонансной (50 МГц) резко увеличивается у порога, равного 91 мА. Дальнейшее увеличение тока приводит к быстрому уменьшению шумов по мере того, как насыщение усиления стабилизирует флуктуации интенсивности [194].

Ито и др. [195] исследовали флуктуации интенсивности в каждой продольной моде планарного полоскового ДГС-лазера с шириной полоски 15 мкм. Частотный спектр флуктуаций выходной мощности измерялся в диапазоне от 1 МГц до 1,8 ГГц.

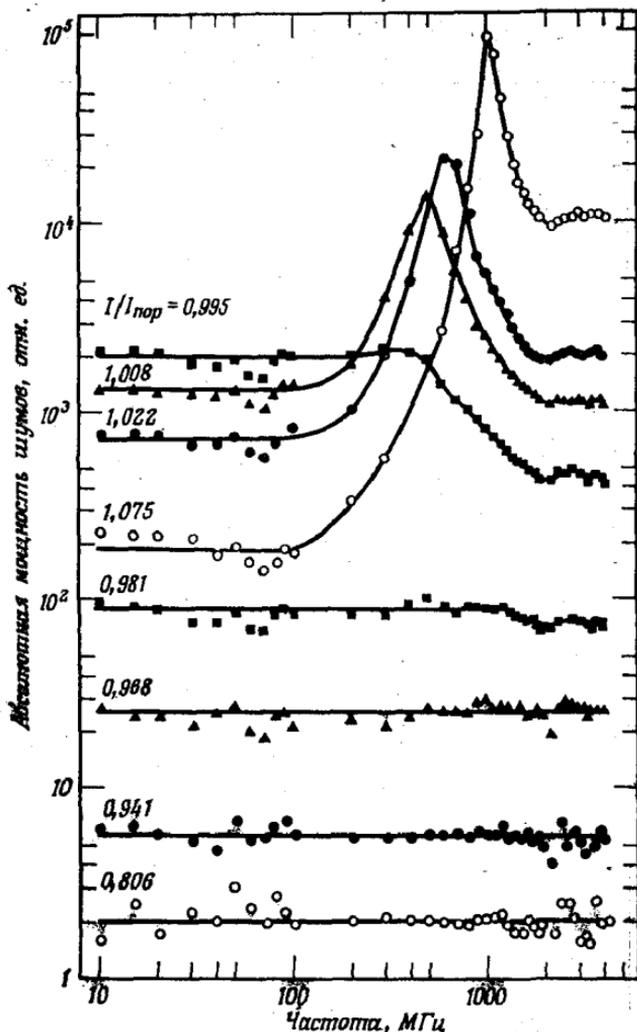


Рис. 7.11.8. Спектральные зависимости мощности шумов (полоса 1 МГц) плоскового ДГС-лазера, работающего в непрерывном режиме при комнатной температуре [193]. Порог генерации равен 372 мА. Спектры скорректированы с учетом частотной зависимости системы детектирования.

Как показано на рис. 7.11.10, спектр шумов каждой продольной моды имеет максимум около 1 ГГц. Для токов выше 1,1 $I_{\text{пор}}$ низкочастотный шум в одной моде почти на 30 дБ больше, чем шум всего излучения. На рис. 7.11.11 показана зависимость мощности шума от тока на частоте 10 МГц, которая намного меньше резонансной частоты. Эти результаты показывают, что низкочастотный шум в каждой моде увеличивается вместе с током, в то время как шум всего излучения уменьшается, как и

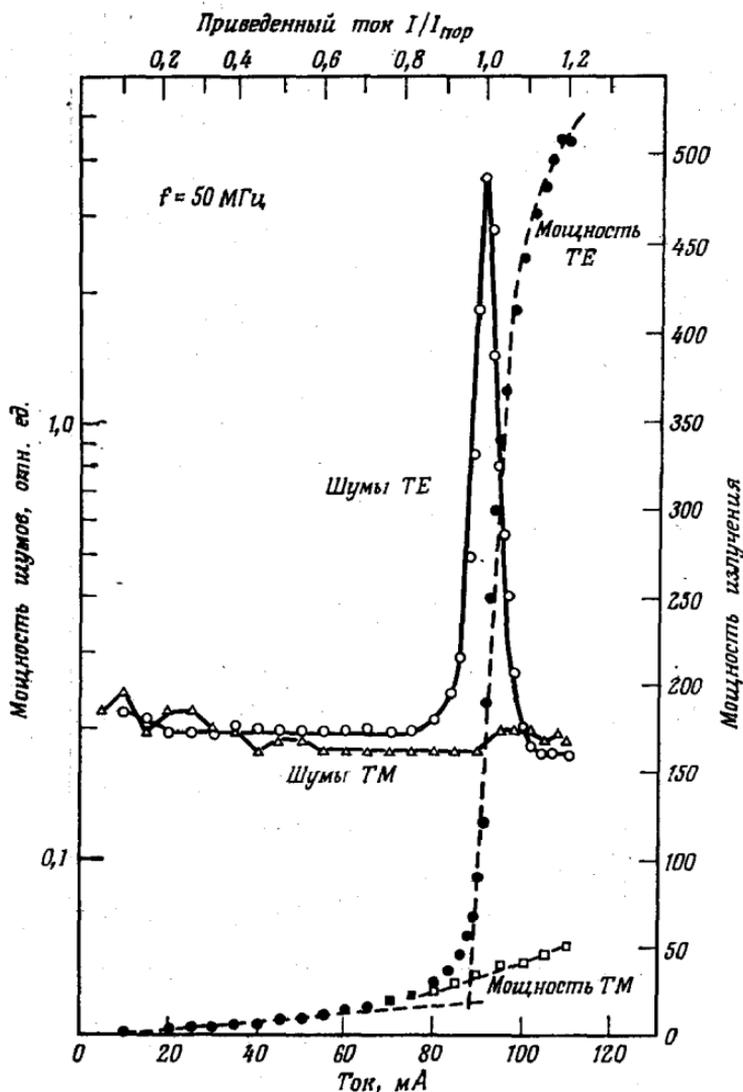


Рис. 7.11.9. Изменение относительной мощности шумов излучения в TE- и TM-поляризациях в зависимости от тока через лазер [194]. Мощность шумов снималась на частоте 50 МГц в полосе 1 МГц. Показаны также зависимости мощности излучения в TE- и TM-поляризациях от тока.

ранее, по мере стабилизации усиления (рис. 7.11.9). Эти свойства наводят на мысль, что полная мощность излучения делится между отдельными модами и что при увеличении мощности в одной моде происходит уменьшение мощности в другой моде, так что флуктуации полной интенсивности меньше, чем для любой из мод. Недавние исследования шумов, проделанные Екке-

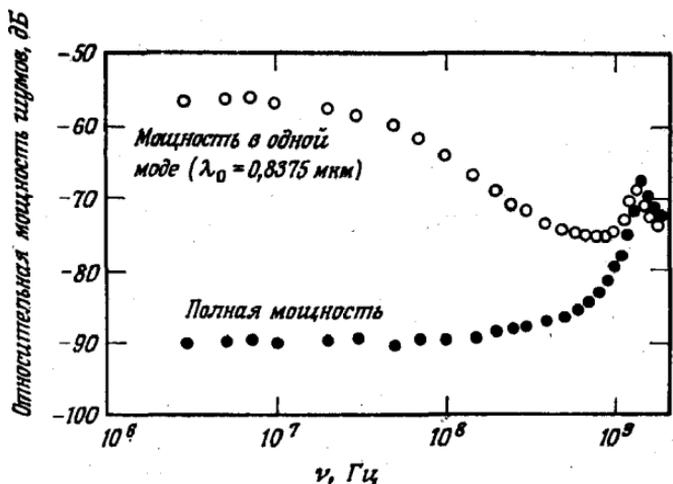


Рис. 7.11.10. Спектральная зависимость мощности шумов (ширина полосы 30 кГц) планарного полосткового лазера [195]. $I_{\text{пор}} = 132$ мА и $I/I_{\text{пор}} = 1,14$.

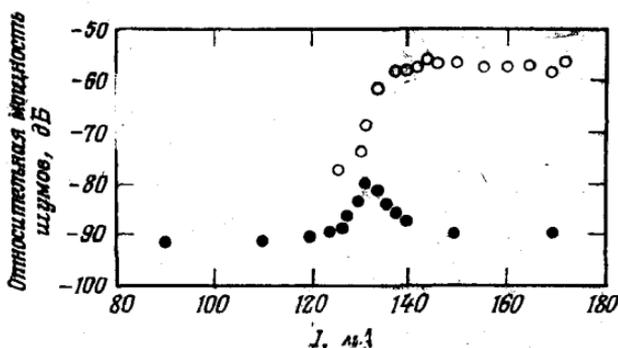


Рис. 7.11.11. Относительная мощность шумов на частоте 10 МГц в полосе 30 кГц в зависимости от тока через планарный полостковый лазер [195]. Светлые кружки — мощность в одной моде, черные кружки — полная мощность. $I_{\text{пор}} = 132$ мА.

лем и Гекосом, также показали, что в отдельной моде наблюдаются гораздо более сильные флуктуации интенсивности по сравнению с флуктуациями полной световой мощности [195а].

Модуляция

Полостковые ДГС-лазеры являются удобными источниками для систем волоконно-оптической связи из-за их малого размера, малого рабочего тока и напряжения (< 200 мА при $\sim 1,7$ В), коэффициента полезного действия, превышающего 5%, большого срока службы и потенциально малой стоимости. Еще одной привлекательной чертой является возможность прямой модуляции излучения изменением тока накачки. Почти

все работы по модуляции инжекционных лазеров были посвящены импульсной, а не амплитудной модуляции. По этой причине здесь будет рассмотрена только импульсная модуляция. Для такого выбора имеется несколько причин. Современное развитие систем связи, как СВЧ, так и оптических, использует цифровые системы, потому что отношение сигнал/шум в них лучше, чем в аналоговых системах. Таким образом, амплитудная модуляция может рассматриваться только для применений в системах с невысокими характеристиками, рассчитанных на короткие расстояния, где более приемлемо было бы использование в качестве источника светозлучающих диодов. Модуляционные характеристики полупроводниковых лазеров, работающих в непрерывном режиме были резюмированы Паоли [178] и Каминовым и Ли [196].

В полосковых ДГС-лазерах имеется несколько свойств, влияющих на их характеристики в применениях, требующих высокой частоты повторения импульсов. Основными проблемами являются начальная задержка, релаксационные колебания и накопление заряда, которое может влиять на спад после импульса. Временная задержка и релаксационные колебания иллюстрировались на рис. 7.11.6. Уменьшение начальной задержки путем подпитки током, близким к пороговому, обсуждалось в § 7 этой главы. На рис. 7.11.7 показано, что подпитка также уменьшает релаксационные колебания. При частотах повторения импульсов менее 50—100 Мбит/с релаксационные колебания могут быть уменьшены без подпитки увеличением времени нарастания импульса [178]. Озеки и Ито [197] показали также, что, используя методы частотной коррекции, можно отказаться от подпитки. Спад после импульса зависит от времени жизни носителей [198]. Он может оказывать влияние на последующие импульсы, так как остаточный заряд может привести к понижению порога для следующего импульса.

Динамические свойства [199—202] полупроводниковых лазеров и их импульсная модуляция [203—208] неоднократно подвергались рассмотрению. Исследование скоростных уравнений для носителей и фотонов показывает, что могут быть достигнуты скорости передачи информации на уровне 3—4 Гбит/с [202]. Хотя уже была показана возможность получения скоростей 1 Гбит/с и более [203, 206], не ясно, достижимы ли такие частоты для случайных последовательностей импульсов. Было показано, что можно достичь скоростей 200 Мбит/с для случайного потока импульсов, возвращающихся к нулю [207]. Пригодные частоты повторения импульсов могут определяться практически доступными скоростными источниками накачки и приемниками.

Полосковые ДГС-лазеры начали по-настоящему использоваться в системах связи с импульсной модуляцией [209—213]. Чэн и др. [209] описали экспериментальную систему световодной связи со скоростью 44,7 Мбит/с. В этой системе полосковый лазер на $\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,92}\text{As}$ — $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ стабилизирован обратной связью для передачи не возвращающихся к нулю данных. Были описаны экспериментальные системы со скоростями от 50 до 400 Мбит/с [210—213]. Таким образом, была доказана возможность применения полосковых ДГС-лазеров с импульсной модуляцией в световодной связи.

§ 12. ЛАЗЕРЫ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Рабочие характеристики

В § 10 гл. 2 был дан анализ генерации в периодических структурах. Необходимая для генерации обратная связь обеспечивается периодическим изменением показателя преломления внутри волновода. Аики и др. [214] сообщили наиболее обширные данные по характеристикам лазера с распределенной обратной связью (РОС) на ДГС-РО-структуре, показанной на рис. 2.10.5, б и 2.10.6. Изготовленная для этих измерений мезаполосковая ДГС-РО-структура показана на рис. 7.12.1. Пластина была выращена методом ЖФЭ. Период гофра обеспечивал работу в третьем порядке и составлял 0,3814 мкм. Накачиваемая область имела длину 500 мкм, а прилегающий к ней пассивный волновод, использующийся для подавления отражения от заднего зеркала, имел длину ~ 2 мм. Такая структура явилась единственным РОС-лазером, работающем в непрерывном режиме при комнатной температуре. [214, 215].

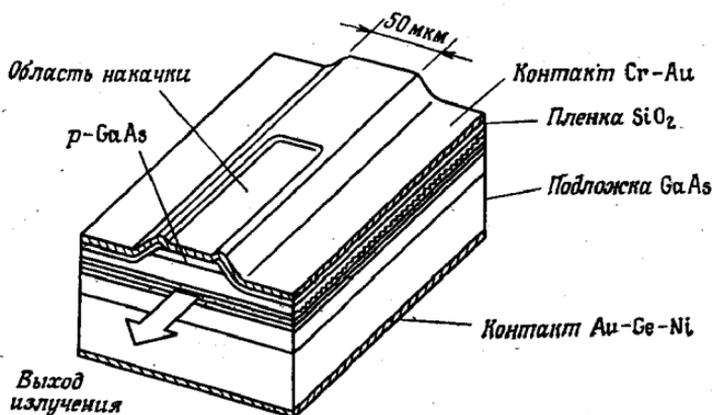


Рис. 7.12.1. Схематическое изображение РОС-лазера, изготовленного в виде мезаполосковой структуры [214].

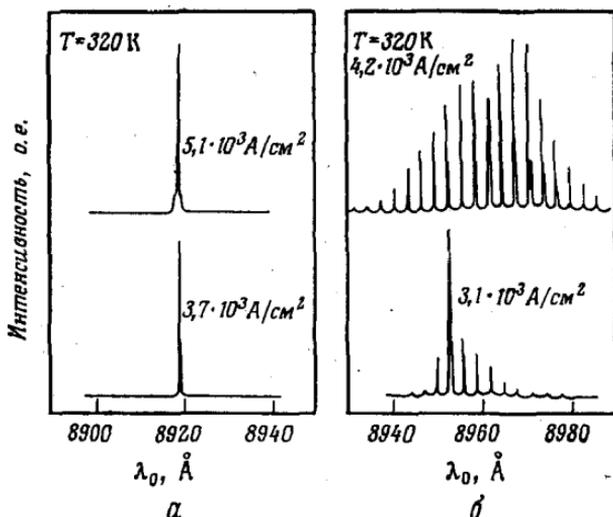


Рис. 7.12.2. Спектры генерации приборов, изготовленных из одной и той же пластины [214]. *а* — РОС-лазер; *б* — лазер с плоским резонатором.

На рис. 7.12.2, *а* показан спектр генерации этого РОС-лазера. Нижний спектр снят при токе $1,1 J_{\text{пор}}$, а верхний — при токе $1,5 J_{\text{пор}}$. На рис. 7.12.2, *б* для сравнения приведены спектры лазера с плоским резонатором, сделанным из того же самого материала. Сравнение показывает, что РОС-лазер обладает селективностью по длине волны. Также видно, что длина волны генерации остается постоянной при изменении уровня накачки. Излучательные свойства этого РОС-лазера, а также лазера с плоским резонатором для рабочих температур между 150 и 400 К приведены на рис. 7.12.3. Показаны температурные зависимости как длины волны генерации, так и пороговой плотности тока. В этом интервале температур наблюдаются две поперечные ТЕ-моды и одна ТМ-волна. Между 300 и 360 К в диоде наблюдалась генерация в основной поперечной ($m=0$) ТЕ-моды, при этом $J_{\text{пор}}$ был приблизительно на 20% больше, чем в лазере с зеркалами, полученными скалыванием. Минимальное значение $J_{\text{пор}}$ составляло $3,4 \text{ кА/см}^2$ при 320 К. Рассогласование между брэгговской частотой и спектром усиления приводит к быстрому возрастанию $J_{\text{пор}}$ ниже 700 и выше 360 К. Рис. 7.12.3 ясно показывает, что в лазере с плоским резонатором сдвиг длины волны генерации с температурой происходит гораздо быстрее, чем в РОС-лазере. Излучение лазера с плоским резонатором «следит» за температурной зависимостью ширины запрещенной зоны, а длина волны генерации РОС-лазера — за более слабой температурной зависимостью показателя преломления. Спектральные измерения с высоким разрешением показали, что спектральная ширина единственной продольной

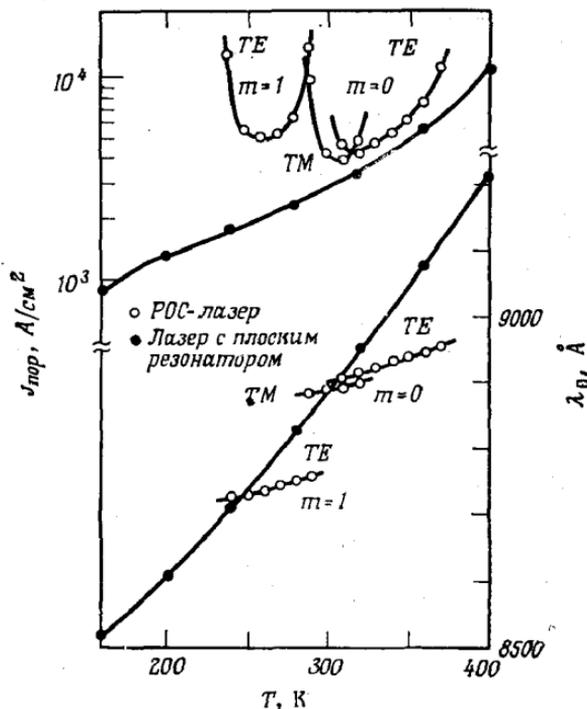


Рис. 7.12.3. Зависимость пороговой плотности тока (верхние кривые, левая шкала) и длины волны генерации (нижние кривые, правая шкала) от температуры $p-n$ -перехода [214].

($m = 0$) TE-моды при комнатной температуре и токе $1,5 J_{\text{пор}}$ составляла $\sim 0,5 \text{ \AA}$.

На рис. 7.12.4 показана зависимость выходной мощности РОС-лазера от тока при нескольких температурах. Максимальная выходная мощность в непрерывном режиме — 40 мВт — была достигнута при 282 К. До этого в непрерывном режиме при 300 К была получена мощность 10 мВт [215]. Как показано на рис. 7.12.4, значения импульсной выходной мощности превышают 100 мВт. Эти результаты свидетельствуют о том, что в РОС-лазерах может быть получена достаточная мощность и хорошие спектральные характеристики.

Развитием такого ДГС-РО-РОС-лазера является структура, связанная с волноводом, которая показана на рис. 7.12.5 [216]. Излучение лазера вводится в слой $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ через ступенчатую область связи, показанную на рисунке. На рис. 7.12.6 схематически показано, что шесть таких лазеров, изготовленных на одной эпитаксиальной пластине, соединены одним волноводом. Период решетки каждого лазера был выбран так, чтобы спектральное расстояние между длинами волн излучения было $\sim 20 \text{ \AA}$. При комнатной температуре $J_{\text{пор}}$ каждого РОС-лазера изменял-

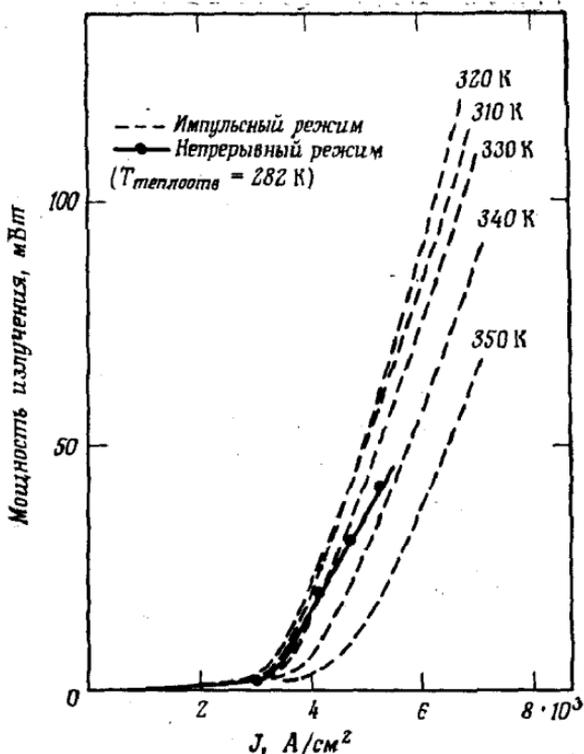


Рис. 7.12.4. Ватт-амперные характеристики РОС-лазера [214].

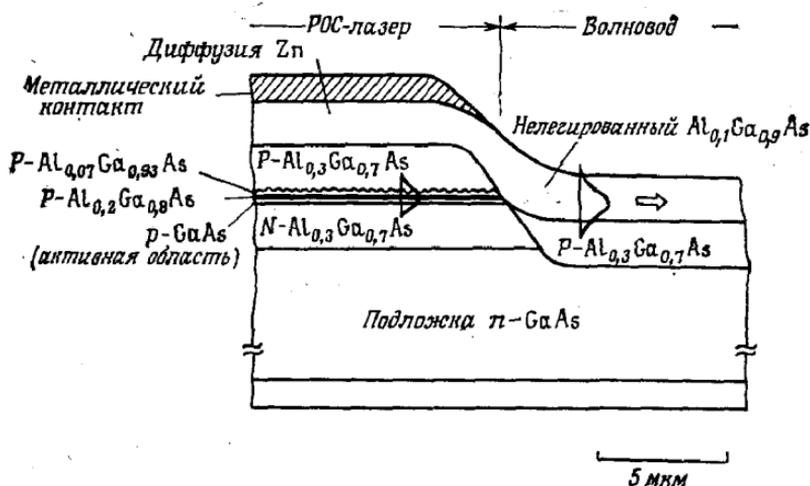


Рис. 7.12.5. Схематическое изображение РОС-лазера, связанного с волноводом [216].

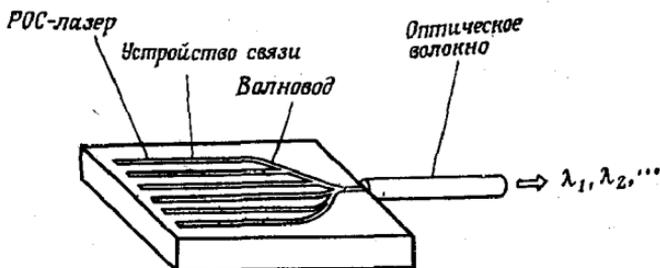


Рис. 7.12.6. Схематическое изображение источника света с частотным уплотнением. Шесть РОС-лазеров с длинами волн генерации, отличающимися на 20 Å, монолитно интегрированы с пассивными волноводами [217].

ся от 3 до 6 кА/см². Длины волн генерации лазеров отстояли друг от друга на 20 ± 5 Å при спектральной ширине $\sim 0,3$ Å. Такая структура является примером реализации метода частотного уплотнения в световом источнике сигнала.

Другие периодические волноводные структуры

На первых этапах работа с РОС-лазерами была ограничена температурами около 77 К. При изготовлении гофра прямо на активном слое ДГС-лазера уменьшался выход излучательной рекомбинации вследствие безызлучательной рекомбинации на границах. Это препятствовало получению генерации при комнатной температуре. Для разделения гофрированной области и активного слоя был использован ДГС-РО-лазер, что позволило получить РОС-лазер, работающий при комнатной температуре [214—216, 218]. Рейнхарту и др. [219] также удалось отделить активный слой от области гофра. Они использовали лазер со связью через сужение [220], в котором гофр был нанесен на пассивный волновод, и получили генерацию при комнатной температуре в лазере с брэгговским зеркалом. Лазер, связанный через сужение с брэгговским зеркалом, схематически показан на рис. 7.12.7. Активный слой на *n*-GaAs заштрихован. Окно в слое *P*-Al_{0,5}Ga_{0,5}As было сделано селективным травлением или сужающийся слой был выращен участками таким же способом, который использовался для выращивания сужающегося активного слоя. На слое *N*-Al_{0,15}Ga_{0,85}As была сделана решетка, работающая в третьем порядке. Импульсы тока прикладывались к части *A*. Через часть *B* ток не пропускаться и она служила для поглощения лазерного излучения. Значение порога при комнатной температуре было 5 кА/см², а спектральная ширина доминирующей моды составляла $\sim 0,2$ Å. Как показано на рис. 7.12.8, брэгговские зеркала использовались и на обоих концах ДГС-лазера. Здесь использовались решетки, работающие

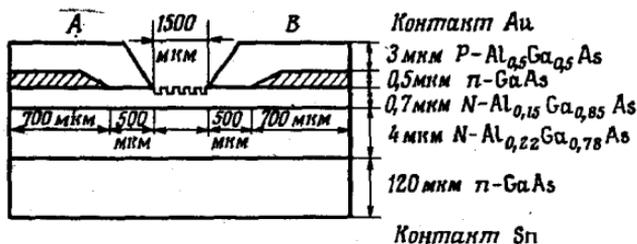


Рис. 7.12.7. Схематическое изображение лазера с брэгговским зеркалом (БЗ), в котором используется связь через сужение волновода [219].

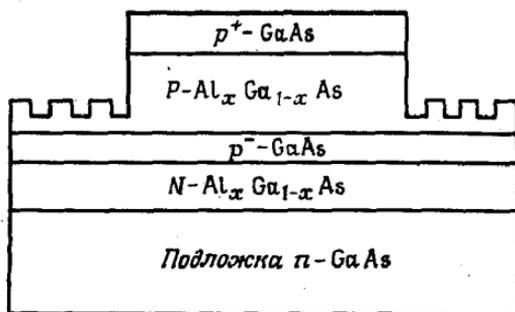


Рис. 7.12.8. Схематическое изображение ДГС-лазера с брэгговскими зеркалами [221].

в третьем порядке. Пороговая плотность тока при комнатной температуре была между 6 и 7 кА/см² [221].

Распределенная обратная связь также применялась в зарощенных мезаполосковых гетероструктурах [222] (см. рис. 7.6.6). В этих лазерах использовалась следующая последовательность слоев: $N_{0,5} - p_{0,04} - P_{0,3} - P_{0,1} - P_{0,4}$. Активной областью служил $p_{0,04}$ -слой. Гофр был сделан между $P_{0,1}$ - и $P_{0,4}$ -слоями, так что и в этой структуре обеспечивалось раздельное ограничение. Пороги при комнатной температуре были выше, чем в обычных зарощенных мезаполосковых лазерах. Генерация с РОС также была продемонстрирована в полосковых ДГС-лазерах на $Pb_{1-x}Sn_xTe$, выращенных методом эпитаксии из молекулярных пучков [223]. При 58 К был получен импульсный режим работы на длине волны около 13 мкм.

§ 13. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В этой главе были описаны методы изготовления и рабочие характеристики лазеров с широким контактом и полосковых ДГС-лазеров на $GaAs$ (или $Al_yGa_{1-y}As$) — $Al_xGa_{1-x}As$. При описании методов изготовления было показано, как из гетероэпитаксиальных пластин, методом выращивания которых была по-

священа гл. 6, делаются отдельные лазеры с полученными сколом зеркалами. Обсуждение методов изготовления также позволило показать различные конфигурации полосковой геометрии. Были представлены многочисленные рабочие характеристики, а расчетная зависимость коэффициента усиления от тока сравнивалась с экспериментальными данными для лазеров с некомпенсированной активной областью.

Был рассмотрен вопрос о зависимости коэффициента усиления $g_{\text{макс}}$ от тока. Теоретические результаты из гл. 3 показали, что при $g_{\text{макс}} \leq 100 \text{ см}^{-1}$ коэффициент усиления сверхлинейно зависит от тока, а при $g_{\text{макс}} \geq 100 \text{ см}^{-1}$ коэффициент усиления линейно меняется с током. В обоих случаях необходимо учитывать нулевой сдвиг тока J_0 , при котором $g_{\text{макс}}$ уменьшается до нуля. В низкопороговых лазерах толщина активной области d мала, а это означает, что $g_{\text{макс}}$ на пороге обычно больше $\sim 100 \text{ см}^{-1}$. Поэтому в таких лазерах можно использовать линейную зависимость коэффициента усиления от тока. Было показано, что между расчетными и экспериментальными зависимостями $g_{\text{макс}}$ от тока и $J_{\text{пор}}$ (300 К) от d имеется близкое соответствие.

Было показано, что в полосковых лазерах $J_{\text{пор}}$ (300 К) увеличивается примерно в два раза с уменьшением ширины полоски от $\sim 25 \text{ мкм}$ до $\sim 10 \text{ мкм}$. Такое увеличение $J_{\text{пор}}$ (300 К) происходит главным образом вследствие боковой диффузии в плоскости $p-n$ -перехода носителей, инжектированных в активную область. Было показано, что на пороге температура активной области увеличивается на $\sim 5-10^\circ\text{C}$. Также было показано, что в полосковых ДГС-лазерах, полученных протонной бомбардировкой, ограничение для света вдоль плоскости $p-n$ -перехода обеспечивается волноводным эффектом, связанным с усилением. Были описаны излучательные свойства, такие, как поперечные моды, продольные моды, моды в направлении плоскости $p-n$ -перехода и расходимость излучения.

Также обсуждались релаксационные колебания и шумы. Как показано в этой главе, основные понятия, представленные в предыдущих главах, очень хорошо отражают экспериментальные свойства.

Литература

1. Schumaker N. E., частное сообщение.
2. Schwartz B., Ermanis F., Brastad M. H., Journ. Electrochem. Soc., 123, 1089 (1976).
3. Schwartz B., Dymont J. C., Haszko S. E., Gallium Arsenide and Related Compounds: 1972, Symp. Proc., Inst. of Phys., London, 1973, p. 187.
4. Logan R. E., Reinhart F. K., Journ. Appl. Phys. 44, 4172 (1973).
5. Johnston W. D., Jr., Miller B. I., Appl. Phys. Lett., 23, 192 (1973).

6. Ito R., Nakashima H., Nakada O., Jap. Journ. Appl. Phys., **12**, 1272 (1973).
7. Nash F. R., Dixon R. W., Barnes P. A., Schumaker N. E., Appl. Phys. Lett., **27**, 234 (1975).
8. Henry C. H., Logan R. A., Journ. Appl. Phys., **48**, 3962 (1977).
9. Rideout V. I., Solid-State Electron., **18**, 541 (1975).
10. Casey H. C., Jr., Panish M. B., Trans. AIME, **242**, 406 (1968).
11. Harris J. S., Nannichi Y., Pearson G. L., Day G. F., Journ. Appl. Phys., **40**, 4575 (1969).
12. Andrews A. M., Holonyak N., Jr., Solid-State Electron., **15**, 601 (1972).
13. Edwards W. D., Hartman W. A., Torrens A. B., Solid-State Electron., **15**, 387 (1972).
14. Shih K. K., Blum J. M., Solid-State Electron., **15**, 1177 (1972).
15. Yokoyama N., Ohkawa S., Ishikawa H., Jap. Journ. Appl. Phys., **14**, 1071 (1975).
16. Bond W. L., Cohen B. G., Leite R. C. C., Yariv A., Appl. Phys. Lett., **2**, 57 (1963).
17. Ettenberg M., Lockwood H. F., Sommers H. S., Jr., Journ. Appl. Phys., **43**, 5074 (1972).
18. Hartman R. L., Hartman A. R., Appl. Phys. Lett., **23**, 147 (1973).
19. Shima Y., Chinone N., Ito R., Appl. Phys. Lett., **31**, 625 (1977).
20. Pilkuhn M. H., Rupprecht H., Journ. Appl. Phys., **38**, 5 (1967).
21. Panish M. B., Hayashi I., Sumski S., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-5**, 211 (1969).
22. Hayashi I., Panish M. B., Foy P. W., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-5**, 211 (1969).
23. Kressel H., Nelson H., RCA Rev., **30**, 106 (1969).
24. Hayashi I., Panish M. B., Journ. Appl. Phys., **41**, 150 (1970).
25. Minden H. T., Premo R., Journ. Appl. Phys., **45**, 4520 (1974).
26. Gill R. B., Proc. IEEE, **58**, 949 (1970). (Имеется перевод: Джилл, ТИИЭР, 1970, № 6, с. 168.)
27. Goodwin A. R., Selway P. R., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-6**, 285 (1970).
28. Yonezu H., Sakuma I., Nannichi Y., Jap. Journ. Appl. Phys., **9**, 231 (1970).
29. Ulmer E. A., Jr., Hayashi I., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-6**, 297 (1970).
30. Nelson H., Kressel H., Appl. Phys. Lett., **15**, 7 (1969).
31. Casey H. C., Jr., Miller B. I., Pinkas E., Journ. Appl. Phys., **44**, 1281 (1973).
32. Hwang C. J., Journ. Appl. Phys., **42**, 4408 (1971).
33. Shockley W., Electrons and Holes in Semiconductors, Van Nostrand-Reinhold, Princeton, New Jersey, 1950, p. 242. [Имеется перевод: Шокли В. Теория электронных полупроводников. — М.: ИЛ, 1953.]
34. Gummel H. K., Solid-State Electron., **10**, 209 (1967).
35. Kressel H., Nelson H., Hawrylo F. Z., Journ. Appl. Phys., **41**, 2019 (1970).
36. Kressel H., Nelson H., Hawrylo F. Z., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-6**, 290 (1970).
37. Byer N. E., Butler J. K., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-6**, 291 (1970).
38. Henshall G. D., Whiteaway J. E. A., Electron. Lett., **10**, 326 (1974).
39. Rossi J. A., Heckscher H., Chinn S. R., Appl. Phys. Lett., **23**, 257 (1973).
40. Ripper J. E., Rossi J. A., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-10**, 435 (1974).
41. Konnerth K., Lanza C., Appl. Phys. Lett., **4**, 120 (1964).
42. Ripper J. E., Dymont J. C., Appl. Phys. Lett., **12**, 365 (1968).
43. Gründorfer S., Adams M. J., Thomas B., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-11**, 532 (1975).
44. Nunes F. D., Patel N. B., Ripper J. E., Electron. Lett., **12**, 574 (1976).

45. *Hayashi I., Panish M. B., Foy P. W., Sumski S.*, Appl. Phys. Lett., 17, 109 (1970).
46. *Алферов Ж. И. и др.* ФТП, 4, 1826 (1970).
47. *Dyment J. C., D'Asaro L. A., North J. C., Miller B. I., Ripper J. E.*, Proc. IEEE, 60, 726 (1972). [Имеется перевод: Даймент, Д'Асаро, Норт, Миллер, Риппер. ТИИЭР, 1972, № 6, с. 90.]
48. *Hartman R. L., Schumaker N. E., Dixon R. W.*, Appl. Phys. Lett., 31, 756 (1977).
49. *Pinkas E., Miller B. I., Hayashi I., Foy P. W.*, Journ. Appl. Phys., 43, 2827 (1972).
- 49a. *Henshall G. D.*, Appl. Phys. Lett., 31, 205 (1977).
50. *Yonezu H., Kobayashi K., Sakuma I.*, Jap. Journ. Appl. Phys., 12, 1593 (1973).
51. *Casey H. C., Jr., Panish M. B., Merz J. L.*, Journ. Appl. Phys., 44, 5470 (1973).
52. *Dyment J. C., Nash F. R., Hwang C. J., Rozgonyi G. A., Hartman R. L., Marcos H. M., Haszko S. E.*, Appl. Phys. Lett., 24, 481 (1974).
53. *Ettenberg M.*, Appl. Phys. Lett., 27, 652 (1975).
54. *Kressel H., Ettenberg M.*, Journ. Appl. Phys., 47, 3533 (1976).
55. *Casey H. C., Panish M. B., Schlosser W. O., Paoli T. L.*, Journ. Appl. Phys., 45, 322 (1974).
56. *Nash F. R., Wagner W. R., Brown R. L.*, Journ. Appl. Phys., 47, 3992 (1976).
57. *Rode D. L.*, Journ. Appl. Phys., 45, 3887 (1974).
58. *Selway P. R., Goodwin A. R.*, Journ. Phys. D: Appl. Phys., 5, 904 (1972).
59. *Hayashi I., Panish M. B., Reinhart F. K.*, Journ. Appl. Phys., 42, 1929 (1971).
60. *Stern F.*, Journ. Appl. Phys., 47, 5382 (1976).
- 60a. *Dupuis R. D., Dapkus P. D., Moudy L. A.*, Tech. Digest, Int. Electron Device Meeting, Washington D. C., December 1977, p. 575.
- 60b. *Casey H. C., Jr.*, Journ. Appl. Phys., 49, 3684 (1978).
- 60в. *Thompson G. H. B., Kirkby P. A., Whiteaway J. E. A.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-11, 481 (1975).
61. *Panish M. B., Hayashi I., Sumski S.*, Appl. Phys. Lett., 16, 326 (1970).
62. *Goodwin A. R., Peters J. R., Pion M., Thompson G. H. B., Whiteaway J. E. A.*, Journ. Appl. Phys. 46, 3126 (1975).
63. *Casey H. C., Jr., Panish M. B.*, Journ. Appl. Phys., 46, 1393 (1975).
64. *Butler J. K., Kressel H., Ladany I.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-11, 402 (1975).
65. *Streifer W., Burham R. D., Scifres D. R.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-12, 177 (1976).
66. *Scifres D. R., Streifer W., Burham R. D.*, Appl. Phys. Lett., 29, 23 (1976).
67. *French W. G., MacChesney J. B., O'Connor P. B., Tasker G. W.*, Bell Syst. Tech. Journ., 53, 951 (1974).
68. *Miller B. I., Ripper J. E., Dyment J. C., Pinkas E., Panish M. B.*, Appl. Phys. Lett., 18, 403 (1971).
69. *Itoh K., Inoue M., Teramoto I.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-11, 421 (1975).
70. *Kressel H., Hawrylo F. Z.*, Appl. Phys. Lett., 28, 598 (1976).
71. *Алферов Ж. И. и др.* ФТП, 6, 568 (1972).
72. *Kressel H., Lockwood H. F., Nicoll F. H., Ettenberg M.*, IEEE Journ. Quantum Electron., QE-9, 383 (1973).
73. *Kressel H., Lockwood H. F.*, Appl. Phys. Lett., 20, 175 (1972).
74. *Thompson G. H. B.*, Opto-Electronics, 4, 257 (1972).
75. *Cross M.*, Phys. Status Solidi(a), 16, 167 (1973).
76. *Kirkby P. A., Thompson G. H. B.*, Appl. Phys. Lett., 22, 638 (1973).

- 76a. *Whiteaway J. E. A., Thompson G. H. B.*, Solid-State Electron. Dev., **1**, 81 (1977).
- 76b. *Henry C. H., Logan R. A., Merritt F. R.*, Appl. Phys. Lett., **31**, 454 (1977).
77. *Sommers H. S., Jr., North D. O.*, Solid-State Electron., **19**, 675 (1976).
78. *North D. O.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-12**, 616 (1976).
79. *Keller R., Voumard C., Weber H.*, Appl. Phys. Lett., **26**, 50 (1975).
80. *Lockwood H. F., Etzold K.-F., Stockton T. E., Marinelli D. P.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-10**, 567 (1974).
81. *Алферов Ж. И. и др.* ФТП, **6**, 739 (1972).
82. *Reinhart F. K., Miller B. I.*, Appl. Phys. Lett., **20**, 36 (1972).
83. *Reinhart F. K.*, Appl. Phys. Lett., **22**, 372 (1973).
84. *Lee T. P., Burrus C. A., Jr., Miller B. I.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-9**, 820 (1973).
85. *Lockwood H. F., Kressel H., Sommers H. S., Jr., Hawrylo F. Z.*, Appl. Phys., Lett., **17**, 499 (1970).
86. *Kressel H., Lockwood H. F., Hawrylo F. Z.*, Appl. Phys. Lett., **18**, 43 (1971).
87. *Kressel H., Lockwood H. F., Hawrylo F. Z.*, Journ. Appl. Phys. **43**, 561 (1972).
88. *Butler J. K., Kressel H.*, Journ. Appl. Phys., **43**, 3403 (1972).
89. *Paoli T. L., Hakki B. W., Miller B. I.*, Journ. Appl. Phys., **44**, 1276 (1973).
90. *Hakki B. W.*, Journ. Appl. Phys., **45**, 288 (1974).
91. *Hakki B. W., Hwang C. J.*, Journ. Appl. Phys., **45**, 2168 (1974).
92. *Hakki B. W.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-11**, 149 (1975).
93. *Krupka D. C.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-11**, 390 (1975).
94. *Panish M. B., Casey H. C., Jr., Sumski S., Foy P. W.*, Appl. Phys. Lett., **22**, 590 (1973).
95. *Thompson G. H. B., Kirkby P. A.*, Electron. Lett., **9**, 295 (1973).
96. *Hayashi I.*, U. S. Patent No. 3, 691, 476 (1972).
97. *Thompson G. H. B., Kirkby P. A.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-9**, 311 (1973).
98. *Thompson G. H. B., Henshall G. D., Kirkby P. A., Whiteaway J. E. A.*, Journ. Appl. Phys., **47**, 1501 (1976).
99. *Furnanage R. A., Wilson D. K.*, U. S. Patent No. 3, 363, 195 (January 1968).
100. *Dyment J. C.*, Appl. Phys. Lett., **10**, 84 (1967).
101. *Dyment J. C., D'Asaro L. A.*, Appl. Phys. Lett., **11**, 292 (1967).
102. *Dyment J. C., Zachos T. H.*, Journ. Appl. Phys., **39**, 2923 (1968).
103. *Yonezu H., Sakuma I., Kobayashi K., Kamejima T., Ueno M., Nannichi Y.*, Jap. Journ. Appl. Phys., **12**, 1585 (1973).
104. *D'Asaro L. A.*, Journ. Luminescence, **7**, 310 (1973).
105. *Kan H., Namizaki H., Ishii M., Ito A.*, Appl. Phys. Lett., **27**, 138 (1975).
106. *Wohlleben K., Beck W.*, Zs. Naturforsch., **A21**, 1057 (1966).
107. *Foyt A. G., Lindley W. T., Wolfe C. M., Donnelly J. P.*, Solid-State Electron., **12**, 209 (1969).
108. *Dyment J. C., North J. C., D'Asaro L. A.*, Journ. Appl. Phys., **44**, 207 (1973).
109. *Favennec P. N., Diguët D.*, Appl. Phys. Lett., **23**, 546 (1973).
110. *Blum J. M., McGroddy J. C., McMullin P. G., Shih K. K., Smith A. W., Ziegler J. F.*, IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-11**, 413 (1975).
111. *Favennec P. N.*, Journ. Appl. Phys., **47**, 2532 (1976).
112. *Yonezu H., Matsumoto Y., Shinohara T., Sakuma I., Suzuki T., Kobayashi K., Lang R., Nannichi Y., Hayashi I.*, Jap. Journ. Appl. Phys., **16**, 209 (1977).
113. *Takusagawa M., Ohsaka S., Takagi N., Ishikawa H., Takanashi H.*, Proc. IEEE, **61**, 1758 (1973). [Имеется перевод: *Такусасава, Осака, Такаги, Ишикава, Таканаши*. ТИИЭР, 1973, № 12, с. 109.]

114. Aiki K., Nakamura M., Kuroda T., Umeda J., Appl. Phys. Lett., 30, 649 (1977).
- 114a. Aiki K., Nakamura M., Kuroda T., Umeda J., Ito R., Chinone N., Maeda M., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-14, 89 (1978).
115. Susaki W., Namizaki H., Kan H., Ito A., Journ. Appl. Phys., 44, 2893 (1973).
116. Namizaki H., Kan H., Ishii M., Ito A., Journ. Appl. Phys., 45, 2785 (1974).
117. Namizaki H., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-11, 427 (1975).
118. Tsukada T., Nakashima H., Umeda J., Nakamura S., Chinone N., Ito R., Nakada O., Appl. Phys. Lett., 20, 344 (1972).
119. Chinone N., Ito R., Nakada O., Journ. Appl. Phys., 47, 785 (1976).
120. Tsukada T., Journ. Appl. Phys., 45, 4899 (1974).
- 120a. Tsang W. T., Logan R. A., Hegems M., Appl. Phys. Lett., 32, 311 (1978).
- 120b. Tsang W. T., частное сообщение.
121. Burnham R. D., Scifres D. R., Tramontana J. C., Alimonda A. S., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-11, 418 (1975).
122. Itoh K., Inoue M., Teramoto I., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-11, 421 (1975).
123. Tsang W. T., Logan R. A., Appl. Phys. Lett., 30, 538 (1977).
124. Burnham R. D., Scifres D. R., Appl. Phys. Lett., 27, 510 (1975).
125. Kirkby P. A., Thompson G. H. B., Journ. Appl. Phys., 47, 4578 (1976).
126. Lee T. P., Cho A. Y., Appl. Phys. Lett., 29, 164 (1976).
127. Hakki B. W., Journ. Appl. Phys., 44, 5021 (1973).
128. Tsang W. T., Journ. Appl. Phys., 49, 1031 (1978).
129. Joyce W. B., Wemple S. H., Journ. Appl. Phys., 41, 3818 (1970).
130. Dumke W. P., Solid-State Electron., 16, 1279 (1973).
- 130a. Ladany I., Journ. Appl. Phys., 48, 1935 (1977).
- 130b. Hsieh J. J., Shen C. C., Appl. Phys. Lett., 30, 429 (1977).
131. Dixon R. W., Bell Syst. Tech. Journ., 55, 973 (1976).
132. Paoli T. L., Barnes P. A., Appl. Phys. Lett., 28, 714 (1976).
133. Barnes P. A., Paoli T. L., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-12, 633 (1976).
134. Joyce W. B., Dixon R. W., Journ. Appl. Phys., 47, 3510 (1976).
135. Paoli T. L., Appl. Phys. Lett., 29, 673 (1976).
136. Елусеев П. Г. и др. В сб.: Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Под ред. Рывкина С. М., Шмарцева Ю. В.— М.: Наука, 1969.
137. Paoli T. L., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-9, 267 (1973).
138. Sommers H. S., Jr., Appl. Phys. Lett., 19, 424 (1971).
139. Dyment J. C., Ripper J. E., Lee T. P., Journ. Appl. Phys., 43, 452 (1972).
140. Ripper J. E., Journ. Appl. Phys., 43, 1762 (1972).
141. Hwang C. J., Dyment J. C., Journ. Appl. Phys., 44, 3240 (1973).
142. Namizaki H., Kan H., Ishii M., Ito A., Appl. Phys. Lett., 24, 486 (1974).
143. Namizaki H., Kan H., Ishii M., Ito A., Susaki W., Jap. Journ. Appl. Phys., 13, 1618 (1974).
144. Susaki W., Tanaka T., Kan H., Ishii M., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-13, 587 (1977).
145. Joyce W. B., Dixon R. W., Journ. Appl. Phys., 46, 855 (1975).
146. Afromowitz M. A., Journ. Appl. Phys., 44, 1292 (1973).
147. Maycock P. D., Solid-State Electron., 10, 161 (1967).
148. Carslaw H. S., Jaeger J. C., Conduction of Heat in Solids, 2nd ed., Ch. 5, Oxford Univ. Press, London and New York, 1959. [Имеется перевод: Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел.— М.: Наука, 1964.]
149. Yonezu H., Yuasa T., Shinohara T., Kamejima T., Sakuma I., Jap. Journ. Appl. Phys., 15, 2393 (1976).
150. Berman R., Physical Properties of Diamond, Oxford Univ. Press, London and New York, 1965, p. 387.

151. American Institute of Physics Handbook, ed. Gray D. E., Table 4g-8, McGraw-Hill, New York, 1972.
152. Paoli T. L., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-11**, 498 (1975).
- 152a. Kobayashi T., Iwane G., Jap. Journ. Appl. Phys., **16**, 1403 (1977).
153. Joyce W. B., не опубликовано.
154. Hakki B. W., Paoli T. L., Journ. Appl. Phys., **44**, 4113 (1973).
155. Hakki B. W., Paoli T. L., Journ. Appl. Phys., **46**, 1299 (1975).
156. Zachos T. H., Ripper J. E., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-5**, 29 (1969).
157. Zachos T. H., Dymont J. C., IEEE, Journ. Quantum Electron., **QE-6**, 317 (1970).
158. Cook D. D., Nash F. R., Journ. Appl. Phys., **46**, 1660 (1975).
159. Schlosser W. O., Bell Syst. Tech. Journ., **52**, 887 (1973).
160. Nash F. R., Journ. Appl. Phys. **44**, 4693 (1973).
161. Paoli T. L., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-13**, 662 (1977).
162. Siegman A. E., An Introduction to Lasers and Masers, McGraw-Hill, New York, 1971, p. 329.
163. Brackett C. A., Journ. Appl. Phys., **45**, 2636 (1974).
164. Paoli T. L., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-11**, 489 (1975).
165. Hartman R. L., частное сообщение.
166. Paoli T. L., Ripper J. E., Appl. Phys. Lett., **25**, 744 (1974).
167. Wright P. D., Coleman J. J., Holonyak N., Jr., Ludowise M. J., Stillman G. E., Appl. Phys. Lett., **29**, 18 (1976).
168. Wright P. D., Coleman J. J., Holonyak N., Jr., Ludowise M. J., Stillman G. E., Journ. Appl. Phys., **47**, 3580 (1976).
169. Nishimura Y., Jap. Journ. Appl. Phys., **13**, 109 (1974).
170. Statz H., Tang C. L., Lavine J. M., Journ. Appl. Phys., **35**, 2581 (1964).
171. Danielmeyer H. G., Journ. Appl. Phys., **42**, 3125 (1971).
172. Streifer W., Burnham R. D., Scifres D. R., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-13**, 403 (1977).
173. Scifres D. R., Burnham R. D., Streifer W., Appl. Phys. Lett., **31**, 112 (1977).
174. Namizaki H., Trans. IECE Japan., **E59**, 8 (1976).
175. Paoli T. L., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-12**, 770 (1976).
176. Dixon R. W., Nash F. R., Hartman R. L., Hepplewhite R. T., Appl. Phys. Lett., **29**, 372 (1976).
177. Chinone N., Journ. Appl. Phys., **48**, 3237 (1977).
178. Paoli T. L., Tech. Digest, Int. Electron Device Meeting, 1976, p. 136.
179. Курносов В. Д. и др. Письма ЖЭТФ, **4**, 419 (1966).
180. Roldan R., Appl. Phys. Lett., **11**, 346 (1967).
181. Adams M. J., Opto-Electronics, **5**, 201 (1973).
182. Lang R., Kobayashi K., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-12**, 194 (1976).
183. Kobayashi T., Takahashi S., Jap. Journ. Appl. Phys., **15**, 2025 (1976).
184. Lang R., Jap. Journ. Appl. Phys., **16**, 205 (1977).
185. Kobayashi K., Lang R., Yonezu H., Sakuma I., Hayashi I., Jap. Journ. Appl. Phys., **16**, 207 (1977).
186. Paoli T. L., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-13**, 351 (1977).
187. Armstrong J. A., Smith A. W., Phys. Rev., **140**, A155 (1965).
188. Smith A. W., Armstrong J. A., IBM Journ. Res. Develop., **10**, 225 (1966).
189. Armstrong J. A., Smith A. W., Progress in Optics, Vol. VI, ed. Wolf E., Wiley, New York, 1967, p. 211.
190. Paoli T. L., Ripper J. E., Phys. Rev. **A2**, 2551 (1970).
191. McCumber D. E., Phys. Rev., **141**, 306 (1966).
192. Haug H., Phys. Rev., **184**, 338 (1969).
193. Paoli T. L., Appl. Phys. Lett., **24**, 187 (1974).
194. Paoli T. L., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-11**, 276 (1975).

195. Ito T., Machida S., Nawata K., Ikegami T., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-13, 574 (1977).
- 195a. Jäckel J., Guekos G., Opt. and Quantum Electron., 9, 233 (1977).
196. Kaminow I. P., Li T., Optical Fiber Telecommunications, eds. Chynoweth A. G., Miller S. E., chapter 17, Academic Press, New York, 1978.
197. Ozeki T., Ito T., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-9, 1098 (1973).
198. Lee T. P., Derosier R. M., Proc. IEEE, 62, 1176 (1974).
[Имеется перевод: Лу, Дерозьер. ТИИЭР, 1974, № 8, с. 155.]
199. Boers P. M., Vlaardingerbroek M. T., Electron. Lett., 11, 206 (1975).
200. Harth W., AEU, 29, 149 (1975).
201. Russer P., AEU, 29, 231 (1975).
202. Danielsen M., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-12, 657 (1976).
203. Chown M., Goodwin A. R., Lovelace D. F., Thompson G. H. B., Selway P. R., Electron. Lett., 9, 34 (1973).
204. Ozeki T., Ito T., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-9, 388 (1973).
205. Carrol J. E., Farrington J. G., Electron. Lett., 9, 166 (1973).
206. Russer P., AEU, 27, 193 (1973).
207. Ostoich V., Jeppesen P., Electron. Lett., 11, 515 (1975).
208. Selway P. R., Goodwin A. R., Electron. Lett., 12, 25 (1976).
209. Chen F. S., Dorman P. W., Karr M. A., Bell Syst. Tech. Journ., (July — August 1978).
210. Runge P. K., IEEE Trans. Commun., COM-24, 413 (1976).
211. Nawata K., Takano K., Ikegami T., Ohara S., Electron Lett., 11, 583 (1975).
212. Goell J. E., Proc. IEEE, 61, 1504 (1973). [Имеется перевод: Гелл. ТИИЭР, 1973, № 10, с. 143.]
213. Ito T., Machida S., Ikegami T., Ohara S., Electron. Lett., 11, 375 (1975).
214. Aiki K., Nakamura M., Umeda J., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-12, 597 (1976).
215. Nakamura M., Aiki K., Umeda J., Yariv A., Appl. Phys., Lett., 27, 403 (1975).
216. Aiki K., Nakamura M., Umeda J., Appl. Phys. Lett., 27, 506 (1976).
217. Nakamura M., частное сообщение.
218. Casey H. C., Jr., Somekh S., Ilegems M., Appl. Phys. Lett., 27, 142 (1975).
219. Reinhart F. K., Logan R. A., Shank C. V., Appl. Phys. Lett., 27, 45 (1975).
220. Merz J. L., Logan R. A., Wiegmann W., Gossard A. C., Appl. Phys. Lett., 26, 337 (1975).
221. Ng W., Yen H. W., Katzir A., Samid I., Yariv A., Appl. Phys. Lett., 29, 684 (1976).
222. Burnham R. D., Scifres D. R., Streifer W., Appl. Phys. Lett., 29, 287 (1976).
223. Walpole J. N., Calawa A. R., Chinn S. R., Groves S. H., Harman T. C., Appl. Phys. Lett., 29, 307 (1976).

ДЕГРАДАЦИЯ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Деградация инжекционных лазеров обусловлена целым рядом механизмов, действующих только при пропускании тока. Какой из механизмов является преобладающим, зависит от факторов, включающих в себя методику выращивания гетероэпитаксиальных пластин, качество пластин, методы изготовления и монтажа и условия работы. Несмотря на то что многие основные элементы механизма деградации остаются неизвестными, были проделаны обширные эмпирические наблюдения деградации ДГС-лазеров на $\text{GaAs—Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В соответствии с этими наблюдениями, удобно разделить деградацию лазеров на три категории:

- а) катастрофическое разрушение зеркал при большой плотности оптического потока,
- б) образование «дефектов темных линий»,
- в) постепенная деградация.

В этой главе описаны экспериментальные свойства, характеризующие каждую из этих категорий. Там, где возможно, обсуждаются разумные модели.

Катастрофическая деградация вследствие разрушения зеркал наблюдается во всех типах инжекционных лазеров. Она обычно происходит при работе в импульсном режиме с высокой плотностью оптического потока, когда интенсивность излучения на единицу площади лазерной грани превышает критическое значение $\sim 6 \pm 2$ МВт/см². Экспериментальным наблюдениям этого механизма деградации посвящен § 2 данной главы. Катастрофическая деградация характеризуется сильным разрушением зеркала и образованием крупных кристаллических дефектов около зеркал внутри лазера. Разрушение происходит тогда, когда интенсивность света максимальна. Разрушение зеркал может являться самой быстрой формой деградации лазера, и, когда критическое значение интенсивности светового поля превышает, разрушение зеркала лазера может происходить практически мгновенно.

Следующий из рассматриваемых механизмов деградации лазеров — дефект темных линий (ДТЛ) — описан в § 3 настоящей главы. ДТЛ представляет собой сетку дислокаций, которая мо-

жет образовываться во время работы лазера и внедряться внутрь резонатора. Стоит ей появиться, как она может широко разрастись в течение нескольких часов. К тому же ДТЛ является локальной областью сильной безызлучательной рекомбинации и относительно большого поглощения и его рост сопровождается увеличением $J_{\text{пор}}$. Хотя обычно ДТЛ возникает через несколько минут или часов после начала работы лазера в непрерывном режиме, изредка его появление может произойти гораздо позже. Были проведены практические наблюдения дислокационной сетки ДТЛ, ее роста и стимулированного рекомбинацией движения собственных точечных дефектов, которое может требоваться для роста сетки дислокаций. Хотя источник и настоящий тип этих точечных дефектов, а также подробности способа их взаимодействия с растущим ДТЛ или инициирования его роста не были окончательно установлены, здесь будет описана модель, которая в достаточной мере правоподобна.

В § 4 этой главы, посвященном постепенной деградации, будут приведены эмпирические данные по наблюдению относительно медленной деградации лазера, которая отличается от мгновенного катастрофического разрушения и довольно быстрой деградации при образовании ДТЛ. Таким образом, эта категория включает лазеры, деградация которых обусловлена одним или несколькими неизвестными механизмами.

Несмотря на эмпирический характер исследований деградации гетеролазеров, была достигнута практическая цель — получение лазеров с большим сроком службы. В работающих в непрерывном режиме с малой мощностью (~ 3 мВт) лазерах, которые требуются в оптической связи, можно не допустить образования ДТЛ, если процессы выращивания и изготовления вести так, чтобы получить малую плотность наклонных дислокаций, которые, по-видимому, необходимы для инициирования роста ДТЛ. Постепенная деградация, хотя ее причины и не поняты до конца, в применениях, требующих малой мощности, может быть медленной настолько, что экстраполированный срок службы лазера значительно превысит 10^5 ч при 300 К. Фундаментальный предел срока службы лазера не установлен.

§ 2. КАТАСТРОФИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ

Катастрофическое разрушение гомолазеров

В 1966 г. Кулер и др. [1] и Добсон и Кибл [2] сообщили, что попытки получения большой импульсной мощности при работе инжекционного гомолазера на GaAs привели к обширному разрушению области излучения. Визуальным свидетельством этого разрушения явилось образование ямок, канавок и сфери-

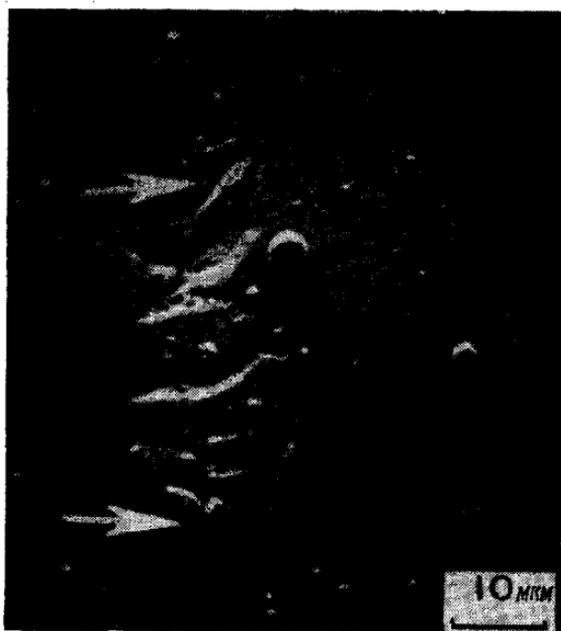


Рис. 8.2.1. РЭМ-микрофотография зеркала гомолазера после катастрофического разрушения [3]. Видны изломы и мелкие капли. Стрелками указано расположение $p-n$ -перехода.

ческих «холмов» на поверхности зеркала там, где плотность оптического потока была максимальной. Подробное исследование катастрофического разрушения гомолазеров на GaAs с применением растровой электронной микроскопии (РЭМ), катодолюминесценции и рентгеновского микроанализа, которые проделали Шоу и Торнтон [3], показало, что в областях разрушения имеются участки разлома и вместе с ними растрескавшиеся и расплавившиеся области поверхности. Примером служит микрофотография на рис. 8.2.1. Кроме этого, по всей длине области разрушения имеются затвердевшие капельки. Катодолюминесцентные исследования показали, что области с трещинами имеют слабую люминесценцию и простираются из расположенной в p -слое расплавившейся и растрескавшейся области в n -слой $p-n$ -перехода. Последовательное стравливание показало, что разрушение, обнаруживаемое при исследовании ямок травления, простирается нерегулярным образом на 400 мкм в глубину прибора.

Одновременно с разрушением зеркала падает мощность излучения. На одном лазере можно наблюдать несколько этапов уменьшения мощности, каждый из которых, очевидно, связан с разрушением зеркала в месте выхода на зеркало канала гене-

рации [1]. Схожие данные по разрушению в гомолазерах сообщались Кресселом и Миропом [4] в 1967 г. Они нашли, что в интервале температур между 77 и 300 К, уровень световой мощности, необходимый для разрушения, при низких температурах ниже, чем при высоких. Еще одним существенным наблюдением [1, 2] было то, что при определенной плотности тока разрушение происходит, только если в приборе наблюдается генерация излучения. Крессел и Мироп [4] предположили, что оптический поток равномерно распределен по области рекомбинации толщиной 1—1,5 мкм так, что критическая плотность оптического потока лежала в интервале от 1,8 до 2,5 МВт/см² при 77 К и от 5,8 до 8 МВт/см² при 300 К. Разумеется, эти числа весьма приблизительны. Распределение оптического потока, конечно, неоднородно, а толщина области рекомбинации должна увеличиваться с температурой, так как длина диффузии неосновных носителей в GaAs между 77 и 300 К увеличивается примерно в пять раз [5].

Все эти ранние исследования показали, что катастрофическое разрушение инжекционных лазеров связано с плотностью световой мощности на зеркале, которая приводит к резкому и достаточно большому для того, чтобы вызвать локальное плавление, увеличению температуры. В литературе по деградации предел разрушения описывается несколькими способами: оптической мощностью на пороге разрушения для данного лазера P^c , плотностью оптической мощности на пороге разрушения по площади сечения волновода P_{AV}^c , максимальной оптической мощностью на пороге разрушения P_{\max} и оптической мощностью, излучаемой с единичной ширины волновода W на пороге разрушения $P_{\mathcal{W}}^c$. К сожалению, в сообщениях, связанных с катастрофической деградацией гомо- и гетеролазеров, чаще всего фигурирует величина $P_{\mathcal{W}}^c$, вычисленная как P^c/W , безотносительно к каналам генерации и другим неоднородностям излучения. Главным образом по этой причине в данных по катастрофической деградации имеется сильный разброс.

Катастрофическое разрушение гетеролазеров

На лазерах с широким контактом, несмотря на неоднородность излучения вследствие генерации в каналах, были получены интересные результаты [6—13]. Крессел и др. [6] отметили, что в ОГС-лазерах катастрофическое разрушение происходит при меньших, чем в гомолазерах, значениях $P_{\mathcal{W}}^c$. Кроме того, в ОГС-лазерах $P_{\mathcal{W}}^c$ по существу не зависит от температуры в интервале между 77 и 300 К [7]. Эти наблюдения согласуются с тем фактом, что в ОГС-лазере электроны обычно инжекти-

руются в активную область на GaAs толщиной 1—2 мкм (§ 3 гл. 7). За исключением совсем низких температур, длина диффузии инжектированных электронов больше, чем толщина активной области. Поэтому, если предел разрушения определяется плотностью оптического потока, его критическое значение в ОГС-лазерах будет менее чувствительно к температуре, чем в гомолазерах. Крессел и др. [7, 8] показали, что критическое значение для катастрофического разрушения в ОГС-лазерах точно так же, как и в гомолазерах, заметно уменьшается при увеличении длительности импульса. Поэтому в случае инжекционных лазеров нужно тщательно следить за тем, чтобы сравниваемые значения предела разрушения были измерены при одинаковых параметрах импульсов [2].

Указание на связь напряженности оптического поля с катастрофическим разрушением зеркал было получено в работе Эттенберга и др. [13]. Они сравнивали катастрофическое разрушение зеркал в ОГС-лазерах на GaAs—Al_xGa_{1-x}As, идентичных во всем, за исключением того, что на одно из зеркал некоторых лазеров было нанесено просветляющее покрытие. Коэффициент отражения зеркал с покрытием определялся при рассмотрении отражения от частично отражающих зеркал, как показано на рис. 3.8.1. На поверхности 2 после двойного прохода 2L напряженность поля $t_1 z_1 r_2 \mathcal{E}_i \exp(-3\Gamma L)$ должна быть равна напряженности поля $t_1 \mathcal{E}_i \exp(-\Gamma L)$, что требует выполнения равенства

$$\exp(-2\Gamma L) = 1/r_1 r_2, \quad (8.2.1)$$

где коэффициент отражения по амплитуде r связан с коэффициентом отражения по мощности R : $r = R^{1/2}$. Так как излучаемая мощность равна падающей мощности за вычетом отраженной мощности, мощность, излучаемая с поверхности 1, равна

$$P_1 = (1 - R_1) [t_1 r_2 \mathcal{E}_i \exp(-2\Gamma L)]^2, \quad (8.2.2)$$

а мощность, излучаемая с поверхности 2, —

$$P_2 = (1 - R_2) [t_1 \mathcal{E}_i \exp(-\Gamma L)]^2. \quad (8.2.3)$$

Отношение P_1 к P_2 с учетом выражения (2.2.1) для $\exp(-2\Gamma L)$ будет

$$P_1/P_2 = (R_2^{1/2}/R_1^{1/2})(1 - R_1)/(1 - R_2). \quad (8.2.4)$$

В предположении, что коэффициент отражения зеркала без покрытия равен 0,3, из (8.2.4) измерением мощности, излучаемой с каждого зеркала лазера, были определены значения коэффициента отражения для зеркал с покрытием.

Эттенберг и др. [13] сравнивали мощность излучения при катастрофическом разрушении зеркал в ОГС-лазерах, у кото-

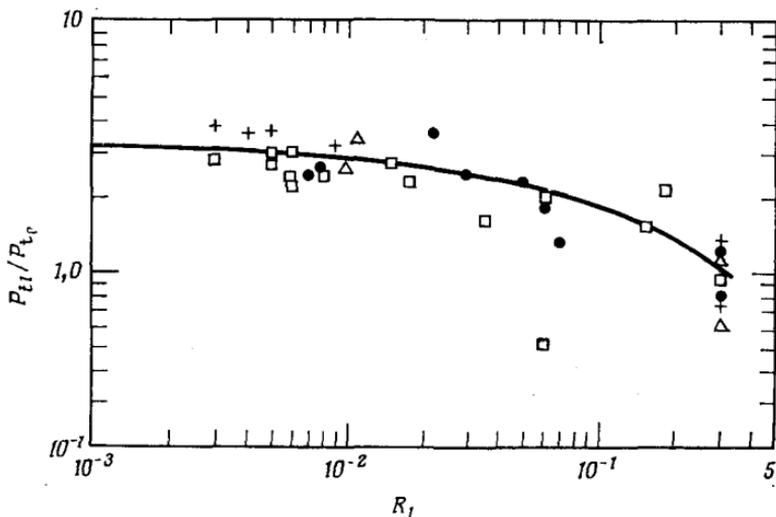


Рис. 8.2.2. Отношение пределов катастрофического разрушения для лазеров с просветляющим покрытием и лазеров без просветляющего покрытия. Экспериментальные данные взяты из работы [13]. Теоретическая кривая рассчитана в соответствии с выражением (8.2.11) [9].

рых на одном зеркале есть покрытие, с аналогичными приборами, у которых нет покрытий на зеркалах. Коэффициент отражения в соответствии с вышесказанным, был получен из (8.2.4). На рис. 8.2.2 приведены экспериментальные значения отношения мощности излучения P_{t_i} лазера, у которого на зеркале есть покрытие, к мощности излучения P_{t_0} лазера, у которого покрытия нет. Влияние отражения зеркал на мощность излучения было описано Хакки и Нэшем [9]. Оно может быть рассчитано из соотношений, приведенных в гл. 2. Из выражений (2.4.46) — (2.4.48)

$$P = \frac{1}{2} \mathcal{E} \times \mathcal{H} = (\beta/2\omega\mu_0) \mathcal{E}^2 = (\bar{n}/2) (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \mathcal{E}^2, \quad (8.2.5)$$

где β и ω определены в § 2 гл. 2. Напряженность электрического поля непрерывна на зеркале, так что напряженность в проходящей волне равна

$$\mathcal{E}_t = \mathcal{E}_i + \mathcal{E}_r = (1 + R^{1/2}) \mathcal{E}_i, \quad (8.2.6)$$

где \mathcal{E}_i и \mathcal{E}_r — напряженность электрического поля падающей и отраженной волны с внутренней стороны зеркала. Так как проходящая мощность P_t равна падающей мощности за вычетом отраженной мощности, получаем из (8.2.5)

$$P_t = (\bar{n}/2) (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} (1 - R) \mathcal{E}_i^2, \quad (8.2.7)$$

что с учетом (8.2.6) можно переписать в виде

$$P_t = \bar{n} (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} (1 - R) \mathcal{E}_t^2/2 (1 + R^{1/2})^2. \quad (8.2.8)$$

Если в двух сходных лазерах с просветляющим покрытием и без него значения \mathcal{E}_t одинаковы, то отношение проходящей мощности, в этих двух лазерах равно [9]

$$P_t/P_{t_0} = (1 - R_1)(1 + R_0^{1/2})^2/(1 - R_0)(1 + R_1^{1/2})^2, \quad (8.2.9)$$

где P_{t_1} — проходящая мощность для лазера с покрытием, а P_{t_0} — проходящая мощность для лазера без покрытия. Выражение (2.6.19) связывает величину R с коэффициентом отражения при нормальном падении волны на границу раздела между диэлектриками с показателями преломления, равными n и единице:

$$\bar{n} = (1 + R_0^{1/2})^2/(1 - R_0). \quad (8.2.10)$$

С учетом (8.2.10) выражение (8.2.9) принимает вид

$$P_t/P_{t_0} = \bar{n} (1 - R_1)/(1 + R_1^{1/2})^2. \quad (8.2.11)$$

Тогда, если \mathcal{E}_{t_1} и \mathcal{E}_{t_0} на пороге разрушения одинаковы, отношение P_{t_1}/P_{t_0} должно уменьшиться в \bar{n} раз по мере приближения R_1 к нулю. Кривая, проведенная через экспериментальные точки на рис. 8.2.2, была получена Хакки и Нэшем подгонкой выражения (8.2.11) в одной точке. В пределах разброса данных отношение мощностей действительно увеличивается почти в \bar{n} раз, когда R_1 приближается к нулю.

Хакки и Нэш [9] заметили, что в ДГС-лазерах полосковой геометрии и лазерах со структурой $PpnN$, так же как и в гомо-лазерах, разрушение начинается у зеркала и движется в объем полупроводника. Однако здесь разрушение в основном ограничивается областью волноводного слоя. В электролюминесцентных исследованиях разрушение обнаруживается как темная линия внутреннего повреждения кристалла, простирающаяся в активную область до глубины 250 мкм. Она растет со средней скоростью вдоль оси резонатора $\langle 110 \rangle$ 10—20 мкм/с. Авторы получили значения мощности излучения при катастрофическом повреждении зеркал, равные 4—8 МВт/см² при длительности импульсов 100 нс [9]. Используя выражение (8.2.8), можно перевести мощность излучения в напряженность электрического поля. При $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-8}$ Гн/см, $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-14}$ Ф/см и $R = 0,3$ критическая напряженность оптического поля лежит в пределах от $5,4 \cdot 10^4$ до $7,6 \cdot 10^4$ В/см. Такие напряженности поля по крайней мере в четыре раза меньше напряженности постоянного поля при появлении лавины в GaAs. Поэтому вы-

движение в качестве причины катастрофического повреждения зеркал нагрева, обусловленного большими токами вследствие лавинного пробоя, по-видимому, необоснованно.

Влияние однородности излучения на предел катастрофического разрушения гетеролазеров

Хеншел сообщил о чрезвычайно интересном исследовании катастрофического разрушения [14]. Он исследовал однородность ближнего поля, дифференциальную эффективность и предел катастрофического повреждения ОГС-, ДГС- и асимметричных ДГС-РО-лазеров при длительности импульса накачки 200 нс. Было принято, что однородность U равна отношению средней интенсивности излучения параллельно плоскости $p-n$ -перехода к максимальной интенсивности в самом ярком канале генерации. На рис. 8.2.3 показана вариация интенсивности в ближнем поле нескольких типичных ДГС-РО-лазеров. Аналогичные характеристики ДГС-лазеров были представлены в § 4 гл. 7. Качественно можно считать, что излучение исходит из многочисленных каналов генерации, каждый из которых имеет свой порог и свою плотность тока. На пороге генерация начинается в канале с наименьшим значением $J_{\text{пор}}$. По мере увеличения тока начинается генерация в других каналах и после того,

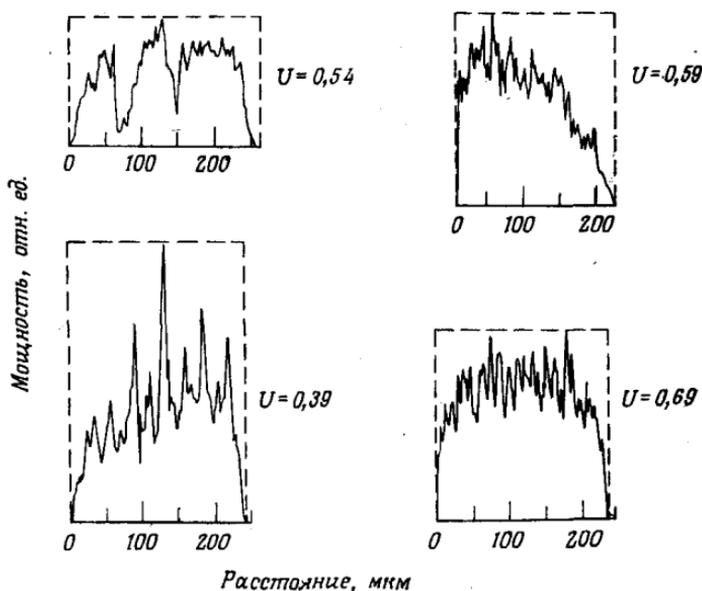


Рис. 8.2.3. Типичные картины распределения оптической мощности вдоль плоскости $p-n$ -перехода гетеролазеров. В данных исследованиях использовались асимметричные ДГС-РО-лазеры, описанные в § 5 гл. 7 [14].

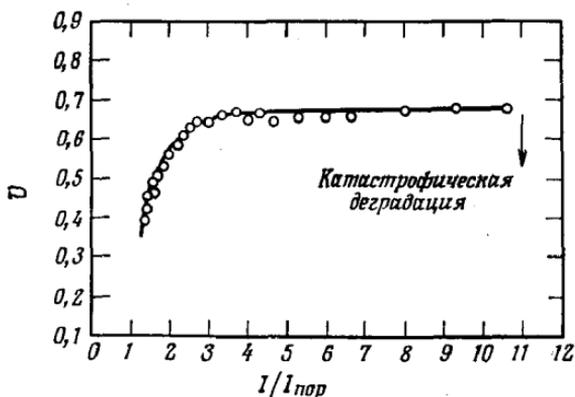


Рис. 8.2.4. Влияние тока инжекции на однородность ближнего поля [14].

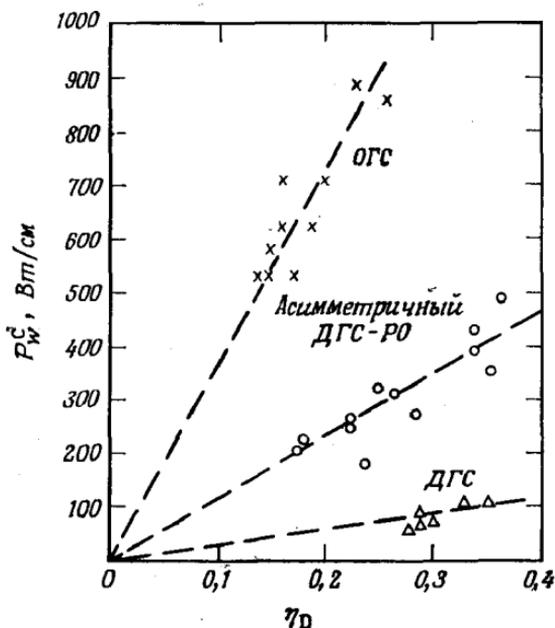


Рис. 8.2.5. Зависимость предела катастрофического разрушения от дифференциальной эффективности различных типов гетеролазеров [14].

как последний канал достигнет порога, распределение интенсивности перестает заметно изменяться. Как показано на рис. 8.2.4, Хеншел [14] отметил, что для данного лазера при увеличении тока U сохраняет постоянное значение при $I/I_{\text{пор}} > 3$, где $I_{\text{пор}}$ — пороговый ток.

Хеншел [14] экспериментально показал, что как дифференциальная эффективность η_D , так и P_w^c линейно зависят от U при $I > 3I_{\text{пор}}$ и, следовательно, P_w^c линейно зависит от η_D . На

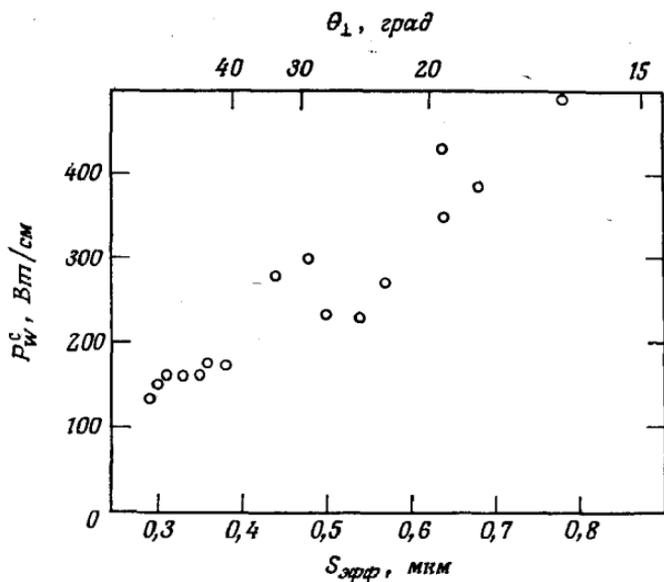


Рис. 8.2.6. Взаимосвязь P_W^c с $S_{эфф}$ и θ_{\perp} для группы ДГС-РО-лазеров с однородным ближним полем [14].

рис. 8.2.5 даны графики зависимости P_W^c от η_D для ОГС-, ДГС- и асимметричных ДГС-РО-лазеров. Существенными особенностями графиков являются интервал значений P_W^c для каждой структуры и разница в угле наклона и абсолютных значениях между различными типами лазеров. Данные рис. 8.2.5 показывают, что ДГС-РО-лазер, представленный на рис. 7.5.5, является компромиссом между ОГС- и ДГС-лазерами, так как значения P_W^c в нем меньше, чем в первых, и больше, чем во вторых. Его преимуществом являются значения $J_{пор}$, равные 0,5—1,5 кА/см²; которые находятся на уровне, характерном для низкопороговых ДГС-лазеров, и много меньше, чем в ОГС-лазерах, где $J_{пор} > 10$ кА/см². Хотя ОГС-лазеры имеют более высокие значения P_W^c , преимуществами ДГС-РО-лазеров являются как гораздо больший к. п. д. около порога, так и более слабая температурная зависимость $J_{пор}$.

На рис. 8.2.6 приведены результаты исследования [14] зависимости P_W^c от эффективной толщины волновода и расходимости излучения в направлении, перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода θ_{\perp} для группы асимметричных ДГС-РО-лазеров, очень схожих с лазерами из табл. 7.5.1. Эти лазеры были отобраны по однородности излучения и отсутствию внутренних замкнутых мод. Эти моды возникают вследствие отражений от пиленых боковых граней. Они не дают излучения в ближнем

поле, но делают вклад в полную напряженность локального электрического поля на зеркале, что приводит к разбросу данных по P_W^c . Линейная зависимость между P_W^c и $S_{эфф}$ показывает, что значение эффективной средней плотности оптической мощности $P_e^c = P_W^c \text{ (Вт/см)} / S_{эфф} \text{ (см)}$ может использоваться для предсказания предела катастрофического разрушения однородных лазеров. В соответствии с определением § 5 гл. 7 $S_{эфф} \approx d/\Gamma$, поэтому $S_{эфф}$ отражает расплывание оптической интенсивности в направлении, перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода. На рис. 8.2.5 значения P_W^c для ОГС-лазеров больше, чем для ДГС-РО- и ДГС-лазеров, из-за большей величины $S_{эфф}$. Наличие такой разницы подчеркивает, что именно максимальная по пространству интенсивность излучения является причиной катастрофического повреждения зеркал. Как видно из рис. 8.2.6, при длительности импульса 200 нс, значение P_e^c для зеркала лазера на GaAs без покрытия равно $5,5 \pm \pm 0,5 \text{ МВт/см}^2$. Рис. 7.5.6, на котором приведены значения $S_{эфф}$ в зависимости от θ_{\perp} для различных структур, может быть использован для того, чтобы вместе с P_e^c предсказать значения P_W^c в других однородных лазерах. Например, кривая 1 рис. 7.5.6 относится к лазерам с большим значением d , и можно принять, что ей аппроксимируется случай ОГС-лазера. Для ОГС-лазеров θ_{\perp} обычно лежит в пределах $\sim 15-20^\circ$ [14], и из рис. 7.5.6 $S_{эфф} \approx 1,7 \text{ мкм}$. Ожидаемое значение P_W^c равняется тогда $5,5 \text{ (МВт/см}^2) \times S \text{ (см)} \approx 900 \text{ Вт/см}$, что приблизительно равно значению P_W^c для лучших ОГС-лазеров на рис. 8.2.5.

К сожалению, имеется очень мало сведений относительно предела катастрофической деградации и θ_{\perp} для ДГС-лазеров. Керкби и Томпсон [10] дали значения P_W^c , θ_{\perp} , η_D и $S_{эфф}$ для нескольких групп не вполне симметричных ДГС-лазеров с очень тонкой активной областью. Длительность импульса была равна

Таблица 8.2.1

Свойства ДГС-лазеров с узкой активной областью [10]

Номер образц	d , мкм	Мольная доля AlAs		η_D , %	$I_{пор}$ (300 К), А/см ²	θ_{\perp} , град	Эффективная оптическая ширина, $S_{эфф}$, мкм	P_W^c , Вт/см (измеренное значение)	P_W^c , Вт/см (прогнозируемое значение)
		x N-слой	x P-слой						
1	0,14	0,24	0,20	25—40	1150	30	0,36	80—110	200
2	0,12	0,23	0,17	25—52	1300	~ 20	0,44	230—320	240
3	0,11	0,24	0,17	14—31	1450	16	0,60	840—410	330

200 нс. Параметры этих лазеров приведены в табл. 8.2.1. Хотя лазеры из таблицы 8.2.1, по-видимому, не были отобраны по признаку наибольшей однородности, измеренные значения дифференциальной эффективности для лазеров из пластин 1 и 2 достигают или даже превышают значения η_D в «лучших», а следовательно, наиболее однородных ДГС- и ДГС-РО-лазерах рис. 8.2.5. Меньшие значения дифференциальной эффективности лазеров из пластины 3 наводят на мысль, что они менее однородны. Прогнозируемые и измеренные значения P_W^c табл. 8.2.1 находятся в разумном соответствии друг с другом, хотя общее направление зависимости от эффективности не вполне согласуется с данными Хеншела для ДГС-РО-лазеров. Такое несоответствие может возникнуть вследствие того, что критическим параметром является максимальная мощность, а не P_W^c . Тем не менее этот подход может быть полезен тем, что позволяет эмпирическим путем приблизительно прогнозировать значения P_W^c .

Механизм возникновения катастрофического повреждения неизвестен. Предлагалось несколько таких механизмов. Предполагалось, в частности, что оптическое поглощение на неоднородностях приводит к нагреву и плавлению граней [2, 3]. Эттенберг и др. [13] отвергли этот механизм на основании простой модели, которая учитывает, что мощность, поглощаемая на неоднородности около зеркальной грани, пропорциональна оптической мощности внутри кристалла. Их оценка максимального изменения предела повреждения в зависимости от коэффициента отражения, сделанная в соответствии с этой моделью, тем не менее только на 30% меньше наблюдаемого изменения. Довольно малый разброс данных рис. 8.2.5 и 8.2.6 наводит на мысль, что случайное присутствие неоднородностей не требуется. Тем не менее кажется разумным указать на то, что область поверхностного пространственного заряда, непосредственно примыкающая к сколотому зеркалу лазера, может поглощать излучение. Поверхность GaAs или $Al_xGa_{1-x}As$ обладает большой скоростью безызлучательной рекомбинации, и поэтому может существовать тонкая область, примыкающая к поверхности, в которой скорость поглощения превосходит скорость стимулированного излучения. Возможно, что катастрофическое разрушение около зеркала происходит тогда и там, где поглощение оптической мощности вследствие поверхностной рекомбинации велико настолько, чтобы вызвать нарастающий нагрев. В работе Генри и др. [15] катастрофическое повреждение вызывалось возбуждением суперлюминесценции в пластине ДГС GaAs — $Al_xGa_{1-x}As$ при накачке аргоновым лазером с полным выводом излучения. Наблюдалось локальное плавление, вызванное интенсивной безызлучательной рекомбинацией неравновесных носителей на

сколотой поверхности или на дефекте. В этой недавней работе предложена причина катастрофической деградации и метод ее исследования.

§ 3. ДЕФЕКТЫ ТЕМНЫХ ЛИНИЙ (ДТЛ)

Экспериментальные результаты

Возможно, что самое важное наблюдение, приведшее к достижению непрерывного режима работы лазеров при комнатной температуре и выше на протяжении длительных периодов времени, сделали Делаш и др. [16]. Они выявили основной механизм деградации полосковых ДГС-лазеров на GaAs — $Al_xGa_{1-x}As$, заключающийся в неоднородных изменениях, происходящих внутри лазерного резонатора. Ранее исследования деградации основывались на измерении мощностных и токовых характеристик [17—19] гомолазеров, обычно работающих в импульсном режиме. Первоначальные исследования показали, что деградация влечет за собой образование центров безызлучательной рекомбинации и что она быстрее развивается в структурах, сделанных из материала с большей плотностью дислокаций и преципитатов [19].

Для исследования степени однородности активной области полосковых ДГС-лазеров Делаш и др. [16] использовали приборы, у которых, как показано на рис. 8.3.1, в контакте к n -области было сделано окно, располагающееся прямо над полосокой. Таким образом, при работе лазера в непрерывном режиме можно было через подложку наблюдать и фотографировать спонтанное излучение активной области. За промежутки времени от нескольких минут до часов преобладающим образом развивается характерная структура в виде узких темных линий, которые берут начало с края или изнутри полоски и, постепенно утолщаясь, пересекают ее в направлении $\langle 100 \rangle$. На рис. 8.3.2 показано, как эти темные области развиваются за время работы лазера. По мере образования и уширения темных линий $I_{\text{пор}}$ растет, а внешняя дифференциальная квантовая эффективность падает. В соответствии с этими наблюдениями, такой дефект стал обычно называться дефектом темных линий (ДТЛ).

Наблюдение ДТЛ согласуется с исследованием спектров излучения с обоих зеркал деградировавших лазеров [20] и с изменением усиления [21], которые указывали на присутствие неоднородного оптического поглощения. Делаш и др. [16] также отметили сходство между ДТЛ и характерной структурой в светоизлучающих диодах на GaAs, наблюдавшейся Байердом и др. [22]. Байерд и др. отнесли такую деградацию за счет напряжений, возникающих в процессе закрепления диода на держа-

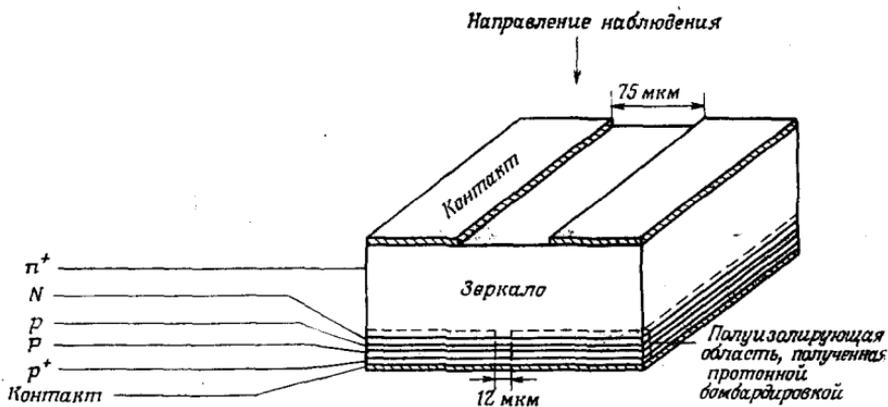


Рис. 8.3.1. Полосковый ДГС-лазер, предназначенный для наблюдения электролюминесценции активной области при работе лазера в режиме генерации [16]. Контакт к n -подложке нанесен не на всю поверхность прибора.

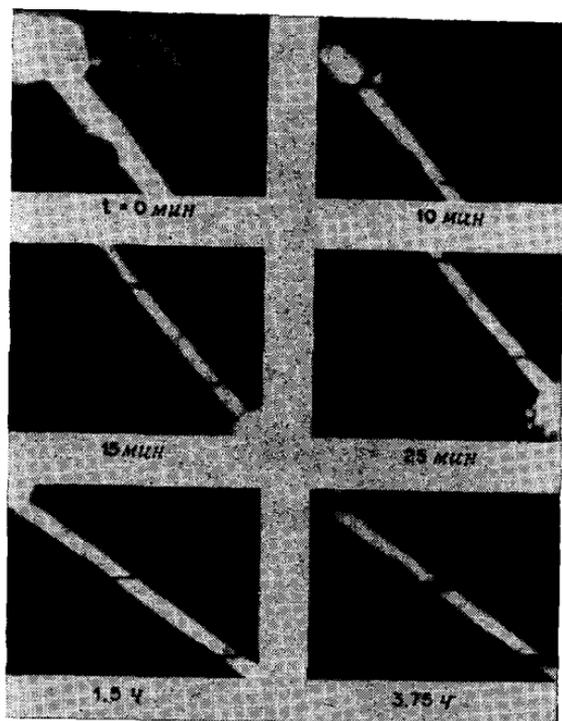


Рис. 8.3.2. Развитие дефекта темных линий в процессе непрерывной генерации полоскового ДГС-лазера при комнатной температуре [16]. Картины электролюминесценции через окно в контакте к n^+ -подложке.

теле. Жауэр [23] сообщил о схожей структуре, возникающей на дислокациях в сплавных $p-n$ -переходах на GaAs. Характерные свойства структур [22, 23] отличались друг от друга и от ДТЛ, обычно наблюдаемых в лазерах. Однако на этом этапе было важно связать резкое локальное уменьшение эффективности излучательной рекомбинации с присутствием напряжений и дислокаций. Эти локализованные области лазера могут иметь сниженное усиление и даже служить источником потерь. Малый объем активной области и необходимость поддержания в ней высокого усиления делают присутствие ДТЛ гораздо более губительным для лазеров, чем для светоизлучающих диодов. На самом деле уже было доказано, что быстрая деградация лазеров непрерывного действия, происходящая за времена, аналогичные тем, которые наблюдаются при образовании ДТЛ, была резко уменьшена путем уменьшения напряжений, возникающих при монтаже [24].

Енезу и др. [25] наблюдали, по-видимому, те же характерные признаки ДТЛ в лазерах с широким контактом и полосковых лазерах на основе ДГС GaAs—Al_xGa_{1-x}As. Значения плотности тока, пропускавшегося в прямом направлении через эти приборы, были сравнимы с теми, которые использовали Делаш и др. [16], однако из-за плохого теплоотвода приборы не работали в режиме генерации [25]. Кроме того, Джонстон и др. [26], Петрофф и др. [27] и Ито и др. [28] наблюдали, что дефектную структуру типа ДТЛ можно получить при оптической накачке какого-нибудь участка пластины ДГС, в котором есть дислокации или дефекты упаковки. Результаты исследований по оптической накачке имеют большое значение, так как они устанавливают, что образование ДТЛ не зависит от протекания тока, а скорее всего определяется рекомбинацией носителей и некоторыми свойствами дефектов, которые иногда могут быть связаны с напряжениями.

Подробное исследование ДТЛ в ДГС-лазерах было проделано с использованием просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [29—33]. ДТЛ, образованные во время генерации при инжекционной накачке и при оптической накачке, очевидно имеют одну и ту же природу. Исследования методом ПЭМ показали, что каждый ДТЛ представляет собой трехмерную сетку дислокаций. В полосковых лазерах распространение сеток ДТЛ ограничено площадью полоски. В первых работах Петроффа и Хартмана [29, 30] исследовались лазеры со сравнительно малым сроком службы, которые проработали 5—500 ч при ~ 300 К. Было найдено, что сетки дислокаций зарождаются только на дислокациях (см. § 6 гл. 5), которые проходят через многослойную структуру [29, 30]. По-видимому, в лазерах с ма-

лым временем службы такие дислокации, служащие центрами зарождения ДТЛ, выходят из подложки или появляются в результате пластической деформации во время обработки. Важно, однако, заметить, что дислокации могут быть также следствием присутствия преципитатов или других посторонних частиц, которые были введены при выращивании структуры или образовались во время работы лазера [33]. Естественно ожидать, что такие дислокации также могут служить центрами зарождения ДТЛ.

На рис. 8.3.3 показана электронная микрофотография дислокационной сетки, образующей ДТЛ. На основе рассмотрения стереоэлектронных микрофотографий Петрофф и Хартман [30] заключили, что ДТЛ начинает развиваться из точки, которая обычно лежит в слое $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. То, что источник ДТЛ лежит вне пределов активной области, является довольно неожиданным фактом, и было бы полезно найти ему подтверждение при исследовании методом ПЭМ поперечного сечения слоев. Используя метод ПЭМ, Хатчинсон и др. [31, 32], определили, что сетки дислокаций лежат в области толщиной, примерно равной толщине активного слоя, и высказали предположение, что распространение сеток ограничено пределами активной области. Они наблюдали также, что некоторые дислокационные сетки не начинаются на проникающих дислокациях. Возможно, что это согласуется с данными Петроффа и Хартмана [34], которые установили, что иногда в лазерах с большим сроком службы признаки ДТЛ связаны с дефектными петлями, объединенными с преципитатами или, может быть, даже просто с преципитатами.

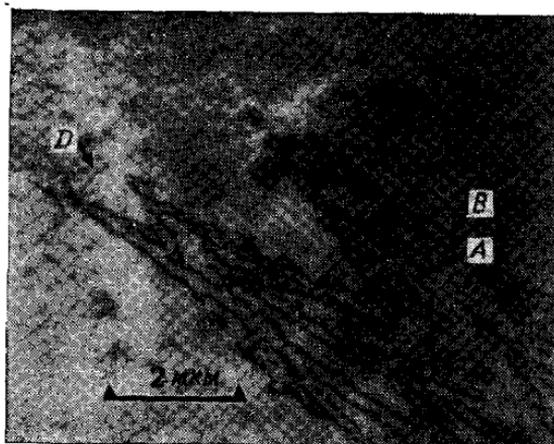


Рис. 8.3.3. Светлопольная ПЭМ-микрофотография части дислокационной сетки в ДТЛ. Отметим, что ДТЛ берет начало от дислокации в точке D [29].

Наблюдалось, что сетки в основном образованы неровными геликоидальными дислокациями, приблизительно параллельными плоскости $\{100\}$. Они вытянуты в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 210 \rangle$ и только иногда в направлении $\langle 110 \rangle$ [29, 30]. Такие непрерывные удлиненные дислокационные структуры, обозначенные на рис. 8.3.3 буквами *A* и *B*, обычно называются диполями. Кроме диполей, образованных геликоидальными дислокациями, к сетке присоединены петли дислокаций, которые представляют из себя дислокационные структуры, в которых дислокация замыкается сама на себя, так что в результате она окружает область с лишней парой плоскостей атомов III группы и атомов V группы (внешняя петля, или петля типа внедрения) или область, в которой отсутствует пара атомных плоскостей (внутренняя петля, или петля вакансионного типа). Так как вдали от непосредственной окрестности дислокации кристалл является совершенным, методом ПЭМ можно обнаружить только границы петли, т. е. собственно дислокацию. Анализ контраста изображения, полученного методом ПЭМ, позволяет определить, является ли данная петля внешней или внутренней.

При анализе контраста изображения, сделанном Петроффом, было обнаружено, что в дислокационной сетке присутствуют чисто краевые и смешанные дислокации [29], а также, что дислокации не декорированы примесями [30]. На первых порах анализ контраста показал, что все дислокационные петли являются петлями внутреннего типа. Считалось, что эти петли возникли в результате взаимодействия или стягивания участков геликоидальных диполей, вследствие чего и диполи, и петли предполагались внутренними. Однако Хатчинсон и др. [32] показали, что по крайней мере некоторые из дислокационных петель ограничивают внутреннюю часть диполя внешнего типа, так что они, по-видимому, должны быть внутренними по отношению к окружающей их среде. Вопрос о внутренней или внешней природе и источнике дислокационных петель тесно связан с механизмом образования ДТЛ. Данные Хатчинсона и др. [32] о том, что некоторые петли лежат внутри больших диполей внешнего типа были подтверждены последующими исследованиями Петроффа и Кимерлинга [35]. Такие петли имеют малые размеры ($< 200 \text{ \AA}$) и являются внутренними [35]. Другие внешние петли большего размера лежат вне границ диполя и, по-видимому, образованы при стягивании участков диполя.

В дополнение к подробным исследованиям, описанным выше, имеются наблюдения, что рост ДТЛ может быть крайне беспорядочным [36]. Обычно ДТЛ, если он вообще образуется, может наблюдаться в течение нескольких часов после начала работы в непрерывном режиме. Однако в некоторых случаях наблюдается, что начало образования ДТЛ задерживается на

сотни часов. Кроме того, наблюдается также, что скорость роста ДТЛ без всякой видимой причины резко изменяется и период быстрого роста резко сменяется полной остановкой.

Рост ДТЛ при переползании или скольжении дислокаций

Механизм роста ДТЛ до сих пор точно не известен. Для рассмотрения процесса роста ДТЛ нужно определить, каким образом в основном осуществляется распространение дислокации: переползанием, как утверждают Петрофф и Хартман [29, 30] и Петрофф и Кимерлинг [35], или скольжением, как утверждают Мацуи и др. [37] и Нанничи и др. [38]. Различение этих механизмов важно потому, что для переползания требуется присутствие довольно больших концентраций точечных дефектов, а для скольжения нет.

Например, по оценке Петроффа и Хартмана [30], в типичном ДТЛ имеется 40 диполей, средняя длина и ширина которых составляет соответственно 10 и 0,2 мкм. Если диполи возникают только в результате переползания и образованы чисто краевыми дислокациями, то количество точечных дефектов (эквивалентных вакансиям или междоузельным атомам) N_V , необходимых для его образования, будет равно общему объему диполей, деленному на атомный объем. Радиус атома принят равным 1,41 Å, следовательно, $N_V \approx 5 \cdot 10^{18}$. Если эти точечные дефекты равномерно распределены по объему активной области типичного полоскового лазера (400 мкм \times 10 мкм \times 0,2 мкм), то их концентрация должна была бы равняться $\sim 6 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Если включить сюда и прилегающие слои $Al_xGa_{1-x}As$, то эта концентрация уменьшилась бы более чем в 10 раз. Хотя образованию ДТЛ можно воспрепятствовать, избавляясь от наклонных дислокаций, на которых они зарождаются, предполагаемое присутствие высоких концентраций точечных дефектов наводит на мысль, что они влекут за собой последующую более медленную деградацию. Точечные дефекты, способствующие переползанию, не идентифицированы. Тем не менее показано, что донорный уровень, определяющий проводимость $Al_xGa_{1-x}As$, по-видимому, представляет собой комплекс типа «донор — вакансия» [39]. Этот точечный дефект присутствует в концентрациях, приближающихся в концентрации донорной примеси. Прямая связь между этим дефектом и деградацией не установлена.

Здесь будет полезно кратко рассмотреть механизм переползания дислокацией, предложенный Петроффом и Кимерлингом [35]. Шестидесятиградусная дислокация, описанная в § 6 гл. 5 и изображенная на рис. 5.6.4, показана на рис. 8.3.4, а в проекции на плоскость (110). Постулируется существование пересыщения по одному виду точечных дефектов. В своей работе Пет-

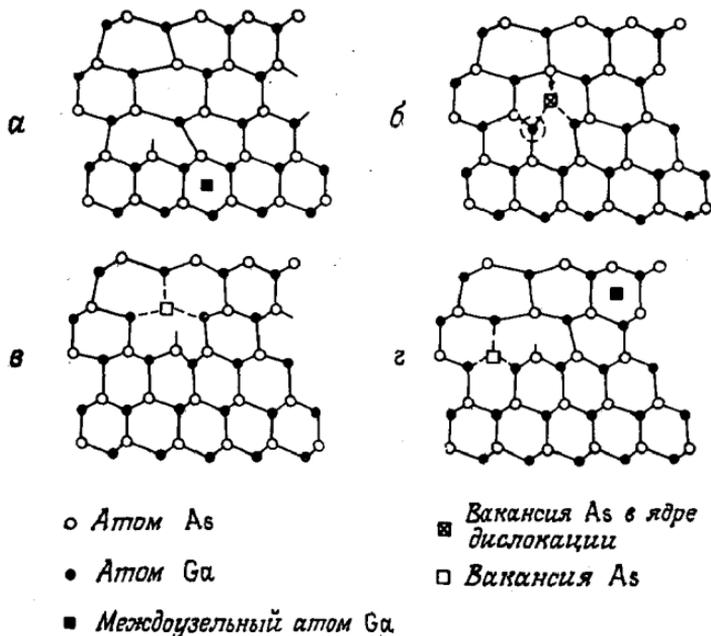


Рис. 8.3.4. а — шестидесятиградусная дислокация в решетке цинковой обманки, проекция нормально плоскости $(1\bar{1}0)$; б — г — схематическое изображение диффузии точечных дефектов, обеспечивающей переползание дислокаций [35].

рофф и Кимерлинг выбрали для примера междоузельные атомы галлия Ga_i . Эти дефекты мигрируют в окрестность дислокации и, как показано на рис. 8.3.4, б, занимают места на болтающихся связях в ядре дислокации. Таким образом, в ядре дислокации создается вакансия мышьяка V_{As} . Атом мышьяка с соседнего узла переходит на узел в ядре дислокации, занятый вакансией, как показано на рис. 8.3.4, в. На рис. 8.3.4, г образованная в результате вакансия V_{As} двигается в место, где она способствует компенсации локальных напряжений, а другой атом Ga_i диффундирует к дислокации. Этот процесс затем может происходить вновь и вновь. Таким образом, переползание действительно осуществляется путем прибавления к дислокации атомов Ga и As. Для этого нужно пересыщение дефектов только одного вида: Ga_i , однако ползущая дислокация оставляет за собой точечные дефекты V_{As} .

Если предположить, что Ga_i и V_{As} являются основными равновесными дефектами при температуре выращивания, то эта модель может быть качественно оправдана с термодинамической точки зрения [35, 40]. Постулируется, что при температурах ниже температуры выращивания движущей силой для переползания является меньший по отношению к Ga_i химический потенциал V_{As} , что является результатом большего объема Ga_i по сравнению с V_{As} [41]. Петрофф и Кимерлинг [35] постулиро-

вали также, что вакансии As образуют скопления, а затем сливаются, образуя петли внутреннего типа, наблюдаемые внутри диполей ДТЛ. При этом происходит эмиссия дефектов — атомов Ga — в узлах атомов другой группы — Ga_{As} . Хотя последнее предположение, разумеется, является умозрительным, оно согласуется с исследованиями по стимулированному инжекцией переползанию, которые были проведены Петроффом и Кимерлингом методом ПЭМ [35]. Эти исследования описываются в следующей части этого параграфа, посвященной перемещению дефектов, усиливаемому рекомбинацией. Интересно также отметить предположение Ван Вехтена [42] о том, что комплекс дефектов «вакансии — атом в узле атома другой подгруппы» $V_{As}Ga_{As}V_{As}$ может быть более устойчив по сравнению с V_{As} ; он также может служить центром рекомбинации. Поставляя вакансии V_{As} , эти комплексы могут эффективно способствовать образованию внутренних петель.

Вполне возможно взять за основу по существу те же самые экспериментальные факты и построить другую модель переползания ДТЛ. Вакансионное переползание в модели Петроффа и Кимерлинга [35] обусловлено поглощением междоузельных точечных дефектов, реакция которых усиливается рекомбинацией. О'Хара и др. [43] высказали предположение, что вакансионное переползание происходит вследствие испускания пар вакансий на дислокации, что в свою очередь вызвано реакцией, которую усиливает безызлучательная рекомбинация. Как показывают эти две модели, существуют значительные расхождения в описании дефектов темных линий.

Мацуи и др. [37] и Нанничи и др. [38] предположили, что основным механизмом распространения ДТЛ является скольжение. В соответствии с их предположением винтовой сегмент проникающей дислокации, как показано на рис. 8.3.5, скользит попеременно в направлении $[\bar{1}\bar{1}0]$ по плоскости $(1\bar{1}1)$ и в направлении $[\bar{1}\bar{1}0]$ по плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$ так, что общим направлением диполя в результате оказывается направление $[\bar{1}00]$. Весьма похожий механизм был постулирован Мацуи и др. [37] также и для распространения ветви дислокации в направлении $\langle 210 \rangle$. Явным преимуществом этой модели является то, что в ней предсказываются основные направления распространения диполей в ДТЛ. Она не объясняет ни ширину диполей, ни их сильную неровность, которую можно видеть на рис. 8.3.3. Поэтому Мацуи и др. [37] дополнительно предположили, что после образования скольжением длинных узких диполей эти диполи расширяются путем переползания и в этом процессе формируются другие черты, присущие ДТЛ, такие, как неровность и петли дислокаций.

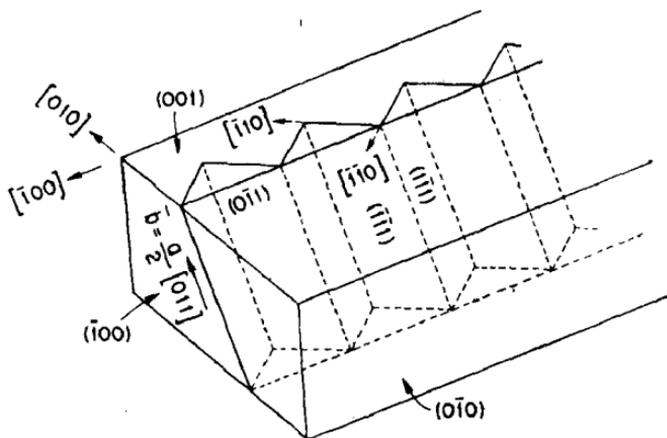


Рис. 8.3.5. Движение винтового сегмента в направлении $(\bar{1}00)$ при попеременном скольжении в плоскостях (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ [37].

В предложенном механизме роста ДТЛ необходимо, чтобы важные черты ДТЛ формировались при переползании. Поэтому встает вопрос: является ли скольжение основным, а не вспомогательным механизмом, способствующим росту ДТЛ. Мацуи и др. [37] отметили, а Нанничи и др. [38] более подробно обсудили условия, налагаемые на локальные напряжения, которые могут обеспечить рост ДТЛ путем скольжения. Эти напряжения, возможно, образуются вследствие локального нагрева. Нанничи и др. [38] утверждают, что достаточным будет локальное увеличение температуры на $\sim 200^\circ\text{C}$, однако измерения Кобаяси и др. [44, 45] показали, что локальное увеличение температуры в ДТЛ лежит между ~ 25 и 70°C . Предполагается, что локальные напряжения, возникающие вследствие перегрева при работе лазера, накладываются на существовавшее до этого поле напряжений, которое и определяет направление скольжения. Инициирование роста ДТЛ скольжением в местах, подвергающихся нагреву, наводит на мысль о том, что первичная дислокация, из которой начинается рост ДТЛ, должна быть центром безызлучательной рекомбинации.

По всей видимости, не было доказано, что существует корреляция между поведением ДТЛ при деградации лазера и природой имеющихся центров их зарождения. Исследования, проведенные методом ПЭМ [29—32] показали, что ДТЛ вырастает не из очень прямой дислокации, типичной для скольжения, а из наклонной дислокации (рис. 8.3.3), которая по-видимому, является ростовой. Однако такое наблюдение могло быть сделано потому, что фактически все лазеры, исследованные методом ПЭМ, были изготовлены методами, которые не приводят к скольжению. На первых этапах, разумеется, наблюдалась сильная

корреляция между напряжениями, внесенными при изготовлении, и быстрой деградацией, которая, по-видимому, происходила вследствие образования ДТЛ. В этом случае напряжения, внесенные при изготовлении, вызывали появление дислокаций скольжения, которые служили центрами образования ДТЛ. В более позднем исследовании Камеджима и др. [46], по-видимому, должны были видоизменить свои доводы относительно роста ДТЛ путем скольжения. Они показали, что скольжением могут быть получены ДТЛ в направлении $\langle 110 \rangle$ и для их роста требуется и существование напряжений, и инжекция носителей. Как только появляются ДТЛ в направлении $\langle 110 \rangle$, начинается распространение ДТЛ в направлении $\langle 100 \rangle$, по-видимому, в результате переползания и инжекции.

Исследования и рассуждения, описанные выше, наводят на мысль, что переползание действительно играет важную роль в росте ДТЛ, однако в вопросе о роли скольжения остается значительная неопределенность. Длинные гладкие диполи, возникновение которых следовало бы ожидать в том случае, если начальный этап распространения диполей происходил в результате скольжения, никогда не наблюдались в ненапряженных деградированных лазерах. К тому же трудно понять, как при механизме скольжения и локального нагрева может произойти задержка или внезапная остановка роста ДТЛ. Такие случаи, однако, могут происходить при переползании, если для него требуются междоузельные точечные дефекты. Можно ожидать задержку в возникновении ДТЛ, если для переползания требуются центры зарождения, которыми, по-видимому, являются ступеньки дислокаций. На иницирующей дислокации имеется относительно мало таких центров. Как только начнется рост ДТЛ, неровные диполи образуют большое количество этих центров и, пока идет рекомбинация, рост продолжается до тех пор, пока не истощатся точечные дефекты (обсуждение движения дефектов, ускоряемого рекомбинацией, см. ниже). Можно не без оснований предполагать, что распространение диполей при переползании обладает преимущественной ориентацией из-за того, что центрами переползания являются преимущественно ступеньки, расположенные по длине дислокации. По-видимому, именно ступеньки — источник преимущественной ориентации диполей.

Движение дефектов, ускоряемое рекомбинацией

Обосновывая модель переползания, Кимерлинг и др. [47] показали, что можно иницировать переползание на локализованном участке дислокации несоответствия, если там одновременно имеются радиационные точечные дефекты и идет рекомбинация носителей. Кроме того, Петрофф и Кимерлинг [35] эксперимен-

тально показали, что можно стимулировать рост свежеобразованных частей дислокационной сетки инъекцией носителей электронным пучком просвечивающего электронного микроскопа. Наблюдение таких свойств иллюстрируется на рис. 8.3.6 на участке, обведенным кружком. Наблюдалось, что петля и скопления точечных дефектов возникают только вблизи линии дислокации, а весь процесс доходит до насыщения. Таким образом объясняются многие из основных свойств, вытекающих из модели переползания, в том числе имеются указания на существование ограниченного источника (пересыщения) точечных дефектов. Другим требованием модели переползания является наличие рекомбинации носителей. Разумно предположить, что эта особенность образования ДТЛ частично является результатом того, что диффузия точечных дефектов, обуславливающих переползание, при учете только термического возбуждения при комнатной или близких к ней температурах идет недостаточно быстро для того, чтобы обеспечить рост ДТЛ. Вследствие того что усиленное рекомбинацией движение дефектов играет здесь такую роль, крайне интересны исследования глубоких ловушек методом переходной спектроскопии глубоких уровней (ПСГУ), который развил Лэнг [48].

В методе ПСГУ для наблюдения ряда глубоких уровней в полупроводниках используется измерение переходных характеристик емкости на высокой частоте при сканировании температуры. Таким путем извлекается спектр ловушек, из которого, наряду с другими свойствами, можно определить энергетический уровень и концентрацию ловушек каждого типа. Лэнг и др. [49—51] и Кимерлинг и Лэнг [52] при исследованиях методом ПСГУ, подробно проведенных на GaAs и GaP, непосредственно наблюдали отжиг дефектов, ускоряемый рекомбинацией. На рис. 8.3.7 показаны характерные спектры ПСГУ [52a] для отжига при 20 °C дефектных состояний, введенных в $p-n$ -переход на GaAs облучением электронами с энергией 1 МэВ. В отсутствие прямого тока через диод при указанной температуре восстановление не наблюдается; однако при плотности тока, пропущенного в прямом направлении, равной 20 А/см², как показано на рисунке, со временем происходит отжиг дефектов.

В соответствии с описанием Лэнга и Генри [53, 54] безызлучательный захват неосновных носителей происходит иногда в результате изменения энергии глубокой ловушки при колебаниях кристаллической решетки. Таким образом, как показано на рис. 8.3.8, интервал энергий ловушки E_t может простирается до перекрытия с краем зоны проводимости и безызлучательно захватывать инжектируемый электрон. После этого решетка релаксирует так, что энергия уровня понижается. Непосредственно после захвата электрона решетка испытывает сильное иска-

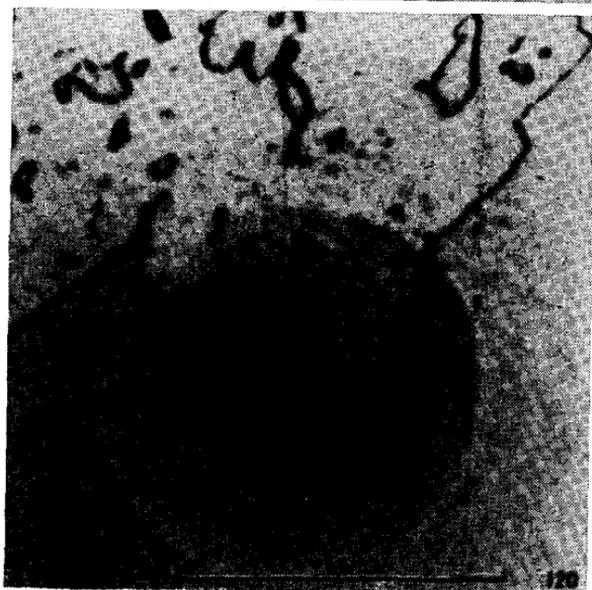
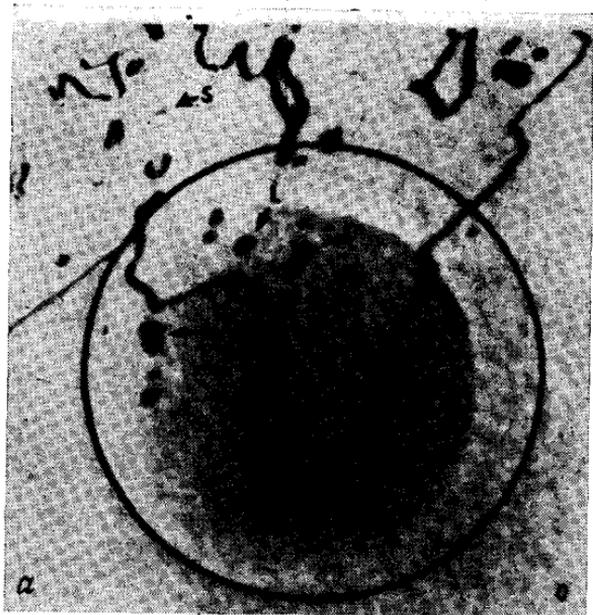


Рис. 8.3.6. *a* — светлопольная ПЭМ-микрофотография части дислокационного диполя и большой и малой дислокационных петель *L* и *S*, образовавшихся при переползании в процессе деградации ДГС-лазера на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; *б* — при облучении электронным пучком площадки, отмеченной кружком, было стимулировано образование новых маленьких петель и скоплений точечных дефектов [35].

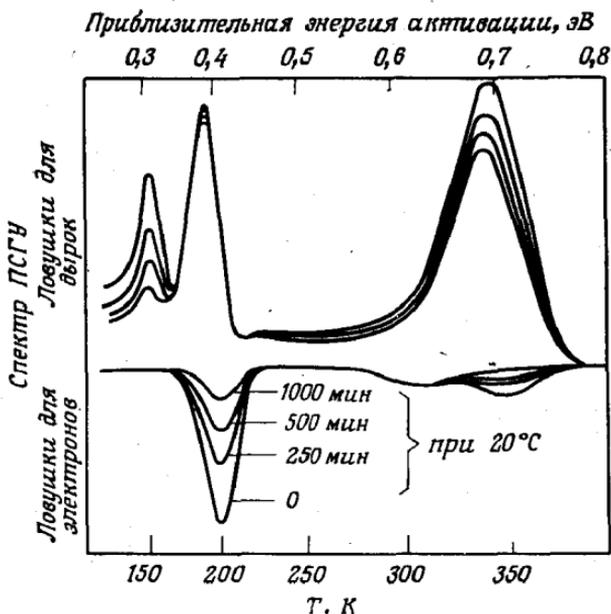


Рис. 8.3.7. Активированный рекомбинацией отжиг электронных и дырочных ловушек в GaAs при 300 К [52a]. Ток через диод 10 мА. В отсутствие протекания тока при 300 К отжиг не наблюдается.

жение по сравнению с равновесной конфигурацией, вследствие чего вблизи ловушки наблюдается интенсивное локализованное колебание решетки. Колебание быстро затухает до величины тепловых колебаний путем множественного испускания фононов. Конфигурационная диаграмма дана на рис. 8.3.9. Она демонстрирует модель, в которой ловушкой является потенциальная яма U_i , способная связывать электрон. Энергии краев валентной зоны U_v и зоны проводимости U_c также изменяются при колебаниях решетки.

Такой способ захвата неосновного электрона (или дырки) вызывает низкотемпературное движение дефектов, которое обычно называют движением дефектов, ускоряемым рекомбинацией. Уикс и др. [55] проанализировали введение в решетку энергии, выделяющейся при рекомбинации, с точки зрения теории скорости мономолекулярной реакции и нашли, что поведение дефектов в GaAs при отжиге удовлетворительно согласуется с теоретической интерпретацией. Не было установлено прямой связи между часто наблюдаемым явлением ускоренного рекомбинацией движения дефектов и необходимостью рекомбинации для роста ДТЛ. Тем не менее кажется очевидным, что, если для роста ДТЛ важно переползание, движение нужных для этого точечных дефектов действительно ускоряется рекомбинацией.

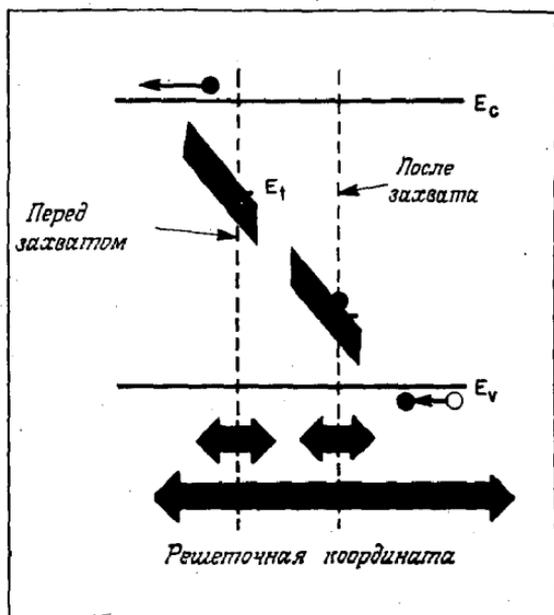


Рис. 8.3.8. Схема, показывающая безызлучательный захват электрона [54]. Равновесные энергии и решеточные координаты до и после захвата показаны штриховой линией. Затухающие области в запрещенной зоне поясняют, как изменяется энергия уровня дефекта относительно краев зон при колебаниях решетки. Стрелки меньшего размера показывают амплитуду тепловых колебаний до и после захвата электрона. Стрелка большего размера показывает амплитуду колебаний решетки около нового положения равновесия сразу после захвата электрона.

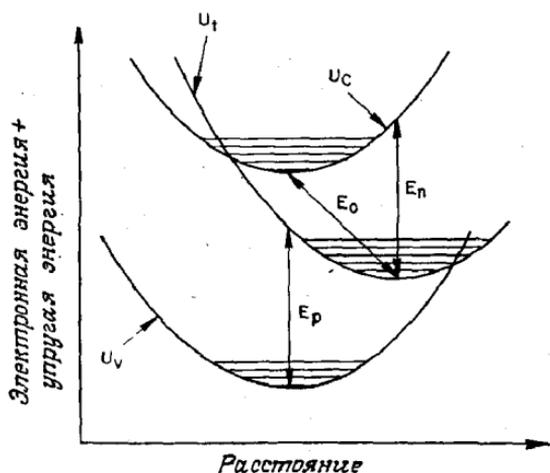


Рис. 8.3.9. Конфигурационная диаграмма для зависимости энергии от расстояния [53]. E_p и E_n — пороги оптического возбуждения в равновесии до и после рекомбинации; U_c и U_v — энергии края зоны проводимости и валентной зоны; U_t — энергия ловушки.

Полезно отметить недавние исследования лазеров на $\text{InP}|\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}|\text{InP}$, проведенные Шэнном и др. [56, 57]. Совпадения периодов решетки на гетерогранице $\text{InP} - \text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ можно добиться путем точного контроля состава при эпитаксиальном росте. Естественно ожидать, что в таких лазерах можно встретиться с трудностями, возникающими при росте ДТЛ, в результате присутствия дислокаций несоответствия и напряжений. Тем не менее на этих лазерах была достигнута непрерывная работа в течение более чем 5000 ч без какой-либо заметной деградации [57]. К моменту написания настоящей книги испытания все еще продолжались. Этот результат дает основания предполагать, что деградация в лазерах на $\text{InP} - \text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ идет более медленно вследствие того, что из-за меньшей ширины запрещенной зоны рекомбинация поставляет меньшую энергию для движения дефектов по сравнению с $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Устранение дефектов темных линий

Ясно, что каким бы ни был механизм роста ДТЛ, для того чтобы увеличить срок службы в непрерывном режиме за уровень минут или часов, рост ДЛТ нужно исключить. Начальный прогресс в увеличении срока службы лазеров был достигнут в основном за счет устранения ДТЛ, которые начинали расти почти немедленно после начала работы приборов. В основном ДТЛ удается избежать, если не допускать возникновения дислокаций-источников. Для этого необходима особая тщательность при соединении лазера с теплоотводом, которое для минимизации напряжений обычно проводится при помощи индия. Поэтому, если плотность дислокаций в подложке относительно мала ($\leq 1 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$), у каждого полоскового лазера ($4 \text{ мкм} \times 10 \text{ мкм}$) имеется довольно мало шансов ($\leq 4\%$) захватить дислокацию при условии, что в процессе выращивания и изготовления не введены новые дефекты. Путем тренировки можно отбраковать большинство приборов, быстро отказывающихся из-за ДТЛ.

Было показано, что наиболее очевидные источники дефектов — микровключения — порождают дефекты упаковки и дислокации в слоях $\text{GaAs} - \text{AlGa}_{1-x}\text{As}$. Исии и др. [58] доказали, что загрязнение кислородом во время процесса ЖФЭ может оказать большое влияние на концентрацию дефектов. Добавление малых количеств Al в активную область лазера для небольшого увеличения энергии фотона лазерного излучения (гл. 5) также увеличивает надежность из-за того, что добавленный Al является геттером для кислорода. Резко уменьшить вероятность образования ДТЛ в изготавливаемых лазерах удалось, повысив

внимание к чистоте и газоочистке при выращивании гетероэпитаксиальных пластин и использования методов изготовления, устраняющих напряжения, возникающие при соединении лазера с теплоотводом. Полезен также тщательный осмотр выращенной пластины на предмет выявления дефектов. Об этом сообщили Гудвин и др. [59].

§ 4. ПОСТЕПЕННАЯ ДЕГРАДАЦИЯ ПОЛОСКОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА GaAs — Al_xGa_{1-x}As

Достижение «полезного срока службы» дает возможность реализовать многие потенциальные применения гетеролазеров. Не существует, однако, единого определения срока службы лазера, и каждый исследователь стремится использовать свое собственное определение. Для того чтобы обойти эту трудность, мы дадим соответствующие времена и условия испытаний для каждого из рассматриваемых случаев. Уделив особое внимание чистоте изготовления и уменьшению напряжений, возникающих при сборке, Хартман и др. [60] первыми создали полосковые ДГС-лазеры на GaAs — Al_xGa_{1-x}As со сроком службы, превышающим 1000 ч. Испытания проводились в атмосфере азота при 30°C. Полоски шириной 13 мкм были получены протонной бомбардировкой. При работе ток лазеров поддерживался на постоянном уровне, равном 1,3 I_{пор}. После нескольких тысяч часов работы по крайней мере в одном из лазеров наблюдалось уменьшение выходной мощности всего на 10% от начальной величины, составляющей 10 мВт с одного зеркала. Накада и др. [61] получили лазеры, работавшие несколько тысяч часов в непрерывном режиме, с высоким уровнем выходной мощности, составившей 40—50 мВт с одного зеркала. За это время наблюдалось увеличение I_{пор} приблизительно на 20%. В этой работе были использованы тщательно отобранные приборы мезаполосковой геометрии с шириной полоски 40 мкм. Для поддержания мощности на уровне 40 мВт Накада и др. [61] периодически подстраивали ток диодов. Отличительной чертой их лазеров в том числе было то, что в активную область был введен Al (x = 0,05). Некоторыми исследователями [62, 63] были получены указания, что при добавлении малых количеств Al в активную область улучшаются рост кристалла и деградационные характеристики. Результаты Исии и др. [58] дали основание считать, что такое улучшение возникает в результате адсорбции кислорода, вследствие чего устраняются большие дефекты и, следовательно, ДТЛ. Кэн и др. [64] показали, что в лазерах с активной областью на GaAs использование процесса удаления кислорода позволяет достичь сроков службы, превышающих 10⁴ ч. Для того чтобы лазеры на двусторонней гетероструктуре

могли работать тысячи часов в непрерывном режиме при комнатной температуре, несомненно, требуется устранение раннего развития ДТЛ путем использования малодислокационных подложек, сверхчистых методов изготовления и сборки, не вносящей больших напряжений.

Получение лазеров, которые не деградируют с образованием ДТЛ и поэтому работают тысячи часов при комнатной температуре, вызвало потребность в методике испытаний, которая позволяла бы проводить исследования за меньший промежуток времени. Хартман и Диксон [65] описали исследования полосковых ДГС-лазеров, полученных протонной бомбардировкой, проводившиеся в атмосфере сухого азота при температурах 30, 50, 70 и 90 °С. Использовались две группы лазеров: в первой активной областью служил GaAs, а волноводными слоями — $Al_{0,36}Ga_{0,64}As$; во второй группе для выращивания тройного соединения в растворы перед выращиванием были добавлены небольшие количества фосфора. В последнем случае соответствующие количества фосфора уменьшают напряжения, возникающие в кристалле из-за небольшого несоответствия периодов решетки GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$ [66, 67].

Хартман и Диксон [65] исследовали срок службы лазеров в непрерывном режиме при превышении порогового тока на 30%, что соответствовало выходной мощности 5—10 мВт с одного зеркала. Когда выходная мощность падала на 50%, ток подстраивался, чтобы вернуться к прежнему значению мощности. Эксперимент заканчивался, когда уже нельзя было поддерживать «полезный» уровень мощности, равный 1 мВт. Если значения срока службы, определенные таким образом для большого количества лазеров построить в виде графика зависимости от температуры $p-n$ -перехода, то можно получить энергию активации E_A для срока службы τ , предполагая, что

$$\tau(T) = K \exp(E_A/kT). \quad (8.4.1)$$

Такое представление может показаться слишком упрощенным, однако данные для лучших лазеров согласуются с $E_A \approx 0,7 \text{ эВ}$, а экстраполированное значение τ , равное 10^5 ч при комнатной температуре кажется вполне достижимым [65].

Особенно интересны статистические исследования Джойса и др. [68] и Хартмана и др. [69], в которых изучается время наработки на отказ нескольких групп лазеров, которые испытывались при повышенных температурах по методу, аналогичному тому, который использовался в работе [65]. Для этих исследований использовались полосковые лазеры, полученные протонной бомбардировкой, на ДГС $Al_{0,36}Ga_{0,64}As | Al_{0,08}Ga_{0,92}As | Al_{0,36}Ga_{0,64}As$. Эти лазеры предназначались для волоконно-оптических систем связи. В более ранних исследованиях Джойса

и др. [68] лазеры были изготовлены из 12 пластин, выращенных подряд методом ЖФЭ, которые не подвергались предварительному отбору. Из общего количества лазеров 25% были отбракованы с самого начала, так как они не удовлетворяли требованиям по току и напряжению. Из оставшегося количества 104 лазера были случайным образом выбраны для испытаний в непрерывном режиме при температуре 70°C в атмосфере сухого азота. Путем дополнительного отбора из статистического распределения были отброшены 14 лазеров, которые отказали в течение первых 10 ч работы. Мощность излучения составляла около 5 мВт на одно зеркало при токе накачки менее 30% выше $J_{\text{пор}}$ (70°C). Начальная выходная мощность при 70°C поддерживалась путем периодического увеличения тока накачки. Когда мощность когерентного излучения лазера при 70°C не могла достигнуть 0,5 мВт на одну грань, лазер считали отказавшим. Как и в работе [65], условия эксплуатации и критерий отказа лазеров в работе [68] являются произвольными. Тем не менее они обеспечивают весьма полезный подход к описанию характеристик постепенной деградации ДГС лазеров. Набор данных, обозначенных на рис. 8.4.1 буквой А, показывает время наработки на отказ каждого лазера. Логарифмически нормальный график рис. 8.4.1 линеен для лазеров со сроком службы более 100 ч.

Более поздние исследования Хартмана и др. [69] были проведены на отобранных пластинах. Наблюдалось, что лазеры выбранные случайным образом из этих пластин, в среднем имеют больший срок службы, чем лазеры, использованные для набора данных А на рис. 8.4.1. Никакого дальнейшего отбора не производилось. Дополнительно была произведена случайная выборка лазеров для испытаний на срок службы по методике, которая аналогична вышеописанной. Когда строился график рис. 8.4.1, испытания на срок службы еще продолжались, причем продолжали работать около 60% лазеров. Набор данных, обозначенный на рис. 8.4.1 буквой В, показывает распределение отказов для большинства лазеров из тех 40%, которые перестали работать. Набор данных, обозначенный на рис. 8.4.1 буквой В, дан для одной из отобранных пластин, испытания которой начались раньше, и к моменту построения графика здесь уже отказали девять из десяти исследовавшихся лазеров. Эти графики дают основания предполагать, но не доказывают, что в диапазоне промежутков времени, перекрываемом линейной частью графика, отказ происходит в результате действия единого преобладающего механизма. Эти графики также дают основание предполагать, что устранение этого неизвестного механизма отказов могло бы увеличить срок службы на порядок величины или даже больше.

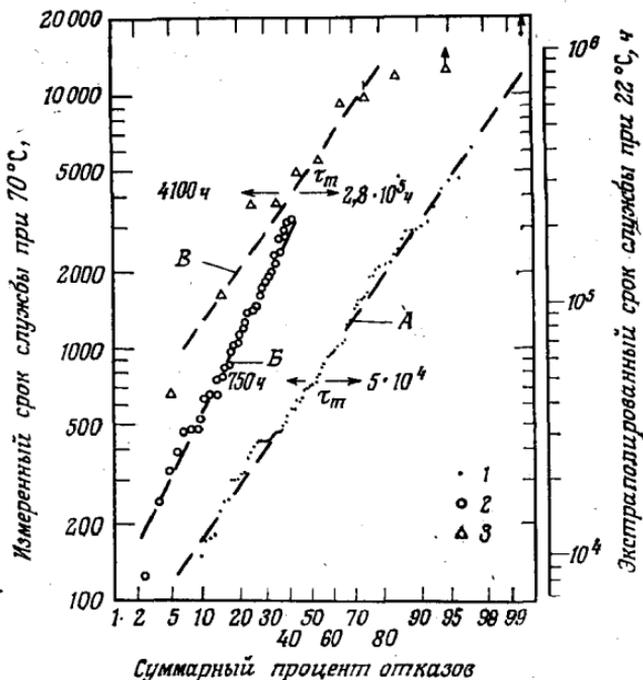


Рис. 8.4.1. Измеренные распределения срока службы ДГС-лазеров на GaAs — $Al_xGa_{1-x}As$, подвергнутых испытаниям при 70°C в атмосфере сухого азота. Средний срок службы — τ_m . В предположении энергии активации $E_A = 0,7$ эВ, экстраполированный срок службы при комнатной температуре в 67 раз больше; 1 — неотобранные пластины [68]; 2 — отобранные пластины [69]; 3 — одна отобранная пластина [69a]. Символами со стрелкой обозначены лазеры, которые еще продолжали работать.

Джойс и др. [68] и Хартман и др. [69] в качестве дополнительной характеристики распределения на рис. 8.4.1 выбрали средний срок службы, равный 750 ч при 70°C. Как и в работе [65], было сделано дальнейшее предположение, что изменение температуры эквивалентно изменению на постоянный множитель скорости протекания времени. Теперь в отсутствие доказательств существования более чем одного механизма отказов для исследованных групп лазеров такое предположение представляется более правдоподобным. В выражении (8.4.1) значение E_A в соответствии с [65] бралось равным 0,7 эВ, что дало экстраполированные значения срока службы при 22°C, приведенные с правой стороны рис. 8.4.1. Здесь даны температуры окружающей среды и теплоотвода. При 70 и 22°C температура $p-n$ -перехода будет соответственно равна 95 и 29°C. Для набора лазеров, показанных кривыми A и B, к моменту построения графиков предсказываемый средний срок службы τ_m при 22°C равен соответственно $5 \cdot 10^4$ ч и $2,8 \cdot 10^5$ ч. Набор данных,

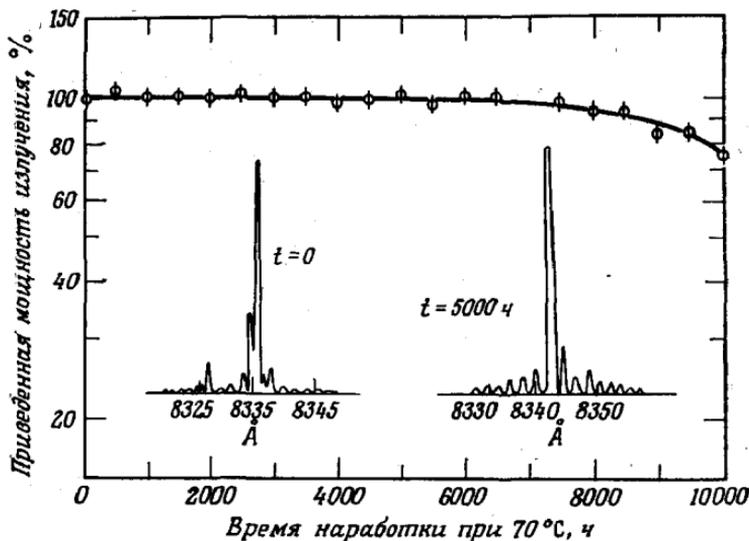


Рис. 8.4.2. Зависимость выходной мощности от времени для типичного лазера с большим сроком службы, который работал при окружающей температуре 70°C [69]. Приведенные спектры являются типичными для полосковых ДГС-лазеров, полученных протонной бомбардировкой, в которых получен большой срок службы.

обозначенный буквой *B*, для 100 лазеров, случайно выбранных из 10 пластин дает средний срок службы при 70°C , равный 4500 ч. По-видимому, этот срок службы при 70°C соответствует $3 \cdot 10^5$ ч (34 года) непрерывной работы при 22°C и средней наработке на отказ, равной 10^6 ч [69]. Несмотря на то что всегда нужно иметь в виду, что этот метод носит предположительный характер, он все же показывает, что лазеры с очень большим сроком службы уже имеются. Кроме того, разброс данных наводит на мысль, что дальнейшее улучшение будет происходить в результате усовершенствования методов изготовления.

Определение срока службы, описанное здесь, полезно для лазеров, предназначенных для использования в волоконно-оптических системах связи. Можно ожидать, что определения срока службы для работы на повышенной мощности излучения или для работы без увеличения тока будут отличаться от определений, использованных в работах [65, 68, 69]. В любом из указанных случаев, переопределенный срок службы лазера будет меньше, чем в условиях, описанных выше.

На рис. 8.4.2 показана зависимость приведенной выходной мощности от времени работы для лазера с большим сроком службы [69]. Испытания проводились при 70°C . На этом рисунке также показано, что спектр генерации уширяется и незначительно сдвигается в длинноволновую область. В тех лазе-

рах, старение которых дошло до такого уровня, что для поддержания мощности излучения, большей 1 мВт, с одной грани требовалось увеличение тока, уширение спектра с появлением большого числа продольных мод может быть более заметно. К моменту, когда старение лазеров с большим сроком службы доходит до такого уровня, что при 70°C уже нельзя обеспечить минимальную требуемую мощность, спонтанное излучение лазеров при данном токе уменьшается приблизительно на 50%. Отказу также предшествует значительное уменьшение дифференциальной квантовой эффективности [70]. Эти данные соответствуют однородному уменьшению квантового выхода в активной области, причиной которого является равномерно распределенные безызлучательные дефекты. Не выявлено систематических изменений в нелинейностях выходной мощности (изломах) в процессе деградации. Дефекты темных линий также, как правило, не наблюдались.

К сожалению, в настоящий момент имеется очень мало доступной информации, позволяющей глубже понять механизм отказа лазеров с большим сроком службы. Джойс и др. [68] указали, что если для поначалу одинаковых лазеров отказ происходит в результате случайного зарождения ДТЛ, нельзя ожидать логарифмически нормального распределения. Такое распределение можно объяснить, исходя из одного определенного механизма деградации, который воздействует на каждый лазер с какой-то определенной скоростью, определяемой вариациями процесса роста и (или) изготовления, в результате которых лазеры с самого начала неэквивалентны. Такое заключение находится в соответствии с более ранними исследованиями [68], в которых постепенная деградация лазеров с большим сроком службы происходила без образования ДТЛ. Все это тем не менее дает очень мало информации о возможном механизме постепенной деградации. Возможно, что пониманию этого вопроса будут способствовать исследования деградировавших полосковых ДГС-лазеров на $Al_xGa_{1-x}As|Al_yGa_{1-y}As|Al_xGa_{1-x}As$, полученных протонной бомбардировкой, проведенные методом ПСГУ Лэнгом и др. [71]. В этих лазерах, значение x изменялось от 0,2 до 0,4, а значение y — от 0 до 0,1. Процесс старения происходил при 70°C в условиях, аналогичных использованным в работе Джойса и др. [68]. Спектр ПСГУ, показанный на рис. 8.4.3, состоит из трех основных экстремумов: двух сравнительно неглубоких, положительного и отрицательного, около 125 и 175 К и одного очень глубокого около 370 К. Очень глубокий экстремум соответствует ловушке для основных носителей с энергией активации 0,89 эВ. В первой работе [71] было высказано предположение, что сравнительно мелкие экстремумы соответствуют ловушке для неосновных носителей и ловушке для основных но-

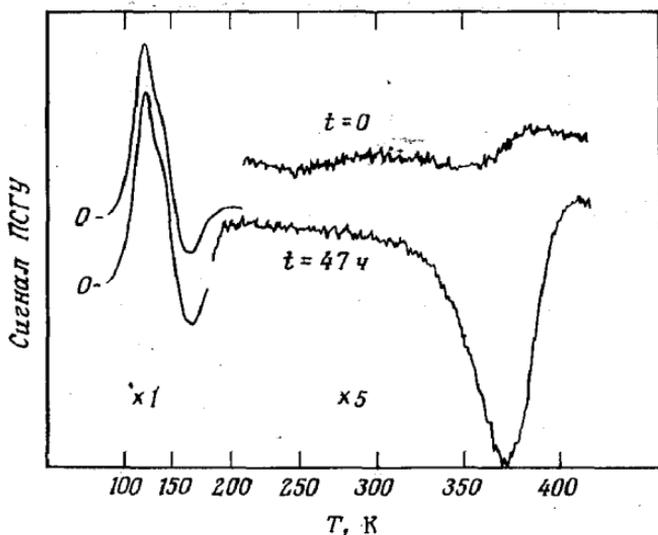


Рис. 8.4.3. Спектры ПСГУ типичного лазера до ($t = 0$) и после ($t = 47$ ч) ускоренных испытаний при 70°C [71]. Отметим резкое увеличение отрицательного экстремума при 370 K (ловушка с энергией $0,89\text{ эВ}$).

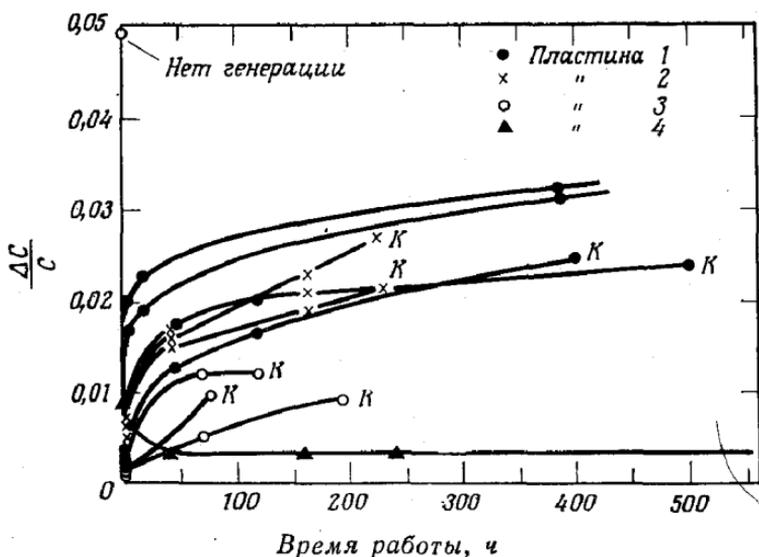


Рис. 8.4.4. Зависимость приведенного сигнала ПСГУ от времени работы в непрерывном режиме при 70°C (ловушка с энергией $0,89\text{ эВ}$) для лазеров из четырех пластин [71]. Сигнал ПСГУ — ΔC , емкость лазера — C . Точка, в которой происходил отказ лазера, обозначена буквой K . Две верхние кривые отвечают лазерам, работающим более 500 ч при 70°C .

сителей с энергиями активации 0,21 и 0,31 эВ соответственно. Недавно Лэнг и Логан [72] высказали соображение, что мелкие экстремумы соответствуют одной и той же ловушке, которая дает экстремум $\sim 0,21$ эВ при захвате электрона и $\sim 0,31$ эВ при эмиссии электрона. В процессе старения амплитуда всех экстремумов увеличивается, однако изменение экстремума около 0,89 эВ наиболее очевидно.

На рис. 8.4.4 показана зависимость величины сигнала, полученного на ловушке около 0,89 эВ, от времени старения при 70°C для нескольких лазеров. Из пластин 1—3 были изготовлены лазеры со сроком службы от нескольких сотен до нескольких тысяч часов. По-видимому, лазеры такого типа типичны для серии лазеров, обозначенной на рис. 8.4.1 буквой А. По всей видимости, отказ этих лазеров происходил в результате действия одного и того же механизма. Во всех этих лазерах сигнал с ловушек около 0,89 эВ увеличивался очень быстро в течение первых 100 ч работы. В лазерах с большим сроком службы он увеличивался затем более медленно. Хотя такая корреляция, может быть, и имеет какое-то значение, важно подчеркнуть, что при увеличении концентрации ловушек не наблюдалось простой и согласованной связи с пороговыми характеристиками. Большее значение, может быть имеют данные, относящиеся к пластине 4. В этой пластине сигнал, соответствующий глубокой ловушке, со временем по существу уменьшался, а при старении, проведенном по методике [68], лазеры из этой пластины продолжали работать в течение очень большого периода времени, превышающего в ряде случаев $1,5 \cdot 10^4$ при 70°C [36]. Экстраполяция дает срок службы этих лазеров при комнатной температуре около 10^6 ч.

Исследования, проведенные методом переходной спектроскопии глубоких уровней, проведенные на структурах с различной степенью нарушений, вызванных протонной бомбардировкой, показали, что ловушка с энергией активации 0,89 эВ связана с нарушениями, вызванными протонами; она не наблюдается в приборах, не подвергнутых бомбардировке. Соответствующие исследования показали, что она находится на границе нарушенной и ненарушенной областей в слое $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и очень напоминает так называемую ловушку ЕЗ, возникающую в результате нарушений, создаваемых в GaAs облучением электронами с энергией 1 МэВ [73]. В недавних исследованиях Лэнга и др. [74] высказывалось предположение, что она создана вакансией Ga. В данном исследовании, по-видимому, показано, что при работе лазера дефекты ЕЗ перемещаются из области, подвергнутой бомбардировке, где их концентрация высока, в ненарушенные области волновода. Однако, вследствие того что в исследованных лазерах с активной областью p -типа можно было

изучать только слой $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, не было установлено прямой связи с тем, что происходит в активной области. Тем не менее исследования методом ПСГУ дают основания предполагать, что имеется тесная связь между подвижными точечными дефектами и постепенной деградацией, и влияние этих дефектов в принципе можно минимизировать, что даст возможность получить лазеры с очень большим сроком службы.

Многими исследователями был отмечен вид постепенной деградации лазеров на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, при котором происходит разрушение зеркал, характеризуемое появлением шероховатостей или изменением цвета поверхности зеркала. Крессел и Лэйдэни [11] наблюдали повреждение зеркал, встречающееся в лазерах полосковой геометрии, работающих в непрерывном режиме при относительно больших (25—100 мВт с одного зеркала) уровнях мощности. При данном времени наработки распространение этого вида повреждения зависит от мощности. Было замечено, что в лазерах с зеркалами без защитного покрытия, работающих в атмосфере сухого воздуха, повреждение зеркал оказывает значительное влияние на мощность излучения после нескольких тысяч часов работы. Разумно предположить, что повреждение зеркал может быть источником постепенной деградации непрерывных лазеров, работающих и при меньших уровнях мощности. Шима и др. [75] и Чиноне и др. [76] наблюдали, что в их лазерах повреждение граней является основной причиной постепенной деградации. Диксон и Хартман [70] обнаружили очень мелкие повреждения зеркал у лазеров, проработавших долгое время ($>10^4$ ч) в непрерывном режиме на малых уровнях мощности в атмосфере сухого азота.

Юаза и др. [77] провели исследования повреждения зеркал, возникающего при работе в непрерывном режиме. Используя метод электронной оже-спектроскопии, они нашли, что при работе лазера на поверхности зеркала образуется слой окисла. За счет образования слоя окисла идет и быстрая деградация в течение первых 100 ч работы лазера, и последующая медленная деградация. Эти исследования находятся в соответствии с измерениями Сузуки и Огавы [78] по оптической стимуляции окисления поверхностей GaAs .

Диксон и Хартман [70] нашли, что в условиях их экспериментов, в том числе в исследованиях при 70°C , которые уже были описаны, повреждение зеркал встречается воспроизводимым образом и присутствует всегда. Однако для их лазеров такое повреждение не оказывает заметного влияния на пороговую плотность тока. Этот результат со всей очевидностью установлен в работе [70], где исследовалась постепенная деградация лазеров, аналогичных тем, которые использовались в [68, 69]. В этой работе половина лазеров исследовалась при

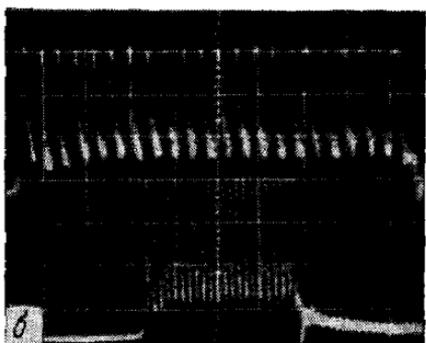
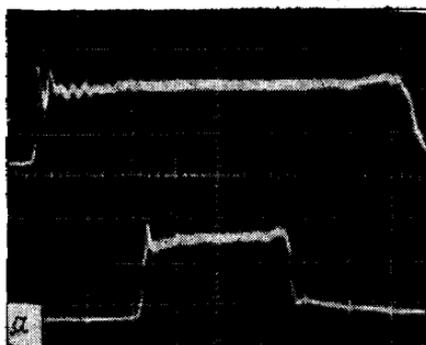


Рис. 8.4.5. Временная зависимость выходной мощности ДГС-лазера, работающего в импульсном режиме с подпиткой постоянным током [80]. *а* — до старения наблюдается устойчивая работа прибора; *б* — после работы в непрерывном режиме при 70 °С в течение 50 ч наблюдаются незатухающие колебания. На обоих рисунках превышение порога на 13%. Масштаб по горизонтальной оси: для верхней осциллограммы 2 нс/деление, для нижней осциллограммы 5 нс/деление.

работе в режиме СИД, когда повреждение зеркал не происходит, а половина — в лазерном режиме со свойственным ему некатастрофическим повреждением зеркал. При использовании тех же критериев отказа, что и в работах [68, 69], статистическое распределение отказов для обеих групп с поправкой на разную температуру активной области было одинаковым.

Очевидно, здесь требуется проведение гораздо большего количества экспериментов. В частности, не установлено, являются ли различия в развитии повреждений зеркал, наблюдаемые разными авторами, следствием различия лазеров, различия методов испытания или и того и другого. Так или иначе, Крессел и Лэйдэни [11], Юаза и др. [77] и Лэйдэни и др. [79] высказали

утверждение, что повреждение зеркал можно предотвратить, нанося на поверхность зеркал защитные диэлектрические покрытия. Шима и др. [75] нашли, что для этой цели предпочтительнее использовать покрытия из Al_2O_3 , нанесенные методом ХОГФ, а не покрытия из SiO_2 .

В недавней работе [80] Паоли обнаружил, что на первых этапах работы наблюдаются изменения оптических свойств непрерывных лазеров, которым не соответствует какое-нибудь изменение $J_{пор}$. Он исследовал полосковые ДГС-лазеры на $Al_{0,36}Ga_{0,64}As|Al_{0,08}Ga_{0,92}As|Al_{0,36}Ga_{0,64}As$, полученные протонной бомбардировкой, при работе в непрерывном режиме при $70^\circ C$ в течение 50—60 ч. Во время этих исследований не наблюдалось статистически заметных изменений в $J_{пор}$ ($70^\circ C$), однако мощность излучения как когерентная (ТЕ); так и спонтанная (ТМ), не была одинакова для противоположных зеркал в 60% лазеров. Асимметрия излучения усиливалась при ускоренном старении, но корреляции с изменением $J_{пор}$ ($70^\circ C$), по всей видимости, не наблюдалось. Наиболее поразительным из обнаруженных изменений было развитие регулярных самопроизвольных пульсаций лазерной мощности при комнатной температуре, наблюдавшееся почти в половине исследованных лазеров. Эти пульсации, возможно, аналогичны импульсам, наблюдавшимся Янем и др. [81]. Они иллюстрируются рис 8.4.5. Частота пульсаций снижалась до 200 МГц, но в типичном случае была много выше. Такое поведение наблюдалось даже в тех лазерах, в которых поначалу модуляция интенсивности не проявлялась. Такие пульсации не были скоррелированы с начальной асимметрией, изменениями пороговой плотности тока, осевыми неоднородностями тока накачки или образованием ДТЛ. Тем не менее их появление на первом этапе процесса старения показывает, что встречаются изменения, которые не обнаруживаются по изменениям порога или эффективности.

§ 5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В этой главе было описано большое число эмпирических наблюдений видов отказа инжекционных лазеров. Несмотря на отсутствие полной ясности в детальном механизме, катастрофическая деградация лазеров на $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$, по-видимому, накладывает принципиальные ограничения на максимальную световую мощность, достижимую на границе воздух — лазерный резонатор. Если в соответствии с выказанными здесь предположениями эти ограничения возникают в результате поверхностной рекомбинации и поглощения в области приповерхностного объемного заряда на полученном сколом зеркале, то модификации структур с уменьшенной поверхностной рекомбинацией и

поглощением дадут возможность увеличить мощности на пороге повреждения.

Фундаментальное изучение глубоких ловушек и перемещения дефектов под действием излучения даст возможность глубже понять механизм роста ДТЛ. По-видимому, разумно ожидать, что продолжающиеся исследования в конце концов приведут к детальному пониманию ДТЛ. Тем не менее эмпирически было найдено, что эта причина быстрой деградации может быть в значительной степени устранена тщательным отбором подложек, повышенной чистотой процессов и применением методов изготовления, не вносящих напряжений.

Понимания механизмов постепенной деградации полосковых ДГС-лазеров на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ достигнуть не удалось. Существенное значение здесь имеет развитие новых экспериментальных методов, которые позволили бы провести исследования, ведущие к пониманию способов генерации, передвижения и уничтожения точечных дефектов. К тому же долгий и утомительный процесс ресурсных испытаний различных лазерных структур в различных условиях работы и последующее детальное изучение деградированных приборов все еще продолжается. Тем не менее, несмотря на то что внутренний механизм отказов не был обнаружен, имеются большие успехи в увеличении срока службы лазеров.

Эти успехи иллюстрируются на рис. 8.5.1 данными из программы Белл Лэбораториз [82]. Показаны два графика экстраполированного срока службы при комнатной температуре, полученные за период с 1970 по 1976 г. Здесь использовались полосковые ДГС-лазеры с ограничением протонной бомбардировкой. Как правило, они испытывались при повышенной температуре с использованием методики, аналогичной методике, описанной в работе [68]. Верхняя кривая показывает ожидаемый полезный срок службы лучших лазеров, имевшихся в указанное время. Нижняя кривая показывает соответствующий ожидаемый срок службы лазеров, которые можно было воспроизводимо получить в лабораторных условиях. Имеются данные [36] по длившимся более $2,6 \cdot 10^4$ ч (3 года) ресурсным испытаниям лазеров, работающих в непрерывном режиме с малым уровнем мощности (< 10 мВт на зеркало) при 30°C . Как показано на рис. 8.5.1, если использовать простую экстраполяцию [65], то можно считать, что ресурсные испытания для лазеров [68, 69], работающих в подобном режиме, длились при 22°C более 10^6 ч.

Столь большой срок службы на малом уровне мощности может удовлетворить всем требованиям систем световой связи большого масштаба. В большинстве других применений предъявляются меньшие требования к сроку службы, однако там требуется большой уровень мощности. Исследования Накады [61]

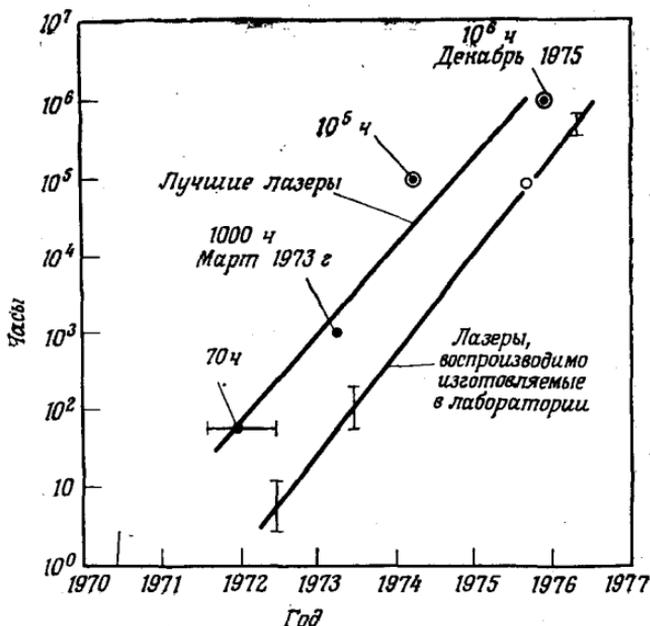


Рис. 8.5.1. Срок службы на малом (< 10 мВт) уровне мощности при 22°C полупроводниковых ДГС-лазеров на $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, полученных протонной бомбардировкой (по работам, проведенным в 1970—1976 г. при выполнении программы Белл Лэбораториз) [82]. Данные получены из экстраполяции экспериментальных результатов для повышенной температуры. Верхняя кривая показывает оценку срока службы при 22°C для лучших лазеров, полученных к указанному времени. Нижняя кривая показывает оценку срока службы лазеров, которые могли воспроизводимо изготавливаться в лабораторных условиях в указанное время.

и Крессела и Лэйдэни [11] дают основания полагать, что на современном этапе лазеры могут работать при уровне мощности 20—40 мВт с зеркала в течение 10^4 ч без резкого уменьшения выходной мощности и увеличения порога генерации. Впервые подмеченная Лэнгом и др. [71] связь между точечными дефектами и деградацией и сделанные Паоли [80] наблюдения изменений в симметрии излучения и возникновения самопроизвольных пульсаций на первых этапах старения указывают на необходимость в дальнейших исследованиях и понимании основ процессов деградации. Вполне возможно, что своевременная регистрация подобных изменений сможет открыть путь для предсказания поведения лазера в течение длительной работы.

Литература

1. Cooper D. P., Gooch C. H., Sherwell R. J., IEEE Journ. Quantum Electron., QE-2, 329 (1966).
2. Dobson C. D., Keeble F. S., Gallium Arsenide: 1966 Symp. Proc., Inst. of Phys. and Phys. Soc., London, 1967, p. 68.
3. Shaw D. A., Thornton P. R., Solid-State Electron., 13, 919 (1970).

4. Kressel H., Mierop H., Journ. Appl. Phys., **38**, 5419 (1967).
5. Hwang C. J., Journ. Appl. Phys., **42**, 4408 (1971).
6. Kressel H., Nelson H., Hawrylo F. Z., Journ. Appl. Phys., **41**, 2019 (1970).
7. Kressel H., Sommers H. S., Jr., Lockwood H. F., Eitenberg M., Tech. Rep. AFAL-TR-71-83 (April 1971).
8. Kressel H., Lasers, eds. Levine A. K., DeMaria A. J., Dekker, Vol. 3, New York, 1971.
9. Hakki B. W., Nash F. R., Journ. Appl. Phys., **45**, 3907 (1974).
10. Kirkby P. A., Thompson G. H. B., Appl. Phys. Lett., **22**, 638 (1973).
11. Kressel H., Ladany I., RCA Rev., **36**, 230 (1975).
12. Lockwood H. F., Kressel H., Sommers H. S., Jr., Hawrylo F. Z., Appl. Phys. Lett., **17**, 499 (1970).
13. Eitenberg M., Sommers H. S., Jr., Kressel H., Lockwood H. F., Appl. Phys. Lett., **18**, 571 (1971).
14. Henshall G. P., Solid-State Electron., **20**, 595 (1977).
15. Henry C. H., Petroff P. M., Logan R. A., будет опубликовано.
16. De Loach B. C., Jr., Hakki B. W., Hartman R. L., D'Asaro L. A., Proc. IEEE, **61**, 1042 (1973). [Имеется перевод: Делош, Хакки, Хартман, Д'Асаро. ТИИЭР, 1973, № 7, с. 285.]
17. Kressel H., Byer N. E., Proc. IEEE, **57**, 25 (1969). [Имеется перевод: Крессель, Байер, ТИИЭР, 1969, № 1, с. 31.]
18. Newman D. H., Ritchie S., IEEE Journ. Quantum Electron., **QE-9**, 300 (1973).
19. Kressel H., Byer N. E., Lockwood H., Hawrylo F. Z., Nelson H., Abrahams M. S., McFarlane S. H., Metall. Trans., **1**, 635 (1970).
20. Paoli T. L., Hakki B. W., Journ. Appl. Phys., **44**, 4108 (1973).
21. Hakki B. W., Paoli T. L., Journ. Appl. Phys., **44**, 4113 (1973).
22. Biard J. R., Pittman G. E., Leezer J. F., Gallium Arsenide: 1966 Symp. Proc., Inst. of Phys. and Phys. Soc., London, 1967, p. 113.
23. Zschauer K. H., Solid State Commun., **7**, 335 (1969).
24. Hartman R. L., Hartman A. R., Appl. Phys. Lett., **23**, 147 (1973).
25. Yonezu H., Sakuma I., Kamejima T., Ueno M., Nishida K., Nannichi Y., Hayashi I., Appl. Phys. Lett., **24**, 18 (1974).
26. Johnston D. W., Jr., Callahan W. M., Miller B. I., Journ. Appl. Phys., **45**, 505 (1974).
27. Petroff P. M., Johnston W. D., Jr., Hartman R. L., Appl. Phys. Lett., **25**, 226 (1974).
28. Ito R., Nakashima H., Nakada O., Jap. Journ. Appl. Phys., **13**, 1321 (1974).
29. Petroff P. M., Hartman R. L., Appl. Phys. Lett., **23**, 469 (1973).
30. Petroff P. M., Hartman R. L., Journ. Appl. Phys., **45**, 3899 (1974).
31. Hutchinson P. W., Dobson P. S., Phil. Mag., **32**, 745 (1975).
32. Hutchinson P. W., Dobson P. S., O'Hara S., Newman D. H., Appl. Phys. Lett., **26**, 250 (1975).
33. Woolhouse G. R., Blakeslee A. E., Shih K. K., Journ. Appl. Phys., **47**, 4349 (1976).
34. Petroff P. M., Hartman R. L., частное сообщение.
35. Petroff P. M., Kimerling L. C., Appl. Phys. Lett., **29**, 461 (1976).
36. Hartman R. L., частное сообщение.
37. Matsui J., Ishida K., Nannichi Y., Jap. Journ. Appl. Phys., **14**, 1555 (1975).
38. Nannichi Y., Matsui J., Ishida K., Jap. Journ. Appl. Phys., **14**, 1561 (1975).
39. Lang D. V., Logan R. A., Jaros M., Phys. Rev., будет опубликовано.
40. Petroff P. M., Kimerling L. C., не опубликовано.
41. Friedel J., Dislocations, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1964, p. 105. [Имеется перевод: Фридель Ж. Дислокации. — М.: Мир, 1967.]
42. van Vechten J. A., Journ. Electrochem. Soc., **122**, 1556 (1975).
43. O'Hara S., Hutchinson P. W., Dobson P. S., Appl. Phys. Lett., **30**, 368 (1977).

44. Kobayashi T., Kawakami T., Furukawa Y., Jap. Journ. Appl. Phys., **14**, 508 (1975).
45. Kobayashi T., Furukawa Y., Jap. Journ. Appl. Phys., **14**, 1175 (1975).
46. Kamejima T., Ishida K., Matsui J., Jap. Journ. Appl. Phys., **16**, 233 (1977).
47. Kimerling L. C., Petroff P. M., Leamy H. J., Appl. Phys. Lett., **28**, 297 (1976).
48. Lang D. V., Journ. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
49. Lang D. V., Kimerling L. C., Phys. Rev. Lett., **33**, 489 (1974).
50. Lang D. V., Kimerling L. C., Appl. Phys. Lett., **28**, 248 (1976).
51. Lang D. V., Kimerling L. C., Leung S. Y., Journ. Appl. Phys., **47**, 3587 (1976).
52. Kimerling L. C., Lang D. V., Lattice Defects in Semiconductors 1974, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 23, Inst. Phys., London, 1975, p. 589.
- 52a. Lang D. V., частное сообщение.
53. Lang D. V., Henry C. H., Phys. Rev. Lett., **35**, 1525 (1975).
54. Henry C. H., Lang D. V., Phys. Rev., **B15**, 989 (1977).
55. Weeks J. D., Tully J. C., Kimerling L. C., Phys. Rev., **B12**, 3286 (1975).
56. Shen C. C., Hsieh J. J., Lind T. A., Appl. Phys. Lett., **30**, 353 (1977).
57. Shen C. C., частное сообщение.
58. Ishii M., Kan H., Susaki W., Ogata Y., Appl. Phys. Lett., **29**, 375 (1976).
59. Goodwin A. R., Kirkby P. A., Peters J. R., Pion M., IEEE Semicond. Laser Conf., Nemu-No-Sato, Japan (September 1976).
60. Hartman R. L., Dymont J. C., Hwang C. J., Kuhn M., Appl. Phys. Lett., **23**, 181 (1973).
61. Nakada O., Chinone N., Nakamura S., Nakashima H., Ito R., Jap. Journ. Appl. Phys., **13**, 485 (1974).
62. Nannichi Y., Hayashi I., Journ. Cryst. Growth, **27**, 126 (1974).
63. Eitenberg M., Kressel H., Lockwood H. F., Appl. Phys. Lett., **25**, 82 (1974).
64. Kan H., Namizaki H., Ishii M., Ito A., Appl. Phys. Lett., **27**, 138 (1975).
65. Hartman R. L., Dixon R. W., Appl. Phys. Lett., **26**, 239 (1975).
66. Rozgonyi G. A., Panish M. B., Appl. Phys. Lett., **23**, 533 (1973).
67. Rozgonyi G. A., Petroff P. M., Panish M. B., Journ. Cryst. Growth, **27**, 106 (1974).
68. Joyce W. B., Dixon R. W., Hartman R. L., Appl. Phys. Lett., **28**, 684 (1976).
69. Hartman R. L., Schumaker N. E., Dixon R. W., Appl. Phys. Lett., **31**, 756 (1977).
- 69a. Hartman R. L., Schumaker N. E., Dixon R. W., частное сообщение.
70. Dixon R. W., Hartman R. L., Journ. Appl. Phys., **48**, 3225 (1977).
71. Lang D. V., Hartman R. L., Schumaker N. E., Journ. Appl. Phys., **47**, 4986 (1976).
72. Lang D. V., Logan R. A., частное сообщение.
73. Lang D. V., Kimerling L. C., Lattice Defects in Semiconductors, 1974, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 23, Inst. Phys., London, 1975, p. 581.
74. Lang D. V., Logan R. A., Kimerling L. C., Phys. Rev., **B15**, 4874 (1977).
75. Shima Y., Chinone N., Ito R., IEEE Semicond. Laser Conf., Nemu-No-Sato, Japan (September 1976).
76. Chinone N., Nakashima H., Ito R., Journ. Appl. Phys., **48**, 1160 (1977).
77. Yuasa T., Ogawa M., Endo K., Yonezu H., Digest of Late Papers, 1977 Int. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, July 18–20, Tokyo, p. 13.
78. Suzuki T., Ogawa M., Appl. Phys. Lett., **31**, 473 (1977).
79. Ladany I., Eitenberg M., Lockwood H. F., Kressel H., Appl. Phys. Lett., **30**, 87 (1977).
80. Paoli T. L., Tech. Digest, 1976 Int. Electron Device Meeting, 1976, p. 136.
81. Yang E. S., McMullin P. G., Smith A. W., Blum J., Shih K. K., Appl. Phys. Lett., **24**, 324 (1974).
82. De Loach B. C., Jr., частное сообщение.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Безызлучательный захват электронов 341
- Ближнее поле излучения
ДГС-лазеров с широким контактом 224
однородность 323
полосковых лазеров 282, 283
связь с изломами ватт-амперных характеристик 294—296
- Боковая диффузия носителей в полосковых лазерах 250, 252—257
- Вектор Бюргерса** 60, 61
- Внутренние потери**
в ДГС-лазерах 203—208
в ОГС-лазерах 197
— — с раздельным ограничением 231
- Внутренний квантовый выход** 197, 203
- Внутренняя модуляция добротности** в ОГС-лазерах 199, 200
- Волновое уравнение** 278
— — решение для полоскового лазера 278—281
- Волновой фронт излучения** полоскового лазера 276
- Вольт-амперные характеристики**
ДГС-лазеров с широким контактом 225—227
дифференциальные 257
— полосковых лазеров 258—260
- Время жизни неравновесных носителей** 260
— связь с начальной задержкой излучения 261, 262
- Гетеролазеры**
на $Pb_xSn_{1-x}Te$ 308
с брэгговскими зеркалами 307, 308
с внешним дисперсионным резонатором 291, 292
с использованием слоев переменного состава
- на $GaAs_ySb_{1-y}-Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ 69, 70
на $Ga_xIn_{1-x}P-In_xGa_{1-x}As$ 72
на GaP_xIn_{1-x} 71, 72
- с полосковой геометрией $p-n$ -перехода с раздельным ограничением
асимметричные 234—238
микрофотография скола 145
симметричные 231—234
- с распределенной обратной связью
303—309
мезаполосковые 303—305
— ватт-амперные характеристики 306
— спектры генерации 304—305
— температурная зависимость порогового тока 305
связанные с волноводом 305, 306
с расширенным волноводом 229—231
- Дальнее поле излучения**
ДГС-лазеров с широким контактом 205
полосковых лазеров 288—290
- Дефект темных линий**
образование и рост
при переползании 335, 336
при скольжении 335, 336
определение 316
экспериментальные результаты 329—331
- Дислокации**
винтовые 60, 62
в слоях переменного состава 64—67
краевые 60, 61
наклонные 64, 67
несоответствия 61, 64, 67, 68
проникающие 64, 67
шестидесятиградусные 63
- Длины волн** инжекционных лазеров 10

- Дифференциальная квантовая эффективность
 ДГС-лазеров 225, 324, 326
 ДГС—РО-лазеров 237, 324
 ОГС-лазеров 199, 324
 лазеров с расширенным волноводом 230
- Диффузионная длина носителей в GaAs 196
- Диэлектрическая проницаемость бинарных соединений $A^{III}B^V$ 16
 $A^{IV}B^VI$ 74
- Жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ)**
 зависимость толщины слоя от времени выращивания 134
 концентрационное переохлаждение 135—146
 метод постепенного охлаждения 132, 133
 — резкого охлаждения 133
 морфология поверхности 150—155
 — менисковые линии 154, 155
 — островковый рост 138, 150, 151
 — ростовые террасы 151—153
 — типичный вид поверхности ДГС 185
 определение 86, 128
 термодинамическая нестабильность 129—131
 установки для выращивания вертикальная 147
 горизонтальная 141, 142, 144
 наклоняемая 141
 с использованием эффекта Пельтье 150
- Задержки излучения**
 в ДГС-лазерах полосковой геометрии 260
 зависимость от превышения порога 261—263
 в ОГС-лазерах, длинные 199—201
- Закон Вегарда 19
- Запрещенная зона (сводные данные) бинарных соединений $A^{III}B^V$ 14
 — — $A^{IV}B^VI$ 74
 тройных твердых растворов $A^{III}B^V$ 20
- Изотермы ликвидуса** в системе Al—Ga—As 98, 105
- Источник излучения с частотным уплотнением 307
- Каналы генерации**
 в лазерах с широким контактом 224—225
 влияние на однородность излучения и предел катастрофического разрушения 323—324
 в полосковых лазерах 289, 290
- Конгруэнтное плавление, определение 89
- Конода 97, 98
- Контакты 186
- Конфигурационная диаграмма 341
- Концентрационное переохлаждение 135—139
- Концентрационный треугольник 97—99
- Концентрация неравновесных носителей
 определение по J и τ 261
 пространственное распределение в полосковых лазерах 253—255, 282—284
- Коэффициент активности 91
 — связь с параметрами взаимодействия в бинарной системе 93
 — — — — в многокомпонентной системе 102
- Коэффициент диффузии примеси в GaAs
 Te 113
 Zn 11
- Коэффициент оптического ограничения влияние на пороговую плотность тока лазеров с широким контактом 211—217
 определение 279
- Коэффициент прилипания при ЭПМ 158, 164
- Коэффициент распределения Te в GaAs 115, 116
- Коэффициент усиления
 зависимость
 от длины волны в полосковых лазерах 274
 от концентрации инжектированных носителей 209
 от номинальной плотности тока 209, 210
 от приведенной пороговой плотности тока 212
 от тока в полосковых лазерах 275, 285
 методика измерения 271, 272
 на пороге 209
 пространственное распределение в полосковых лазерах 283, 284

- экспериментальные данные 212, 274, 275
- Кривые метасолидуса в системах $A^{IV}B^{VI}$ 126, 127
- Кристаллическая структура соединений $A^{III}B^{VI}$ 12
— $A^{IV}B^{VI}$ 74
- Кристаллографические обозначения 12, 13
- Мезаполосковые лазеры 245, 246
— — с распределенной обратной связью 303—305
- Менисковые линии при ЖФЭ 154
- Модуляция излучения полосковых лазеров 301—303
- Моды
замкнутые 187
— влияние на внутренний квантовый выход 203—204
— подавление 187
поперечные в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода
в ДГС-лазерах 204—205
в ОГС-лазерах 199
поперечные в направлении плоско-ски p - n -перехода в полосковых лазерах 289, 290
продольные
в ДГС-лазерах с широким контактом 223
в полосковых лазерах 290—293
- Морфология поверхности при ЖФЭ 138, 150—155
при ЭМП 161
- Насыщение напряжения на пороге генерации 258—260
- Нелинейность ватт-амперных характеристик 293—295
— — — влияние на дифференциальные вольт-амперные характеристики 259, 260
- Неоднородное уширение 291
- Область гомогенности в системах $A^{IV}B^{VI}$ 124—126
- Однородное уширение 291
- Оптическое волокно
материальная дисперсия 6
потери 6, 221
- Параметр взаимодействия в бинарных системах $A^{III}B^{VI}$ 96, 97
определение 92, 93
тройной системы Al—Ga—As 104
- Парциальная молярная свободная энергия 90
— — энтропия 91
- Парциальное давление компонентов газовой фазы при ХОГФ 171, 172
Ga—As 157
Pb—Te 125
- Переходная спектроскопия глубоких уровней (ПСУ) исследования деградировавших лазеров 349—351
описание метода 338
отжиг радиационных дефектов 340
- Планарный полосковый лазер 242
зависимость $J_{пор}$ от ширины полоски 256
линейность ватт-амперных характеристик 294
подавление релаксационных колебаний 297
с каналом в подложке 242, 243
- Подвижность носителей в GaAs 196
— — — связь с коэффициентом диффузии 195
- Подпитка постоянным током для подавления релаксационных колебаний 297
для уменьшения начальной задержки 263
- Показатель преломления бинарных соединений $A^{III}B^{VI}$ 16, 17
— — $A^{IV}B^{VI}$ 76
влияние свободных носителей и температуры 287, 288
комплексный (модель для полоскового лазера) 279—281
- Полосковый лазер
с изоляцией протонной бомбардировкой 240—242
— — p - n -переходом 247—249
с поперечным p - n -переходом 243, 244, 263, 264
- Поляризация излучения ДГС-лазеров 223, 225
ОГС-лазеров 199
- Пороговая плотность тока
зависимость
от состава активной области ДГС-лазеров 222
ОГС-лазеров 193
от температуры
в ДГС-лазерах 216—218

- в ОГС-лазерах 191, 192
в РОС-лазерах 305
от толщины активной области
ДГС-лазеров 203, 206—208, 213
лазеров с раздельным ограничением 232
ОГС-лазеров 190
от толщины n -слоя в лазерах с расширенным волноводом 230
— — P -слоя ДГС-лазеров 219
от ширины полоски в лазерах полосковой геометрии 256, 257
сравнение экспериментальных и теоретических значений для ДГС-лазеров 208—216
- Постепенная деградация 317, 343—353
испытания при повышенной температуре 344—346
повреждение зеркал 351
срок службы 346, 355
энергия активации 344
- Потери на свободных носителях 209
— на рассеяние 209, 215, 216
— связи 209, 215, 218—220
- Предел катастрофического разрушения
влияние однородности излучения 323
— коэффициента отражения зеркал 320—322
зависимость от дифференциальной квантовой эффективности 324
способы определения 319
сравнение значений для ДГС-, ОГС- и асимметричных ДГС-РО-лазеров 324
- Примеси
в GaAs
Ge 121
Si 122, 123
Sn 121
Te 113—117
Zn 117—120
в $Al_xGa_{1-x}As$ 123
в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 126
- Приповерхностный объемный заряд 112, 113
- Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) 65, 66, 330, 332, 338, 339
- Простой раствор 93
- Распределение Максвелла 158
- Растекание тока в полосковых лазерах 250—257
- Расходимость излучения
в ДГС-лазерах 225
в ОГС-лазерах 199
нием 233, 236, 237
в лазерах с раздельным ограничением 233, 236, 237
- Расчет состава расплавов при ЖФЭ 142—144
- Реконструкция поверхности 151, 161, 162
- Релаксационные колебания 296—298
- Самопроизвольные пульсации излучения 297
— — — возникновение при увеличении наработки прибора 352, 353
- Сродство к электрону 15
— — — бинарных соединений $A^{III}B^V$ 14
- Стехиометрия 89
- Температура плавления бинарных соединений $A^{III}B^V$ 97
- Тепловое сопротивление лазеров с широким контактом 269
определение 264
полосковых лазеров 267
— — зависимость от характерных размеров 268
— — по ширине полоски 287
удельное $Al_xGa_{1-x}As$ 266
- Теплоемкость при постоянном давлении, связь с энтропией 91, 92
- Теплопроводность бинарных соединений $A^{III}B^V$ 16
— слоев полоскового ДГС-лазера на GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$ 266
- Термодинамическая нестабильность при ЖФЭ 129, 130
- Террасы роста при ЖФЭ 151—153
- Ток утечки
дырок в ОГС-лазерах 197
электронов в ДГС-лазерах 215—218
- Тройные твердые растворы соединений $A^{III}B^V$
зависимость ширины энергетических зазоров от состава
 $Al_xIn_{1-x}P$ 20
 $Al_xGa_{1-x}As$ 21
 $Al_xIn_{1-x}As$ 22
 $Al_xGa_{1-x}Sb$ 23
 $Al_xIn_{1-x}Sb$ 25
 $Ga_xIn_{1-x}As$ 25
 $Ga_xIn_{1-x}P$ 25

- $Ga_xIn_{1-x}Sb$ 27
 GaP_xAs_{1-x} 27
 $GaAs_xSb_{1-x}$ 27, 28
 $InAs_xSb_{1-x}$ 30
 InP_xAs_{1-x} 28, 30
- системы изопериодические с би-
 нарными соединениями
 сводная таблица 32
 $AlSb-Ga_{0,9}In_{0,1}Sb$ 31, 33
 $AlSb-InAs_{0,82}Sb_{0,18}$ 33
 $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ 33, 34
 $GaAs-Ga_{0,51}In_{0,49}P$ 34—37
 $GaAs-Al_{0,51}In_{0,49}P$ 37
 $GaSb-AlAs_{0,08}Sb_{0,92}$ 37, 38
 $GaSb-InAs_{0,91}Sb_{0,09}$ 38
 $InP-Ga_{0,47}In_{0,53}As$ 38
 $InP-Al_{0,47}In_{0,53}As$ 38, 39
 $InAs-AlAs_{0,16}Sb_{0,84}$ 39
 $InAs-GaAs_{0,08}Sb_{0,92}$ 39
- фазовые равновесия 96—108
 соединений $A^{IV}B^V$
 зависимость ширины запрещенной
 зоны от состава и гетеролазе-
 ры на их основе
 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 77, 78
 $Pb_{1-x}Sn_{1-x}Se$ 78, 79
 $PbS_{1-x}Se_{1-x}$ 80
- фазовые равновесия
 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 126, 127
 $Pb_{1-x}Sn_xSe$ 127
 $PbS_{1-x}Se_x$ 127, 128
- Уравнения ликвидуса
 бинарных систем 93
 тройных систем 101, 102
- Фазовые диаграммы
 бинарных систем $A^{III}B^V$
 кривые ликвидуса $Ga-As$, $In-P$,
 $Ga-P$ 95
 — — $In-Sb$, $Ga-Sb$, $Al-Sb$ 98
 схематическое представление 90
 термодинамические соотношения
 90—94
 бинарных систем $A^{IV}B^{VI}$ 125
 тройных систем $A^{III}B^V$
 зависимость составов твердой
 фазы от составов жидкой
 фазы $Al-Ga-As$ 105
 $Al-In-P$ 107
 изотермы ликвидуса $Al-Ga-As$
 98, 105
 схематическое изображение 99,
 129
- термодинамические соотношения
 100—103
 четверных систем $A^{III}B^V$ 109
 Функции Эрмита — Гаусса 279
- Химическая активность 91, 110
 Химический потенциал 90—92, 100
 Химическое осаждение из газовой
 фазы
 галоидный процесс
 определение 168
 установка для выращивания 170
 химические реакции 169, 170
 гидридный процесс
 определение 169
 установка для выращивания 173
 химические реакции 171
 разложение металлоорганических
 соединений 173, 174
- Четверные твердые растворы
 сводная таблица 40, 41
 $Al_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$ 43—46
 $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ 46—48
 $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ 48—51
 $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$ 51, 52
 $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}P$ 55—57
 $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}As$ 57, 58
 $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}Sb$ 58, 59
 $In(P_xAs_{1-x})_ySb_{1-y}$
- Шумы излучения в полосковых лазе-
 рах 298—301
 — зависимость от тока 258, 300, 301
 — спектр 299
- Эпитаксия из молекулярных пучков
 (ЭМП)
 введение примесей 162—165
 влияние отношения плотностей пуч-
 ков Ga и As 162
 выращивание гетероструктур $A^{III}B^V$
 156, 157
 — — — температурно-временной
 цикл 166
 — — — установка 160
 — — — $A^{IV}B^{VI}$ 167, 168
 — — — установка 168
 морфология поверхности 161
 определение 155
 плотность пучка 158
 реконструкция поверхности 161, 162
 эффузионная печь 157, 158
- Эффективная масса
 в бинарных соединениях $A^{III}B^V$ 16
 в бинарных соединениях $A^{IV}B^{VI}$ 74
 Эффективная толщина волновода 234

Глава 5. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР	5
§ 1. Введение	5
§ 2. Бинарные соединения $A^{III}B^V$	11
§ 3. Тройные твердые растворы соединений $A^{III}B^V$	18
§ 4. Бинарные и тройные изопериодические системы соединений $A^{III}B^V$ для лазеров на гетероструктурах	30
§ 5. Бинарные и четверные изопериодические системы соединений $A^{III}B^V$, применимые в гетеролазерах	39
§ 6. Использование слоев переменного состава для гетеролазеров	59
§ 7. Бинарные соединения $A^{IV}B^{VI}$ и их растворы	72
Литература	80
Глава 6. ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ И ГЕТЕРОЭПИТАКСИЯ	81
§ 1. Введение	86
§ 2. Фазовые равновесия в системах элементов III и V групп	86
§ 3. Введение примесей в соединения $A^{III}B^V$	88
§ 4. Фазовые равновесия в системах элементов IV и VI групп	109
§ 5. Жидкофазная эпитаксия	124
§ 6. Эпитаксия из молекулярных пучков	128
§ 7. Химическое осаждение из газовой фазы	155
§ 8. Заключительные замечания	168
Литература	175
Глава 7. ИЗГОТОВЛЕНИЕ И РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	181
§ 1. Введение	181
§ 2. Изготовление приборов	184
§ 3. Лазеры с широким контактом на основе односторонних гетероструктур	188
§ 4. Лазеры с широким контактом на основе двусторонних гетероструктур	201
§ 5. Лазеры раздельного ограничения с широким контактом	227
§ 6. Изготовление лазеров полосковой геометрии	238
§ 7. Пороговый ток лазеров полосковой геометрии	250
§ 8. Тепловые характеристики лазеров полосковой геометрии	264
§ 9. Измерения коэффициента усиления	271
§ 10. Волноводный эффект, связанный с усилением, в полосковых лазерах	274
§ 11. Излучательные свойства полосковых лазеров	288
§ 12. Лазеры с распределенной обратной связью	303
§ 13. Заключительные замечания	308
Литература	309

Глава 8. ДЕГРАДАЦИЯ	316
§ 1. Введение	316
§ 2. Катастрофическое разрушение	317
§ 3. Дефекты темных линий (ДТЛ)	328
§ 4. Постепенная деградация полосковых лазеров на GaAs — Al _x Ga _{1-x} As	343
§ 5. Заключительные замечания	353
Литература	353
Предметный указатель	358

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЫ

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., 2, изд-во «Мир».