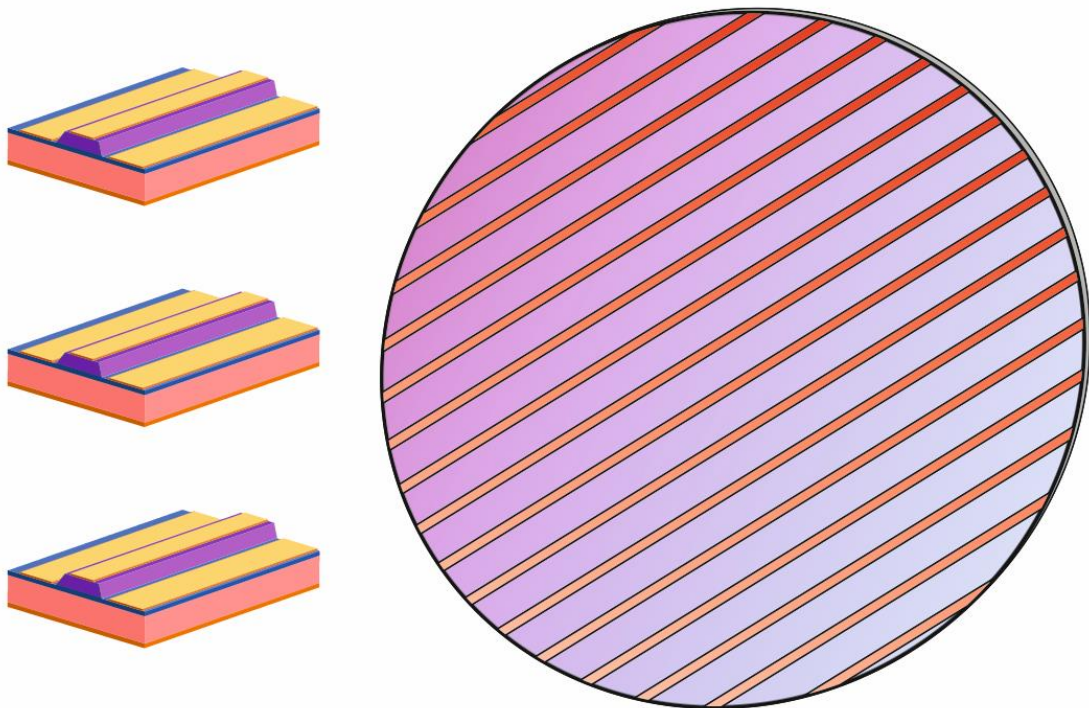


ІІТМО

Д.С. Папылев, И.И. Новиков, С.С. Рочас,

А.В. Кремлева, Л.Я. Карачинский

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ



Санкт-Петербург

2024

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Д.С. Папылев, И.И. Новиков, С.С. Рочас,

А.В. Кремлева, Л.Я. Карачинский

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И
ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ**

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО
по направлениям подготовки 12.04.05 «Лазерная техника и лазерные технологии»
в качестве учебно-методического пособия для реализации основных
профессиональных образовательных программ высшего образования
магистратуры

ИТМО

Санкт-Петербург

2024

Папылев Д.С., Новиков И.И., Рочас С.С., Кремлева А.В., Карачинский Л.Я., Полупроводниковые лазеры и приборы на их основе – СПб: Университет ИТМО, 2024. – 71 с.

Рецензент: Виткин Владимир Владимирович, кандидат физико-математических наук, доцент института перспективных систем передачи данных Университета ИТМО.

Учебно-методическое пособие предназначено для использования в рамках дисциплин «Полупроводниковые лазеры и приборы на их основе», «Основы приёмо-передающих систем» образовательной программы «Перспективные системы передачи данных». В первых главах настоящего пособия раскрываются физические основы работы полупроводниковых инжекционных лазеров, их основные элементы и параметры. Особое внимание также уделено полному циклу изготовления инжекционных лазеров – начиная с эпитаксиального роста гетероструктур и их диагностики, и заканчивая процессированием лазерных гетероструктур и работой с конечными кристаллами инжекционных лазеров. Оставшиеся главы пособия посвящены детальному рассмотрению отдельных типов инжекционных лазеров. Так, приведена информация о существующих решениях для расширения спектрального диапазона лазеров: изложены принципы формирования низкоразмерных структур, гетероструктур на основе разбавленных нитридов и структур с метаморфным буфером. Дополнительно приведены описания наиболее актуальных на настоящий момент типов инжекционных лазеров: вертикально-излучающих лазеров, квантово-каскадных и лазеров с расширенным волноводом.

The logo of ITMO University, consisting of the letters 'ITMO' in a bold, black, sans-serif font. The letter 'I' is slightly taller than the other letters.

ИТМО (Санкт-Петербург) — национальный исследовательский университет, научно-образовательная корпорация. Альма-матер победителей международных соревнований по программированию. Приоритетные направления: IT и искусственный интеллект, фотоника, робототехника, квантовые коммуникации, трансляционная медицина, Life Sciences, Art&Science, Science Communication.

Лидер федеральной программы «Приоритет-2030», в рамках которой реализовывается программа «Университет открытого кода». С 2022 ИТМО работает в рамках новой модели развития — научно-образовательной корпорации. В ее основе академическая свобода, поддержка начинаний студентов и сотрудников, распределенная система управления, приверженность открытому коду, бизнес-подходы к организации работы. Образование в университете основано на выборе индивидуальной траектории для каждого студента.

ИТМО пять лет подряд — в сотне лучших в области Automation & Control (кибернетика) Шанхайского рейтинга. По версии SuperJob занимает первое место в Петербурге и второе в России по уровню зарплат выпускников в сфере IT. Университет в топе международных рейтингов среди российских вузов. Входит в топ-5 российских университетов по качеству приема на бюджетные места. Рекордсмен по поступлению олимпиадников в Петербурге. С 2019 года ИТМО самостоятельно присуждает ученые степени кандидата и доктора наук.

© Университет ИТМО, 2024

© Папылев Д.С., Новиков И.И., Рочас С.С.,
Кремлева А.В., Карачинский Л.Я., 2024

СОДЕРЖАНИЕ

1	Введение в полупроводниковые лазеры	5
1.1	Активная область полупроводникового лазера	5
1.2	Оптический резонатор	8
1.3	Основные параметры полупроводниковых лазеров.....	10
1.4	Параметры лазерного пучка.....	14
2	Технология изготовления гетероструктур для полупроводниковых лазеров	15
2.1	Молекулярно-пучковая эпитаксия	15
2.2	Диагностика эпитаксиальных гетероструктур.....	18
3	Технология изготовления кристаллов полупроводниковых лазеров	22
3.1	Постростовые операции на пластине	22
3.2	Операции с кристаллами лазера	24
4	Лазеры на основе КТ InGaAs	26
4.1	Формирование низкоразмерных структур	26
4.2	Квантовые точки InGaAs на поверхности GaAs	29
5	Лазеры на разбавленных нитридах	33
5.1	Особенности нитрид-содержащих твердых растворов	33
5.2	Молекулярно-пучковая эпитаксия полупроводниковых твердых растворов GaAsN и InGaAsN	35
6	Квантово-каскадные лазеры.....	37
6.1	Идея ККЛ	37
6.2	Конструкция ККЛ	38
6.3	Методы роста гетероструктур ККЛ	38
6.4	Проблема обратного термического заброса.....	41
6.5	Проблема утечки носителей заряда	44
6.6	Эффективность ККЛ.....	45
6.7	Волновод квантово-каскадного лазера	46
6.8	Одночастотные ККЛ.....	48
6.9	Квантово-каскадные лазеры дальнего ИК диапазона	51
7	Вертикально-излучающие лазеры	52
7.1	Конструкция ВИЛ	52

7.2	Длинноволновые вертикально-излучающие лазеры	53
7.3	Технология производства ВИЛ методом спекания пластин	56
8	Метаморфные полупроводниковые лазеры	58
8.1	Особенности роста метаморфных гетероструктур.....	58
8.2	Метод уменьшения плотности проникающих дислокаций	58
9	Лазеры с расширенным волноводом.....	60
9.1	Механизмы тепловой деградации мощных лазеров.....	60
9.2	Конструкции мощных лазеров	62
	СПИСОК ИСТОЧНИКОВ.....	66

1 Введение в полупроводниковые лазеры

1.1 Активная область полупроводникового лазера

Принцип генерации лазерного излучения в полупроводниковых лазерах отличается от лазерной генерации в твердотельных и газовых лазерах, в которых излучательные переходы осуществляются между отдельными локализованными энергетическими уровнями атомов, ионов или молекул. В полупроводниковом материале формирование разрешенных энергетических состояний производится при взаимодействии множества атомов кристаллической решетки полупроводника, в результате чего изолированные уровни одиночных атомов расщепляются на множество подуровней, формирующих квазинепрерывные энергетические зоны. Для практического применения интерес представляют валентная зона, формируемая валентными электронами атомов, и более высокоэнергетическая зона проводимости, являющаяся незаполненной при нулевой температуре. Эти разрешенные энергетические зоны разделены областью энергии, называемой запрещенной зоной. В идеальном полупроводниковом кристалле в запрещенной зоне не существует разрешенных энергетических состояний.

Процесс генерации излучения в традиционных полупроводниковых лазерах включает в себя возбуждение электрона из валентной зоны в зону проводимости. В наиболее распространенных полупроводниковых лазерах такое возбуждение производится посредством токовой инжекции. В процессе возбуждения при этом в валентной зоне образуется дырка, квазичастица с положительным зарядом. Последующая генерация фотона происходит при излучательном переходе электрона из возбужденного состояния в валентную зону с рекомбинацией электрон-дырочной пары. При этом длина волны лазерного излучения главным образом зависит от ширины запрещенной зоны. Полупроводниковые материалы характеризуются различной шириной запрещенной зоны, поэтому наиболее прямой подход к получению лазерного излучения в требуемом спектральном диапазоне заключается в подборе материала с соответствующим химическим составом. При выборе такого материала следует учитывать структуру энергетических уровней, по которой полупроводники могут различаться на прямозонные и непрямозонные. Особенностью прямозонных полупроводников является расположение дна зоны проводимости непосредственно над максимумом энергии валентной зоны в k -пространстве, таким образом, становятся возможными переходы электронов между этими энергетическими уровнями без изменения импульса частицы, как представлено на рисунке 1.

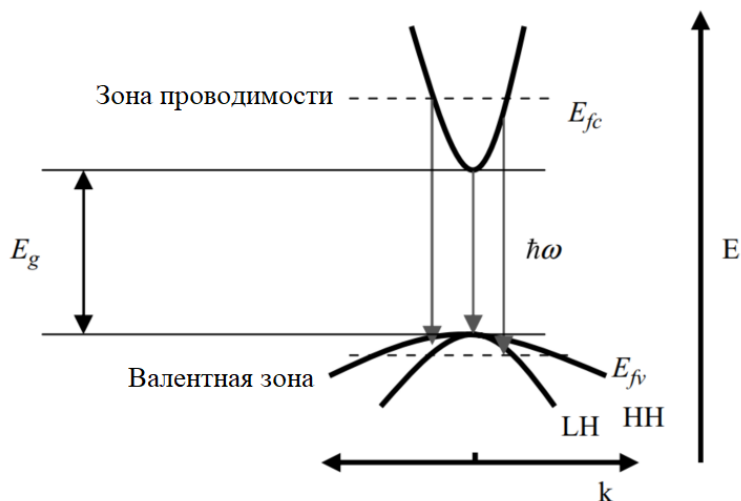


Рисунок 1 – Энергетическая диаграмма прямозонного полупроводника вблизи центра зоны Бриллюэна. Валентная зона расщепляется на уровни тяжелых (НН) и легких дырок (ЛН). Ширина запрещенной зоны представлена энергией E_g .

В непрямозонных полупроводниках для осуществления такого оптического перехода должна происходить компенсация различия импульса электрона в различных состояниях, реализуемая при одновременной с излучением фотона генерацией фонона. Подобное условие значительно снижает вероятность излучательных переходов, в связи с этим достижение условий лазерной генерации в непрямозонных полупроводниках затруднительно. Наличие прямозонной энергетической диаграммы полупроводника в основном определяется химическим составом материала. Возможные для использования в лазерах полупроводниковые материалы группы АЗВ5 изображены на рисунке 2.

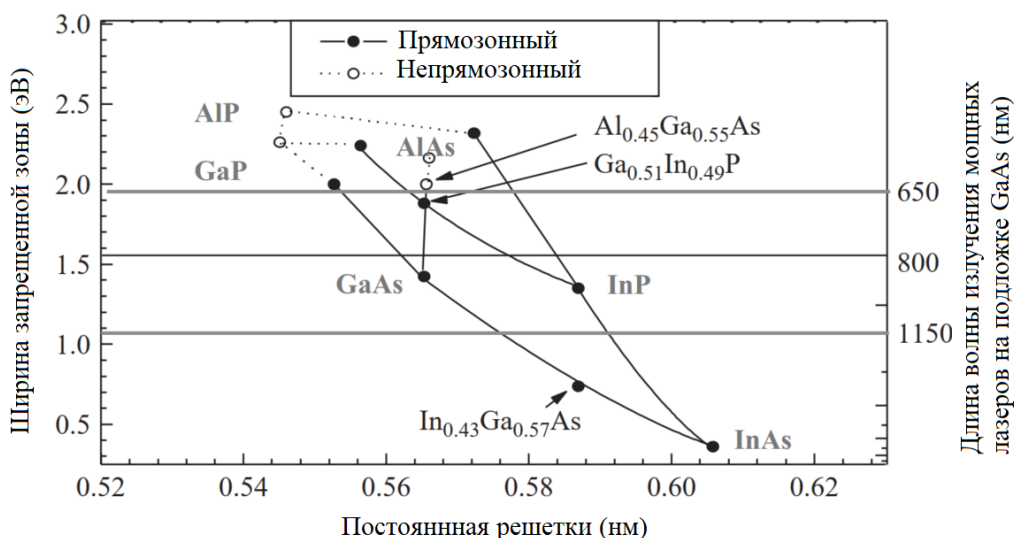


Рисунок 2 – Используемые в полупроводниковых лазерах материалы группы АЗВ5

Первые полупроводниковые лазеры производились с использованием одного материала на основе р-п перехода. В такой конструкции производилось легирование р- и п-областей лазера акцепторными и донорными примесями соответственно. Использование легирования приводит к наличию избыточных носителей заряда определенного типа в этих областях. Лазерная генерация достигается при приложении напряжения обратного смещения с энергией выше ширины запрещенной зоны, при котором происходит транспорт носителей заряда в области с противоположным типом легирования. Оптическая рекомбинация в таких лазерах происходит на границе р- и п- областей и ограничивается областью длины диффузии носителей заряда, составляющей типично 2 мкм.

Более эффективная лазерная генерация возможна при формировании гетероструктуры с активной областью (АО) на основе квантовой ямы (КЯ). В такой конструкции тонкий, с типичной толщиной 10-20 нм, полупроводниковый слой с малой шириной запрещенной зоны располагается между слоями более широкозонных материалов, образующих потенциальные барьеры для носителей заряда. Пример энергетической диаграммы такой конструкции изображен на рисунке 3.

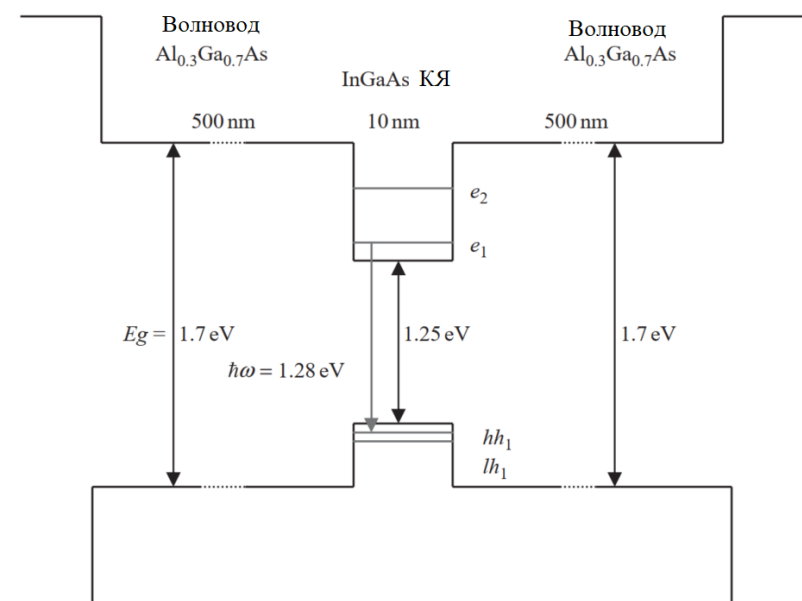


Рисунок 3 – Энергетическая диаграмма гетероструктуры с КЯ InGaAs

Использование АО на основе КЯ имеет ряд преимуществ по сравнению с использованием лазерных диодов на основе р-п перехода из одного материала:

- уменьшается пороговый ток накачки в связи с тем, что активная область представляет собой тонкий слой гораздо меньшего объема по сравнению с активной областью лазерных диодов на основе р-п перехода;

– высокая эффективность захвата носителей заряда в КЯ позволяет не легировать слой, в котором происходит излучательная рекомбинация. Таким образом достигается высокая эффективность инжекции.

– для формирования тонкого слоя КЯ возможно использование материалов, рассогласованных по постоянной кристаллической решетки с подложкой. Такая возможность позволяет расширить спектральный диапазон получаемого лазерного излучения.

1.2 Оптический резонатор

Оптический резонатор в типичном полосковом полупроводниковом лазере формируется скототыми параллельными гранями кристалла, таким образом реализуя геометрию резонатора Фабри-Перо, как представлено на рисунке 4. За счет напыления различных покрытий одна грань кристалла может быть сформирована с высоким коэффициентом отражения, а другая с меньшим, для обеспечения вывода оптического излучения.

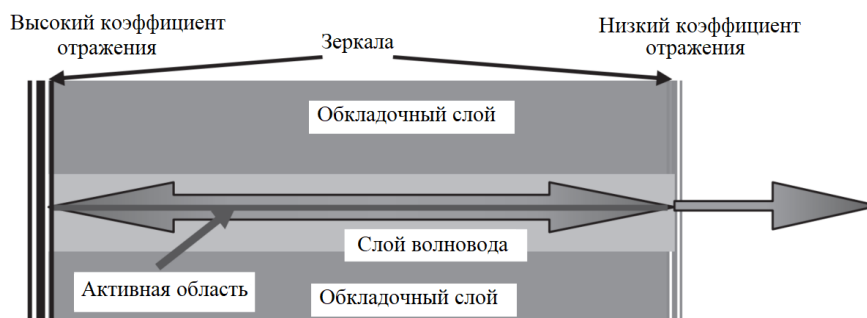


Рисунок 4 – Геометрия резонатора полоскового лазера

В вертикальной плоскости полупроводниковой гетероструктуры распространение оптических мод определяется составом и толщиной слоев. В полосковой конструкции лазера волновод, содержащий активную область, формируется при расположении полупроводникового слоя, в котором распространяется излучение, между слоями с меньшим показателем преломления, тем самым обуславливая полное внутреннее отражение, продемонстрированное на рисунке 5. Меньшим показателем преломления типично характеризуются материалы с большей шириной запрещенной зоны. Таким образом, при формировании потенциальной ямы с использованием узкозонного полупроводника также образуется волновод. Однако слой КЯ с типичным размером порядка 10 нм является слишком тонким для формирования волновода для длин волн оптического диапазона. В связи с этим реализация волновода производится при использовании обкладочных слоев с меньшим показателем преломления.

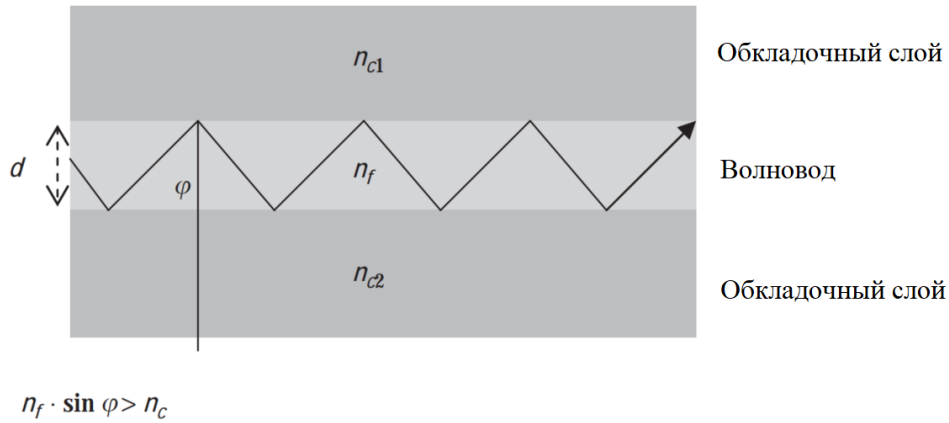


Рисунок 5 – Схема волновода полоскового полупроводникового лазера

В таком волноводе могут поддерживаться ТЕ моды, с колебанием вектора электрической напряженности параллельно эпитаксиальными слоям, и ТМ моды, с колебанием вектора электрической напряженности в перпендикулярном направлении. На формирование оптических мод различной поляризации оказывает влияние тип КЯ активной области. Так, при использовании напряженных КЯ с деформацией упругого растяжения большее усиление достигается для моды с ТМ поляризацией, а при упруго сжатых КЯ наибольшее усиление получают моды с ТМ поляризацией. Зависимости оптического усиления от поляризации в различных КЯ изображены на рисунке 6.

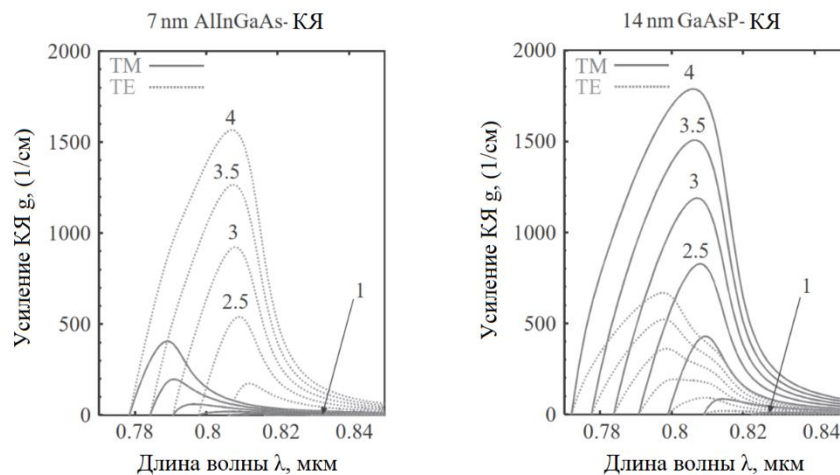


Рисунок 6 – Расчетные значения оптического усиления в зависимости от длины волны для упруго-сжатой КЯ AlInGaAs и упруго-растянутой КЯ GaAsP

Модальное усиление в полупроводниковом лазере определяется материальным усилением активной области g_{mat} и фактором оптического ограничения Γ , определяемого как доля электромагнитного излучения E ,

распространяющегося по активной области гетероструктуры толщиной d , к суммарной интенсивности излучения:

$$\Gamma = \frac{\int_0^d E(x) \cdot E^*(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E(x) \cdot E^*(x) dx}, \quad (1)$$

В целях увеличения эффективности полупроводниковых лазеров толщина волновода может быть уменьшена, тем самым достигается большее модальное усиление и меньшие пороговые токи. Однако уменьшение толщины волновода приводит к увеличению расходимости лазерного излучения и увеличению плотности мощности на зеркалах, которое может вести к перегреву и разрушению зеркал.

В латеральной же плоскости гетероструктуры изначально нет условий для формирования волновода. Коэффициент преломления среды может изменяться в активной области при работе лазера в результате повышения концентрации носителей заряда в области инжекции и при разогреве активной области за счет безызлучательной рекомбинации и последовательного сопротивления гетероструктуры. В первом случае инжекция носителей заряда приводит к снижению коэффициента преломления материала. В свою очередь, разогрев активной области имеет противоположный эффект, увеличивая коэффициент преломления. Таким образом, два этих явления приводят к изменению коэффициента преломления от 10^{-4} до 10^{-3} , тем самым нивелируя влияние друг друга.

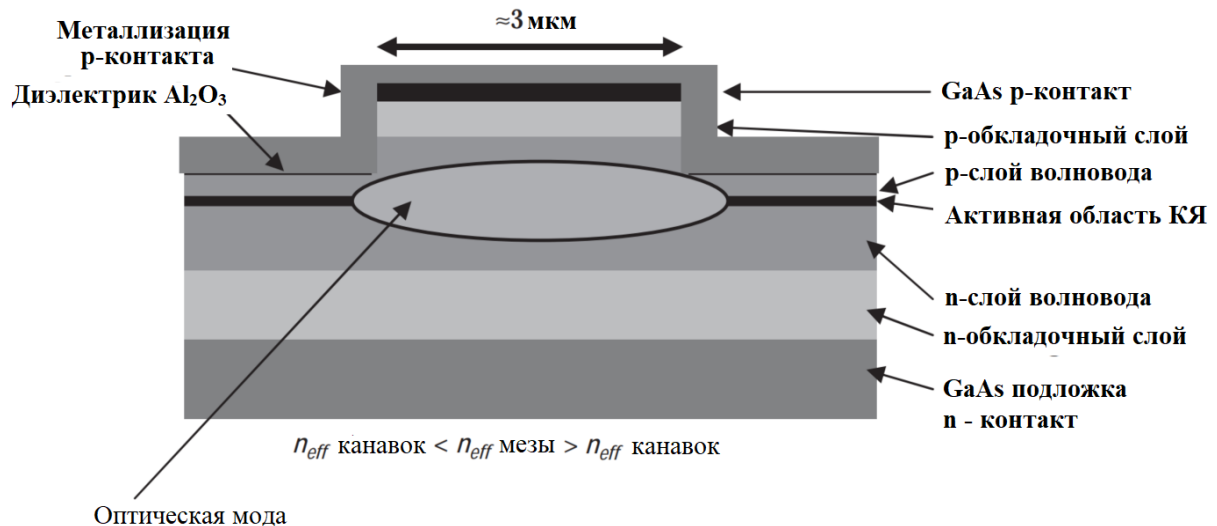


Рисунок 7 – Конструкция полоскового лазера

1.3 Основные параметры полупроводниковых лазеров

Формирование волновода в латеральной плоскости возможно при изменении конструкции полоска. Одним из наиболее простых способов

является травление канавок в обкладочных слоях и их зарощивание диэлектрическим материалом с меньшим показателем преломления, таким как Al_2O_3 или Si_3N_4 . Пример такой конструкции приведен на рисунке 7. Эффективный коэффициент преломления волновода в латеральной плоскости при этом определяется глубиной травления канавок и составляет большее значение по сравнению с областью гетероструктуры под канавками.

Материальное усиление (усиление среды) в КЯ определяется выражением:

$$g_{mat} = g_0 \cdot \ln \frac{j}{j_{tr}}, \quad (2)$$

где j – плотность тока в лазере; усиление g_0 и пороговый ток прозрачности j_{tr} – константы, зависящие от химического состава, толщины и напряженности КЯ и материала барьера. Представленное выше выражение описывает только усиление материала КЯ, для более полного расчета усиления в лазере используется модальное усиление, учитывающее перекрытие фактора оптического усиления Γ с усилением в КЯ:

$$g_m = g_{mat} \cdot \Gamma, \quad (3)$$

Порог лазерной генерации будет достигнут, когда модальное усиление активной области будет равным оптическим потерям в резонаторе, а именно: сумме внутренних потерь α_i , обусловленных поглощением на свободных носителях заряда и дефектах структуры, и потерям на вывод излучения α_m . Так, пороговое усиление g_{th} может быть описано следующим образом:

$$g_{th} = g_0 \cdot \ln \frac{j}{j_{tr}} \Gamma = \alpha_i + \alpha_m = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R_f \cdot R_r}, \quad (4)$$

где L – длина резонатора; коэффициенты отражения выходного R_f и глухого R_r зеркал. Как следует из выражения 4, уменьшение порогового тока лазерной генерации возможно при формировании зеркал с оптимальными коэффициентами отражения, а также при увеличении длины резонатора. В целях достижения большей эффективности лазерной генерации важен расчет оптимального уровня легирования и распространения оптической моды в волноводе, обеспечивающий, с одной стороны, малое последовательное электрическое сопротивление, а с другой стороны, малые внутренние потери, обусловленные поглощением излучения на свободных носителях заряда.

Зависимость выходной оптической мощности от тока накачки при превышении порога лазерной генерации определяется следующей функцией:

$$P_{opt} = \eta_d \cdot \frac{h \cdot \nu}{q} \cdot (I - I_{th}), \quad (5)$$

где h - постоянная Планка; ν - частота излучения; q - элементарный заряд; I_{th} - пороговый ток; η_d - дифференциальная эффективность лазера, используемая для сравнения эффективности лазеров различного спектрального диапазона и определяемая выражением:

$$\eta_d U = \eta_i \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i}, \quad (6)$$

где η_i - внутренняя дифференциальная квантовая эффективность.

Показателем эффективности лазера может служить коэффициент полезного действия (КПД), определяющий соотношение выходной оптической мощности к затрачиваемой мощности:

$$\begin{aligned} \eta_c &= \frac{P_{opt}}{I \cdot U} = \eta_d \cdot \frac{h \cdot \nu}{q} \cdot \frac{I - I_{th}}{I \cdot (U_d + I \cdot R_S)} = \\ &= \eta_i \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \cdot \frac{h \cdot \nu}{I \cdot (U_d + I \cdot R_S)} \cdot \frac{I - I_{th}}{I}, \end{aligned} \quad (7)$$

Исходя из представленной выше формулы, первый множитель, представляющий собой эффективность инжекции, близок к 100%, что говорит о том, что практически все инжектируемые электроны приводят к генерации фотонов в резонаторе. Второй множитель выражения (7) определяет соотношение полезных и общих потерь резонатора. Третий представляет собой отношение необходимого напряжения, требуемого для осуществления инжекции, к полному действительно приложенному напряжению. Последний множитель выражения определяет, насколько используемый ток превышает пороговый ток лазерной генерации. Типичные значения КПД для полупроводниковых лазеров составляют около 50%. Стоит отметить, что потери в эффективности нелинейно зависят от силы тока, таким образом существует оптимальный ток, при котором достигается наибольший КПД. При этом условия достижения максимальной эффективности и наибольшей выходной мощности различаются, как показано на рисунке 8.

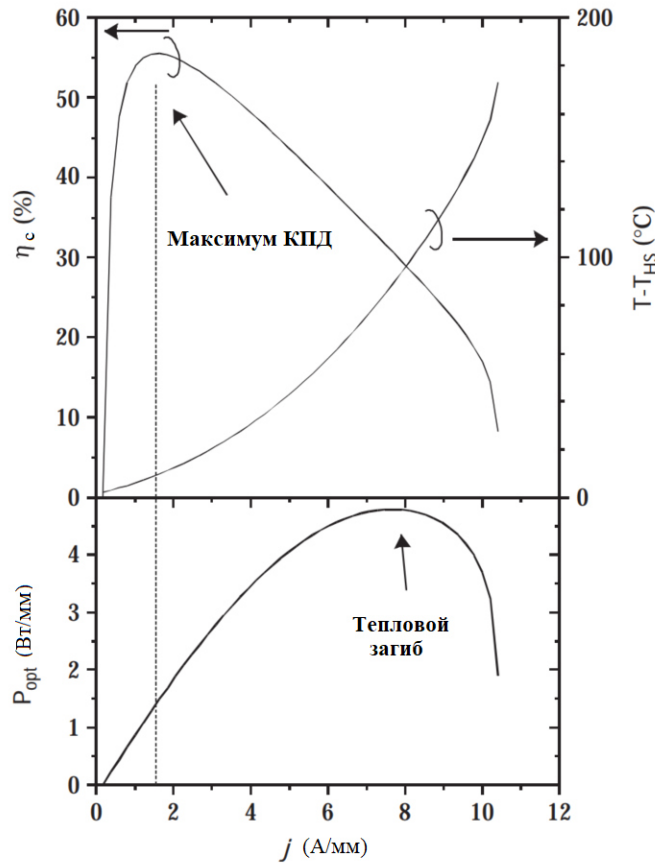


Рисунок 8 – Зависимость плотности оптической мощности, КПД и разницы температуры между активной областью лазера и теплоотводом от плотности тока накачки лазера

При рассмотрении практического применения полупроводниковых лазеров важно учитывать влияние температуры на пороговый ток и дифференциальную эффективность устройства. Количественно температурные характеристики полупроводниковых лазеров определяются характеристическими температурами T_0 , определяющей влияние на пороговый ток, и T_1 , определяющей изменение дифференциальной эффективности с ростом температуры. Такие параметры выражаются через экспоненциальные зависимости:

$$I_{th}(T_{j2}) = I_{th}(T_{j1}) \cdot e^{\frac{T_{j2}-T_{j1}}{T_0}}, \quad (8)$$

$$\eta_d(T_{j2}) = \eta_d(T_{j1}) \cdot e^{\frac{T_{j2}-T_{j1}}{T_1}}, \quad (9)$$

где T_{j2} и T_{j1} представляют собой температуры, при которых измеряются величины I_{th} и η_d . Типичными значениями являются 100 К для T_0 и больше 500 К для T_1 .

1.4 Параметры лазерного пучка

При выходе излучения из резонатора полупроводникового лазера оптический луч подвергается дифракции, в результате чего происходит его расширение. При этом вблизи выходного зеркала распределение интенсивности лазерного излучения близко к распределению в резонаторе. На определенном расстоянии распространение луча принимает вид конуса, как если бы луч исходил из точечного источника в перетяжке. При рассмотрении распространения лазерного пучка выделяют ближнее и дальнее поле излучения с соответствующей картиной распределения интенсивности излучения. Расстояние перехода ближнего поля в дальнее может быть грубо оценено как

$$D = \frac{W^2}{\lambda}, \quad (10)$$

где W – ширина ближнего поля, а λ – длина волны излучения. Учет углового характера распространения лазерного пучка представляется важным во многих практических применениях. Для учета этого явления используется понятие расходимости пучка, определяющего характерный угол, в котором сосредоточена большая часть лазерного излучения. При определении расходимости распределение интенсивности в дальнем поле может исследоваться по критериям интенсивности, составляющей половину или $1/e^2$ от максимальной, либо по критерию 95% интегральной интенсивности, что может быть более применимо на практике.

При типичной конструкции полоскового лазера размеры волновода в латеральной плоскости значительно превосходят толщину слоев волновода в вертикальной плоскости. В связи с этим профиль интенсивности ближнего поля излучения обычно имеет форму эллипса, с размерами в латеральной плоскости гетероструктуры несколько микрометров, и меньшими, типично менее 1 мкм, размерами в вертикальной плоскости. Такое распределение приводит к различию расходимости лазерного пучка в латеральном направлении, составляющем типично около 10° , и вертикальном направлении, с типичной расходимостью около 40° .

Вопросы для самоконтроля (Глава 1):

1. Чем отличается принцип генерации лазерного излучения в полупроводниковых лазерах от твердотельных и газовых лазеров?
2. Что такое прямозонные и непрямозонные полупроводники? Полупроводники какого типа подходят для эффективной лазерной генерации?
3. Объясните принцип работы полупроводникового лазера на основе гетероструктуры с квантовой ямой.

4. Какие характерные параметры полупроводникового лазерного диода возможно определить из вольт- и ватт-амперной характеристик?

5. Что такое материальное и модальное усиление полупроводникового лазера?

2 Технология изготовления гетероструктур для полупроводниковых лазеров

2.1 Эпитаксия

Гетероструктура полупроводникового лазера представляет собой множество поочередно сменяющихся слоев, количество которых может достигать сотен единиц. При этом толщина слоев может составлять единицы нанометров. Формирование таких сложных конструкций с поддержанием высокой точности соблюдения химического состава и толщин слоев обычно производится эпитаксиальным методом, например, методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

В этом методе рост гетероструктуры производится в условиях сверхвысокого вакуума при поступлении молекулярных и атомарных пучков на нагретую полупроводниковую подложку. Осаждаясь на подложке, выращиваемый кристалл наследует кристаллическую структуру эпитаксиальной поверхности.

Схематически устройство реактора установки МПЭ показано на рисунке 9. Процесс роста кристаллов производится в условиях сверхвысокого вакуума, создаваемого в вакуумной камере 1. Источниками атомарных и молекулярных пучков материала являются эффузионные ячейки 7, содержащие в себе особо чистые материалы. Сама эффузионная ячейка представляет собой тигель из нитрида бора, оснащенный нагревательным элементом. Поступление материала из эффузионных ячеек производится при испарении материала в тиглях вследствие его нагрева. В результате формируются атомарные и молекулярные пучки материалов, поступающие на нагретые подложки, расположенные на молибденовом держателе 4. Транспортировка молибденовых держателей в реактор осуществляется через порт 5. Манипулятором образца 3 обеспечивается вращение подложек с целью повышения равномерности роста полупроводников по площади пластины. Также манипулятором образца осуществляется нагрев подложек. Температура подложки поддерживается высокой (500-600 °С для GaAs) для обеспечения миграции атомов осаждаемого вещества по эпитаксиальной поверхности, которая требуется для выращивания полупроводникового слоя с высоким качеством кристаллической решетки. Не задействованные в эпитаксии вещества охлаждаются и оседают на криопанели 2, заполненной жидким азотом.

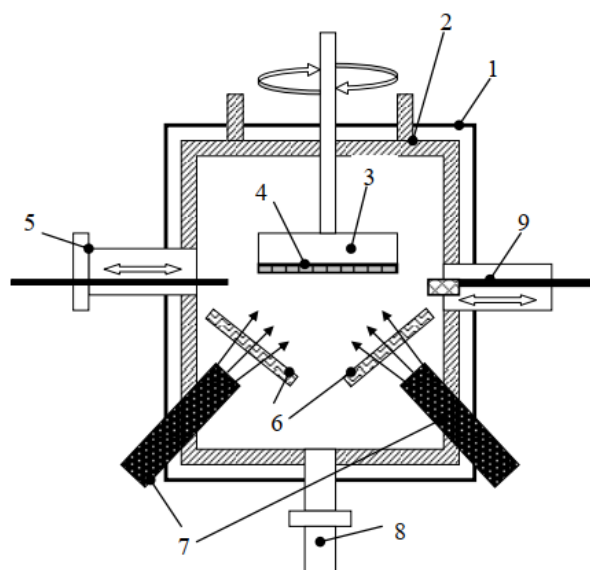


Рисунок 9 – Принципиальная схема эпитаксиального реактора МПЭ

Благодаря поддержанию сверхвысокого вакуума, при котором давление в эпитаксиальном реакторе обычно составляет порядка 10^{-10} - 10^{-11} торр, длина свободного пробега атомов и молекул в пучке во много раз превышает геометрические размеры реактора. Скорость роста полупроводниковых слоев методом МПЭ определяется нагревом подложки и температурой эффузионных ячеек, определяющей величину потока материалов, а также контролируется открытием и закрытием заслонок 6, расположенных перед эффузионными ячейками. Типичная скорость роста полупроводникового слоя составляет порядка одного монослоя в секунду, в то же время перекрытие заслонок производится быстрее, чем за секунду. Такие условия позволяют осуществлять быструю смену потока вещества и, следовательно, обеспечивать точность толщины выращиваемого полупроводникового слоя вплоть до одного монослоя, а также формировать резкие гетерограницы. Для контроля температуры эффузионных ячеек используются термопары, а измерение температуры подложки осуществляется с использованием инфракрасного пирометра, расположенного в порте размещения пирометра 8. Также возможно измерение потоков материалов с использованием ионизационных датчиков 9. В процессе измерения ионизационный датчик выдвигается непосредственно к пластине.

Скорость роста соединений АПВV в процессе роста методом МПЭ определяется потоками атомов III группы. Это обусловлено тем, что температура испарения элементов V группы значительно ниже температуры испарения III группы. Так, например, As начинает интенсивно испаряться при температуре около $200\text{ }^{\circ}\text{C}$, а для такой же скорости испарения Ga требуется температура выше $700\text{ }^{\circ}\text{C}$. В результате элементы III группы, попадая на нагретую до 500 - $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ подложку, быстро переиспаряются с

поверхности. Однако, при одновременном поступлении потоков элементов III и V группы на поверхность подложки, образуется химическая связь между элементами. Таким образом, рост полупроводниковых гетероструктур производится при непрерывном потоке элементов V группы. При выращивании многокомпонентных твердых растворов по типу InGaAs состав выращиваемого материала определяется отношением потоков III группы, In и Ga. Дополнительно к измерению температуры и потоков веществ ионизационным датчиком контроль скорости роста полупроводниковых слоев может выполняться методом регистрации изменения интенсивности картины дифракции быстрых электронов. Интенсивность картины в процессе роста монослоя изменяется, как показано на рисунке 10. Минимум интенсивности достигается при половине времени формирования монослоя, а максимум – при полном формировании монослоя, когда шероховатость эпитаксиальной поверхности минимальна и, следовательно, пучок электронов претерпевает минимальную дифракцию.

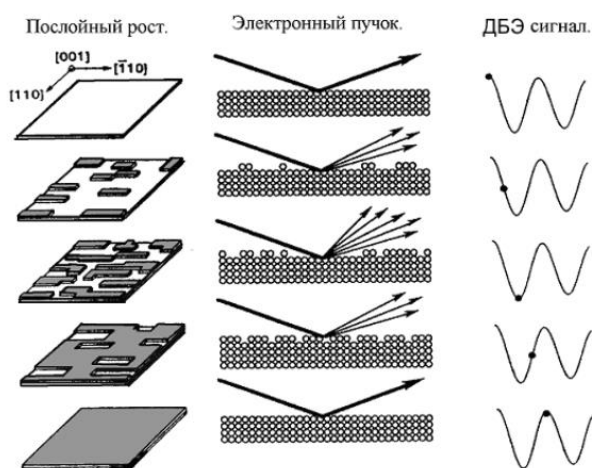


Рисунок 10 – Формирование интенсивности картины дифракции быстрых электронов

Помимо МПЭ, другим распространенным методом формирования сложных гетероструктур является металлорганическая газофазная эпитаксия (МОГФЭ). В данном методе вещества поступают в реактор в виде газа-носителя и в результате пиролиза осаждаются на поверхность нагретой подложки. В отличие от метода МПЭ, при котором рост производится в условиях сверхвысокого вакуума, в МОГФЭ газы подаются в реактор под давлением порядка 10-100 торр. Поддержание такого давления позволяет производить рост при более высоких температурах подложки (~750°C) и поддерживать более высокую скорость роста по сравнению с МПЭ, составляющую порядка 0,1 мкм/мин. Однако необходимость смены газа в реакторе не позволяет формировать резкие гетеропереходы.

2.2 Диагностика эпитаксиальных гетероструктур

Выращиваемые гетероструктуры, в отличие от идеальных кристаллов, обладают кристаллическими дефектами, оказывающими влияние на параметры конечного устройства. Дефекты, проникающие в активную область, могут привести к деградации параметров лазера, поэтому важно определять плотность дефектов и калибровать параметры роста для их снижения, а также использовать конструкции гетероструктур, препятствующие появлению дефектов.

Одним из способов неразрушающей диагностики дефектности пластины является оптический метод. Данным методом можно определить дефектность эпитаксиальной пластины по определению плотности поверхностных дефектов. Примером оборудования, позволяющего измерять поверхностную плотность дефектов, является установка Surfscan 6200. Принцип работы измерительного оборудования, продемонстрированный на рисунке 11, заключается в сканировании поверхности полупроводниковой пластины лазерным излучением и последующим измерением доли излучения, рассеянного на дефектах. Установка определяет плотность дефектов и их размеры. Однако определяемые размеры не являются действительными размерами дефектов, а определяются как размеры поперечного сечения так называемых латексных микросфер на кремниевой пластине, по которым производится калибровка. Эквивалентные размеры означают, что интенсивность рассеянного на дефекте сигнала, попавшего на приемник, такая же, как и вызванная калибровочными латексными микросферами.

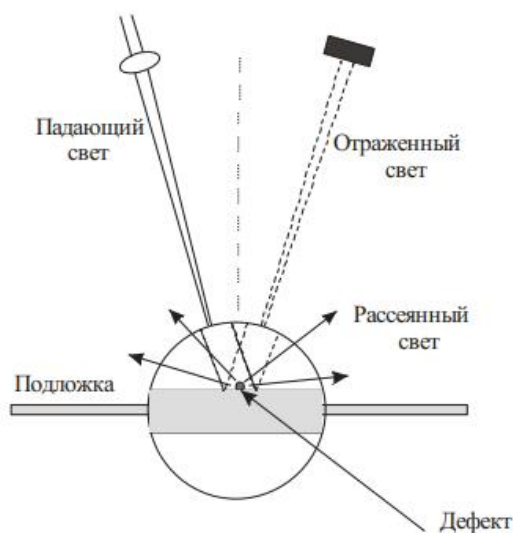


Рисунок 11 – Принципиальная схема оптической диагностики поверхностных дефектов

При определении плотности поверхностных дефектов на слоях АЗВ5, выращенных методом МПЭ, выделяют нормальные и так называемые

овальные дефекты. Нормальные дефекты характеризуются размерами поперечного сечения эквивалентных латексных сфер от $0,6 \text{ мкм}^2$ до 10 мкм^2 . Под овальными дефектами понимаются дефекты с соответствующими размерами поперечного сечения эквивалентных латексных сфер от 10 мкм^2 до 256 мкм^2 . Характерной особенностью таких дефектов, продемонстрированных на рисунке 12, является их вытянутая форма, определяемая кристаллической решеткой материалов. При выращивании на подложке GaAs с ориентацией (001) овальные дефекты вытянуты в направлении $\langle 110 \rangle$. Кроме того, пластины характеризуются параметром «haze». Данный параметр в большинстве случаев определяет шероховатость поверхности пластины. Определяется данный параметр в миллионных долях (parts-per-million) от интенсивности падающего излучения.

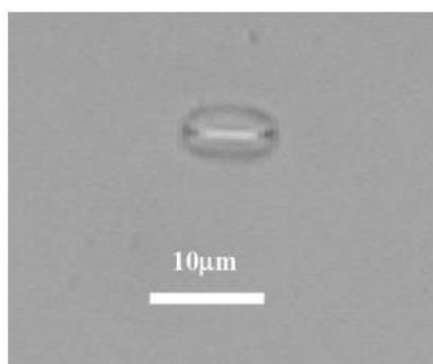


Рисунок 12 – Изображение овального дефекта, полученное с помощью оптического микроскопа

К неразрушающим и относительно быстрым в применении методам диагностики параметров эпитаксиальных пластин относится спектроскопия фотолюминесценции. В данном методе производится облучение полупроводниковой гетероструктуры лазерным излучением, в результате которого происходит возбуждение носителей заряда с последующим излучением в результате фотолюминесценции. Полученное излучение, проходя через оптическую систему, содержащую монохроматор, поступает на фотодетектор и анализируется в виде зависимости интенсивности от длины волны. Так как энергия излучательного перехода в полупроводнике главным образом зависит от материала, то наиболее важным определяемым параметром гетероструктуры в таком методе является композиционный состав полупроводникового слоя на основании спектрального расположения пиков фотолюминесценции. Пример спектра ФЛ представлен на рисунке 13.

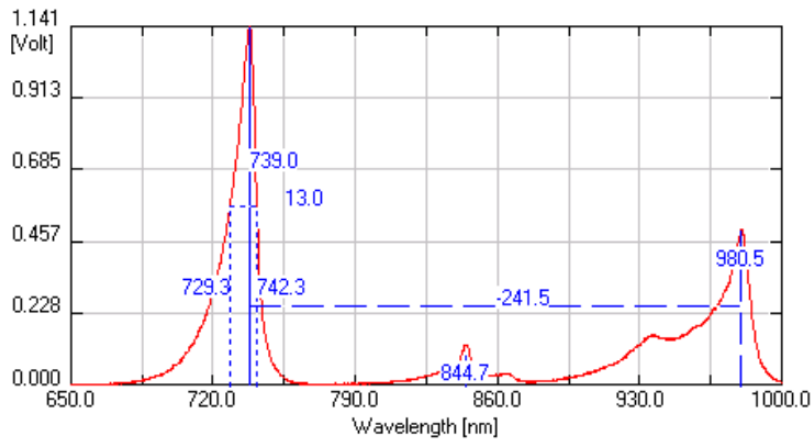


Рисунок 13 – Спектр фотолюминесценции гетероструктуры, пики ФЛ соответствуют в порядке увеличения длины волны: AlGaAs, GaAs, InGaAs

Примером установки, позволяющей производить подобные измерения, является Nanometrics RPM2000. Также эта установка позволяет определять спектры отражения гетероструктур, что важно при диагностике гетероструктур распределенных брегговских отражателей (РБО) зеркал вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ).

Более точным, но вместе с тем и более времязатратным методом определения состава полупроводникового слоя является метод рентгеновской дифрактометрии. В этом методе поток рентгеновского излучения направляется на полупроводниковую пластину. Так как длина волны рентгеновского излучения $\sim 1,5 \text{ \AA}$ сопоставима с постоянной кристаллической решетки, составляющей $\sim 5,6 \text{ \AA}$ для GaAs, то при взаимодействии рентгеновского излучения с полупроводниковым материалом наблюдается дифракция излучения. Таким образом, при анализе изменения интенсивности дифрагированного излучения в зависимости от угла дифракции возможно определение состава полупроводникового материала с высокой точностью, составляющей $\pm 0,001\%$. Кроме того, рентгеновское излучение претерпевает отражение на гетеропереходах, что приводит к формированию на кривой дифракции интерференционных пиков, по периоду которых можно определить толщину слоя с точностью до $\pm 0,01 \text{ нм}$. Определение параметров слоев в этом методе возможно при моделировании кривой рентгеновской дифракции и последующем сравнении экспериментальных и теоретических результатов, как показано на рисунке 14.

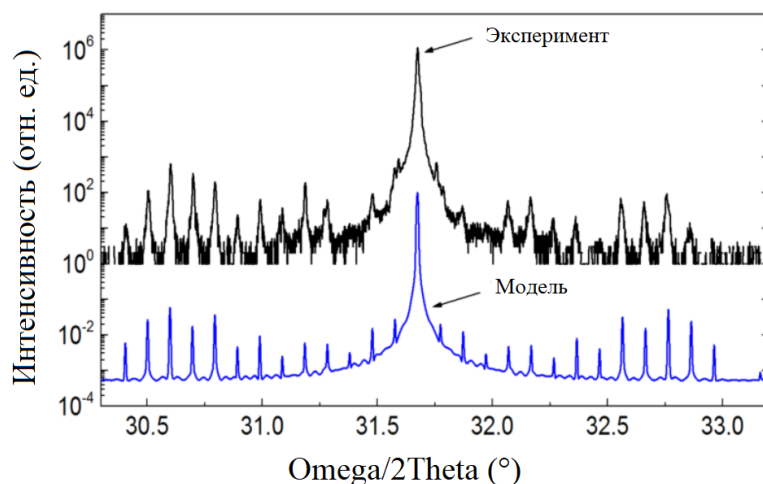


Рисунок 14 – Экспериментальная и смоделированная рентгенодифракционные кривые

Важным в диагностике полупроводниковых гетероструктур является диагностика электрофизических параметров, зависящих от степени легирования полупроводниковых слоев. Неразрушающим является вихретоковый метод измерения слоевого сопротивления, позволяющий судить о концентрации легирующей примеси в приповерхностных слоях гетероструктуры. Более обширные данные об электрофизических параметрах возможны при использовании разрушающих методов контроля, таких как метод Холла, который позволяет определить концентрацию и подвижность носителей заряда, а также метод электрохимического вольт-фарадного профилирования, позволяющий получать информацию о профиле концентрации легирующей примеси в гетероструктуре при электрохимическом травлении вглубь гетероструктуры посредством измерения емкости в определенном диапазоне напряжений смещения.

Вопросы для самоконтроля (Глава 2):

1. Объясните принцип работы установки молекулярно-пучковой эпитаксии. Какие параметры контролируются в процессе роста?
2. Какие методы используются для диагностики эпитаксиальных гетероструктур? Что можно определить с помощью каждого метода?
3. Почему важен контроль дефектности эпитаксиальных слоев? Как это влияет на параметры лазера?
4. Объясните, как метод электрохимического вольт-фарадного профилирования позволяет получить информацию о профиле легирования в гетероструктуре.

3 Технология изготовления кристаллов полупроводниковых лазеров

3.1 Постростовые операции на пластине

После эпитаксии лазерных гетероструктур требуется проведение множества технологических операций для формирования электрических контактов и оптического резонатора полупроводникового лазера. На рисунке 15 изображена конструкция типичного полоскового лазера, состоящего из подложки, эпитаксиальной гетероструктуры, диэлектрического изолирующего слоя, металлических контактов и зеркал резонатора с различным коэффициентом отражения.

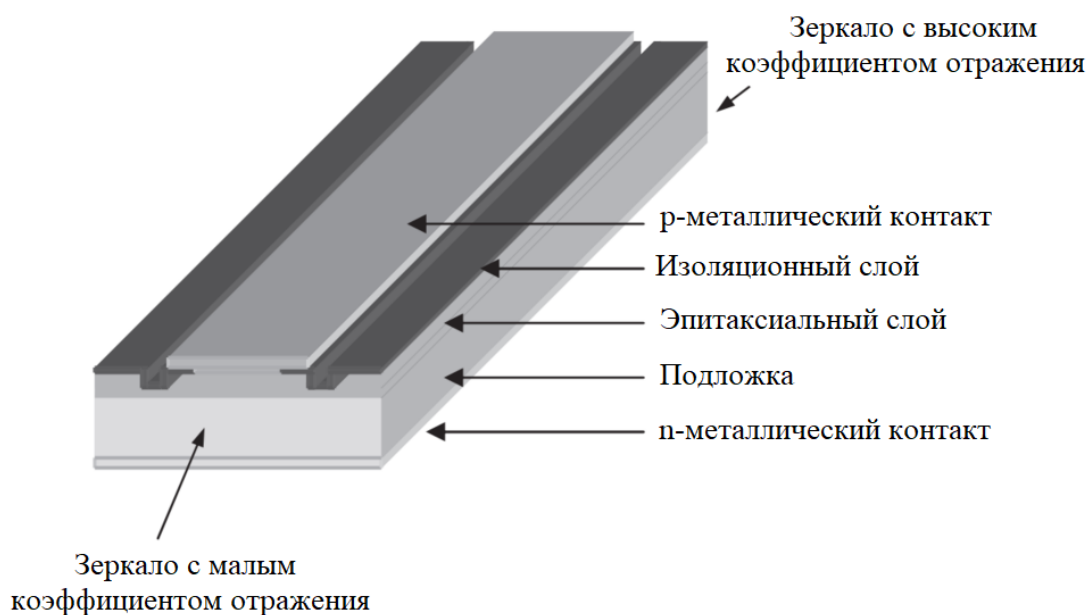


Рисунок 15 – Конструкция полоскового лазера [1]

Для формирования конструкции кристалла используется литография, позволяющая сформировать различные компоненты лазера, такие как площадки металлических контактов и мезы травления. Распространенным методом литографии является фотолитография, в которой используется оптическое излучение в процессе проецирования рисунка, определяющего определенные форму и размеры компонентов лазера. Последовательность операций фотолитографии показана на рисунке 16. Процесс фотолитографии начинается с нанесения тонкого слоя фоторезиста на поверхность эпитаксиальной пластины. Особенностью фоторезиста является изменение физических и химических характеристик этого материала под воздействием излучения. В зависимости от свойств различают позитивный фоторезист, который после облучения становится растворимым и удаляется, и негативный фоторезист, который при облучении полимеризуется и становится нерастворимым. Облучение может производиться либо с непосредственным облучением лазерным

пучком по траектории, согласной с разработанным шаблоном, либо с использованием фотолитографических масок. Фотолитографические маски представляют собой прозрачные пластины с рисунком из не пропускающего излучение материала, который оставляет желаемые области не засвеченными. После облучения растворимые участки фоторезиста удаляются и производится перенос рисунка на эпитаксиальную поверхность методом химического травления.



Рисунок 16 – Процесс фотолитографии: а) облучение фоторезиста б) формирование рисунка на фоторезисте, с) травление, d) удаление остатков фоторезиста [1]

Для формирования области, через которую будет происходить токовая инжекция, вне данной области поверхность кристалла покрывается слоем диэлектрика. Одним из наиболее распространенных методов нанесения слоя диэлектрика является плазмохимическое осаждение из газовой фазы (PECVD), позволяющее производить при относительно низкой ($<500^{\circ}\text{C}$) температуре с достаточно высокой скоростью осаждения тонких пленок. В данном методе газы-прекурсоры подаются с пониженным давлением ($<1,3$ кПа) в реактор, изображенный на рисунке 17, и под воздействием емкостного высокочастотного разряда между электродами преобразуются в плазму, состоящую из ионов, электронов и активных радикалов. При контакте ионов и активных радикалов с нагретой подложкой в результате химических реакций формируется тонкий слой диэлектрика. Также распространенными методами формирования диэлектрических пленок являются магнетронное распыление и термовакуумное напыление.

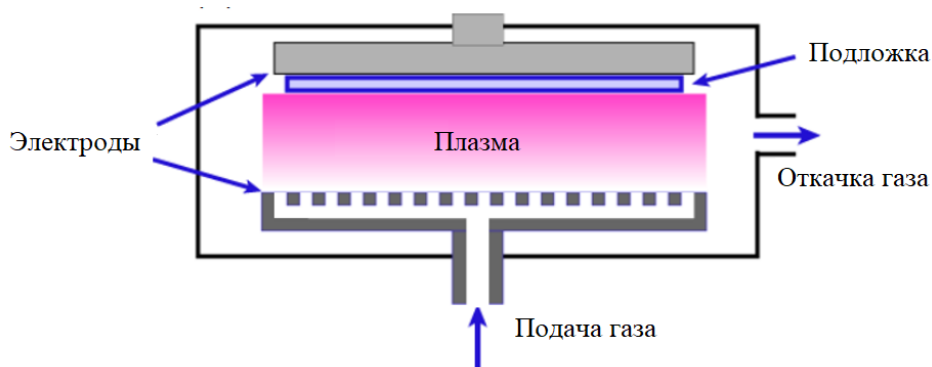


Рисунок 17 – Схема реактора установки плазмохимического осаждения из газовой фазы

После формирования диэлектрического слоя по всей поверхности пластины производится удаление лишнего диэлектрика с областей формирования контактов. Это может быть выполнено с применением тех же методов фотолитографии.

Следующим этапом является напыление на поверхность пластины одного или последовательно нескольких слоев металла. Металлические контакты требуются для эффективной инжекции тока, обеспечения теплоотвода и обеспечения последующего монтажа кристалла. Для формирования слоя металла могут использоваться такие основные методы, как термовакуумное напыление, магнетронное распыление, либо катодное (ионное) распыление. Выбор металла для формирования контактных слоев зависит от полупроводникового материала и концентрации легирующей примеси в приповерхностном контактном слое полупроводника. Удаление металлического напыления с участков, где оно не требуется, также производится методами фотолитографии и травления.

3.2 Операции с кристаллами лазера

Для реализации оптического резонатора в полосковой конструкции лазера полупроводниковая пластина раскалывается на отдельные кристаллы. Благодаря кристаллической структуре полупроводника раскалывание происходит по кристаллографическим плоскостям. В результате этого с атомарной точностью формируются параллельные друг другу зеркала кристалла, отражение от которых происходит по причине значительной разницы показателя преломления полупроводника и воздуха. Однако в большинстве случаев требуется нанесение диэлектрических зеркальных покрытий для формирования определенного коэффициента отражения. Так, коэффициент отражения глухого зеркала полупроводникового лазера обычно составляет почти 98% благодаря нанесению высоко отражающего покрытия, в то время как выходное зеркало обладает значительно меньшим коэффициентом отражения, который может составлять единицы процентов, и поэтому требует

нанесения просветляющего покрытия. В инфракрасном диапазоне для формирования глухого зеркала часто используются следующие материалы: SiO/TiO или Al₂O₃ и Si. Просветляющее покрытие может формироваться при использовании Al₂O₃ или SiN.

После разделения пластины на отдельные кристаллы производится их монтаж на теплоотвод. Учитывая КПД лазера, которое типично составляет около 50%, при генерации выходного излучения, превышающего 1 Вт в мощных лазерах, значительная часть энергии преобразуется в тепло. Так как типичные размеры лазерного кристалла составляют 10×1 мм, то кристалл подвержен интенсивному нагреву в процессе эксплуатации лазера. В связи с этим хороший теплоотвод имеет важное значение для достижения высоких характеристик лазера и большого срока службы устройства.

Рабочая температура кристалла обычно должна сохраняться ниже 60°C. Поэтому в качестве теплоотвода требуются материалы с высокой теплопроводностью. Также важным аспектом является соответствие коэффициентов теплового расширения у полупроводникового кристалла и материала теплоотвода. Так, например при монтаже лазера на основе GaAs с коэффициентом теплового расширения (КТР) 6,8 К⁻¹ на медный теплоотвод с КТР 17 К⁻¹ в процессе нагрева кристалл будет подвержен значительным механическим напряжениям. Для предотвращения такого явления при монтаже взамен распространенного твердого припоя из AuSn может использоваться мягкий индиевый припой. Также могут использоваться альтернативные материалы теплоотвода, как например AlN/SiC при монтаже лазера на подложке InP [2]. В этом случае слой AlN толщиной 10-20 мкм с относительно небольшой теплопроводностью ~200 Вт/мК имеет КТР 4,0·10⁻⁶ К⁻¹, близкий к КТР InP 4,0·10⁻⁶, в то время как высокая теплопроводность SiC ~500 Вт/мК способствует эффективному теплоотводу. Гораздо большей теплопроводностью ~2000 Вт/мК обладает алмаз. Однако по причине рассогласования КТР с материалом подложки требуется использование индиевого припоя, при котором может происходить электромиграция индия на поверхность зеркал, которая приводит к их разрушению [2]. По этой причине теплоотвод с подслоем алмаза редко используется при производстве коммерческих лазеров.

После установки кристаллов лазерных диодов на теплоотвод выполняется их дальнейший монтаж в корпус устройства – наиболее распространенными корпусами на текущий момент являются корпус типа ТО (анг. Transistor Outline) с крышкой с предустановленным под углом выходным окном для уменьшения влияния обратного отражения или крышкой с установленной ферулой и волоконным выходом; и корпус типа «Butterfly», с четырнадцатью электрическими выводами.

Следует отметить, что контактные площадки кристалла лазерного диода и выходные электрические контакты конечного устройства могут быть соединены несколькими способами, в зависимости от конструкции

самого кристалла лазерного диода. Так, если один из контактов кристалла лазерного диода расположен снизу, то возможно при помощи токопроводящего адгезива установить кристалл непосредственно на один из электрических контактов корпуса. Вторая контактная площадка кристалла лазера при этом соединяется со вторым электрическим выводом корпуса при помощи проволочных контактов. При условии, что кристалл лазерного диода был установлен на изолирующий теплоотвод, монтаж на токопроводящий адгезив становится невозможным.

Реализация проволочных контактов возможна и при расположении двух контактных площадок с одной стороны кристалла, в этом случае также возможен монтаж кристалла по технологии «флип-чип». Так, согласно технологии «флип-чип», на контакты конечного устройства устанавливаются золотые шарики диаметром порядка 80 мкм, после чего на них устанавливается кристалл лазерного диода. Расплавление золотых шариков и реализация электрического контакта между кристаллом лазера и конечным устройством обычно реализуется при помощи комбинации температуры, давления и трения, реализуемого при помощи ультразвуковых вибраций.

Вопросы для самоконтроля (Глава 3):

1. Для чего используется фотолитография в процессе изготовления кристаллов полупроводниковых лазеров?
2. Объясните принцип работы метода плазмохимического осаждения из газовой фазы для формирования диэлектрических слоев.
3. Как формируются металлические контакты на поверхности гетероструктуры лазера?

4 Лазеры на основе квантовых точек InGaAs

4.1 Формирование низкоразмерных структур

В целях расширения спектрального диапазона лазеров, помимо использования новых материалов, возможно применение структур пониженной размерности, для формирования которых может использоваться псевдоморфный метод роста.

В случае псевдоморфного метода роста используются материалы, различные по параметру кристаллической решетки. Степень рассогласования постоянных кристаллических решеток подложки a и псевдоморфного слоя a_0 определяется выражением:

$$\delta \equiv \frac{a - a_0}{a_0}, \quad (11)$$

При выращивании псевдоморфным методом кристаллическая структура материала изменяется по сравнению со случаем решеточно-согласованного роста. Постоянная кристаллической решетки в плоскости интерфейса принимает величину нижележащего слоя. А перпендикулярно интерфейсу, вследствие эффекта Пуассона, растягивается, когда постоянная кристаллической решетки подложки меньше такого параметра для псевдоморфного слоя, или сжимается в обратном случае. Псевдоморфный рост при этом возможен только до достижения критической толщины выращиваемого слоя, при которой происходит релаксация упругих напряжений через образование дефектов. Критическая толщина осаждаемого слоя зависит от величины рассогласования кристаллических решеток материалов, а также от условий роста. В получаемом упруго-напряженном слое происходят изменения зонной структуры материала, как показано на рисунке 18. В связи с этим, как правило, напряжение сжатия приводит к увеличению ширины запрещенной зоны, а напряжение растяжения – к ее уменьшению [3]. Таким образом, псевдоморфный рост дает возможности более широкого выбора материалов для достижения требуемой длины волны излучения.

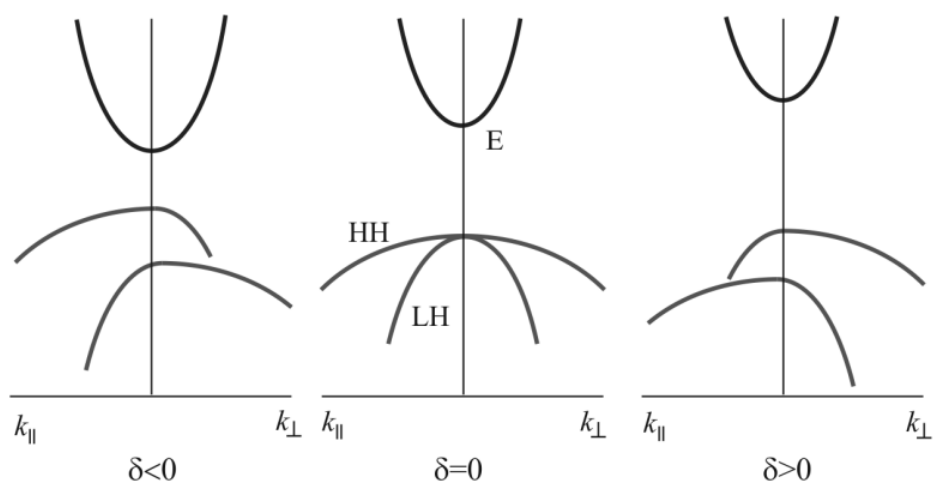


Рисунок 18 – Изменение зонной структуры полупроводника под воздействием упругой деформации кристаллической решетки

Электронная плотность состояний в полупроводниковых структурах значительно преобразуется при уменьшении размерности, когда волновая функция носителей заряда пространственно ограничена. Уменьшение размерности полупроводниковой структуры приводит к увеличению плотности состояний вблизи края квантовой подзоны, как показано на рисунке 19. Таким образом, если в объемном материале плотность энергетических состояний с энергией E_0 равна нулю, то в КЯ находится на определенном значении. В конечном случае, когда полупроводниковая структура пространственно ограничена во всех трех направлениях,

энергетические функции представляют собой дельта-функции, и плотность состояний формально устремляется к бесконечности. При размерах квантовой точки ~ 10 нм разница между энергетическими уровнями определяется энергией 10-100 мэВ [4], в зависимости от эффективной массы электрона в материале.

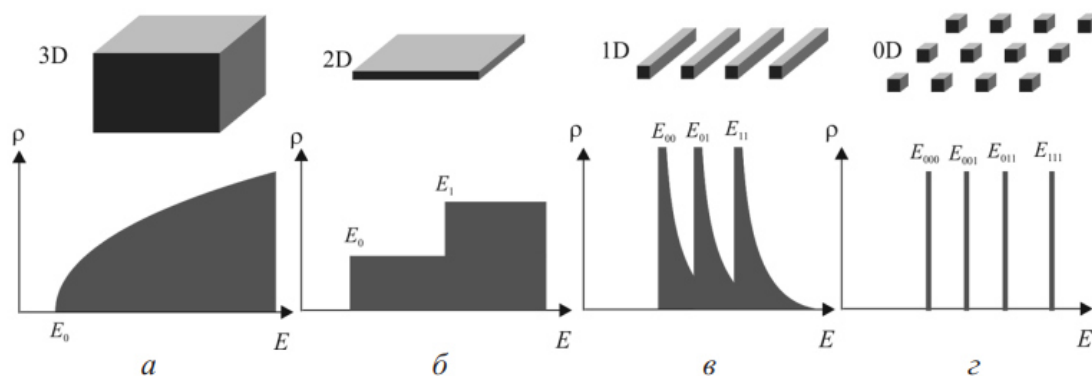


Рисунок 19 – Плотность энергетических состояний систем различной квантовой размерности [3]

В результате квантования энергетических уровней инжектируемые носители заряда концентрируются в узком диапазоне энергий вблизи края квантовой подзоны. В объемном материале плотность состояний непрерывно растет с увеличением температуры, то такое распределение становится недоступным в квантовой точке (КТ), если возбужденные состояния находятся значительно выше основного состояния. Таким образом, все возбужденные носители заряда способствуют усилению лазерного излучения вне зависимости от температуры. По этой причине дифференциальное усиление увеличивается, и зависимость параметров лазера от температуры уменьшается.

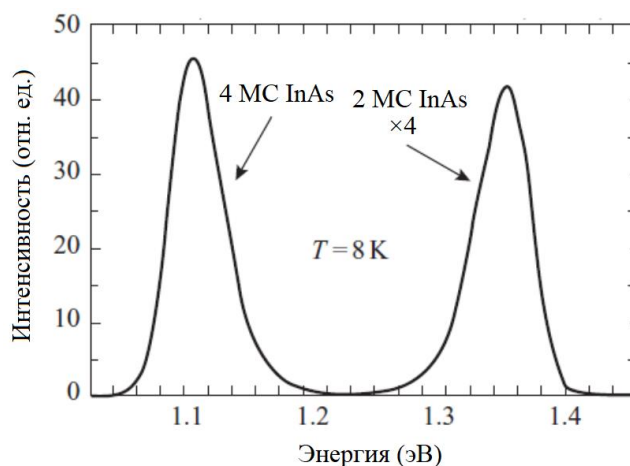


Рисунок 20 - Спектр фотолюминесценции слоев КТ InAs толщиной 2 и 4 монослоя

Квантование энергетических уровней в квантово-размерных структурах позволяет достичь меньшего порога лазерной генерации и расширить спектральный диапазон излучения, который определяется размером КТ. Так, с увеличением размеров КТ пик длины волны излучения сдвигается в длинноволновую область, как показано на рисунке 20, демонстрирующем спектр фотолюминесценции для слоев с осаждением 2 и 4 монослоев КТ InAs.

4.2 Квантовые точки InGaAs на поверхности GaAs

Реализация лазеров с низким пороговым током на основе КТ стала возможной благодаря разработке метода роста самоорганизующихся плотных массивов КТ в матрице широкозонного материала. Наиболее распространенным методом формирования КТ является рост по механизму Станского-Крастанова. В этом методе изначально при росте формируется тонкий, толщиной в несколько монослоев, двумерный слой, называемый смачивающим. За счет псевдоморфного механизма роста в выращиваемом слое накапливаются упругие напряжения. При достижении определенной толщины происходит образование КТ с частичной упругой релаксацией напряжений на вершинах островков КТ. При этом важно не допускать релаксации напряжений с образованием дефектов. Как видно из рисунка 21, при выращивании КТ InGaAs в матрице GaAs процесс образования КТ предшествует образованию дефектов при больших значениях мольной доли индия, соответствующих большему рассогласованию постоянных кристаллических решеток. При малом рассогласовании релаксация происходит сразу через образование дефектов. Также стоит отметить, что необходимо контролировать толщину слоя с КТ и прерывать рост КТ до достижения критической толщины. Контроль процесса формирования КТ может фиксироваться в установке МПЭ с использованием метода дифракции быстрых электронов.

Значительная разница в энергиях между уровнями КТ дает возможности реализации лазеров с высокой температурной стабильностью. Однако теоретически предсказанные превосходные температурные характеристики и малая пороговая плотность лазеров на КТ имеют определенные сложности при реализации на практике. Получаемые КТ обычно обладают несколькими энергетическими уровнями, на которые могут возбуждаться электроны при высоких температурах. Рост методом Станского-Крастанова требует формирования смачивающего слоя, который также участвует в захвате электронов и процессах переизлучения. К тому же зачастую существует разброс в размерах между самоорганизующимися КТ в массиве, приводящий к различному распределению энергетических уровней и, следовательно, уширению спектра излучения.

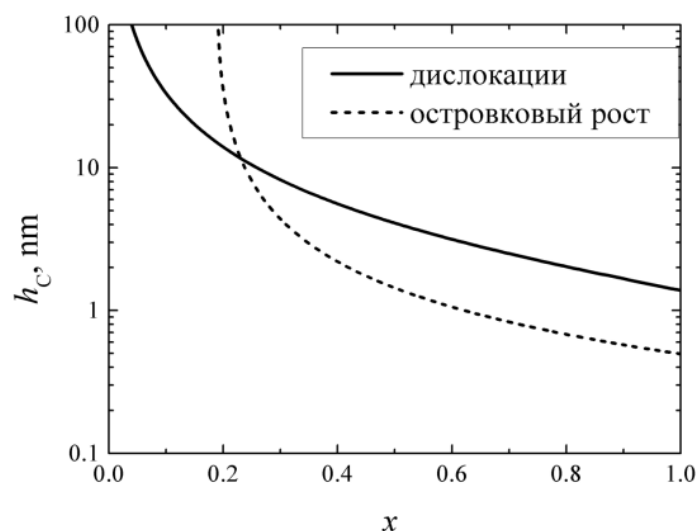


Рисунок 21 – Критическая толщина образования дислокаций и перехода к островковому росту для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на GaAs [3]

При довольно большом объеме островков КТ, дополнительно к излучению с энергией перехода основного состояния, может осуществляться излучение через возбужденные состояния на соответствующих более коротковолновых длинах волн. Генерация через возбужденные состояния характеризуется более высокими пороговыми токами. Переход к генерации через $(i + 1)$ -е состояние осуществляется, когда полные потери сравниваются с насыщенным усилением, достижимым на i -м переходе. Насыщенное усиление при этом зависит от плотности массива КТ.

Существует зависимость наличия генерации через возбужденные состояния от оптических потерь, при увеличении оптических потерь генерация лазерного излучения производится через возбужденные состояния, как показано на рисунке 22. Такой эффект может быть достигнут путем увеличения потерь при уменьшении длины резонатора [3], а также при увеличении температуры. Наиболее предпочтительным является генерация через основное состояние КТ, так как в этом случае более полноценно используются возможности расширения спектра излучения в длинноволновый диапазон, а также достигаются наименьшие пороговые токи. Поэтому для генерации через основное состояние следует повышать усиление, при котором достигается насыщение, увеличивая плотность КТ в массиве или используя несколько рядов КТ. В то же время генерация через возбужденные состояния позволяет реализовать лазеры с перестройкой длины волны излучения.

Кроме размера, на положение уровней размерного квантования в КТ также влияет форма островка, упругое напряжение, а также состав КТ и матрицы. При выращивании ансамбля КТ в нем наблюдаются флуктуации по указанным параметрам, которые приводят к уширению спектра

излучения. При этом пик энергии излучения КТ соответствует наиболее вероятному размеру КТ в ансамбле.

Помимо зависимости длины волны излучения от величины размеров островков КТ, длина волны излучения также зависит от ширины запрещенной зоны матрицы. Так, помещение КТ InAs в более широкозонную матрицу из AlGaAs взамен GaAs сопровождается смещением длины волны излучения в коротковолновую область. Поэтому для достижения излучения на длинах волн 1300 нм и выше целесообразно применение матрицы из узкозонного InGaAs [5]. Кроме того, причиной сдвига длины волны излучения при использовании покрывающего КТ слоя InGaAs может быть вызвано уменьшением напряженности в КТ InAs. Также присутствие в покрывающем слое индия препятствует диффузии атомов In из КТ, что способствует формированию более резких границ островков КТ.

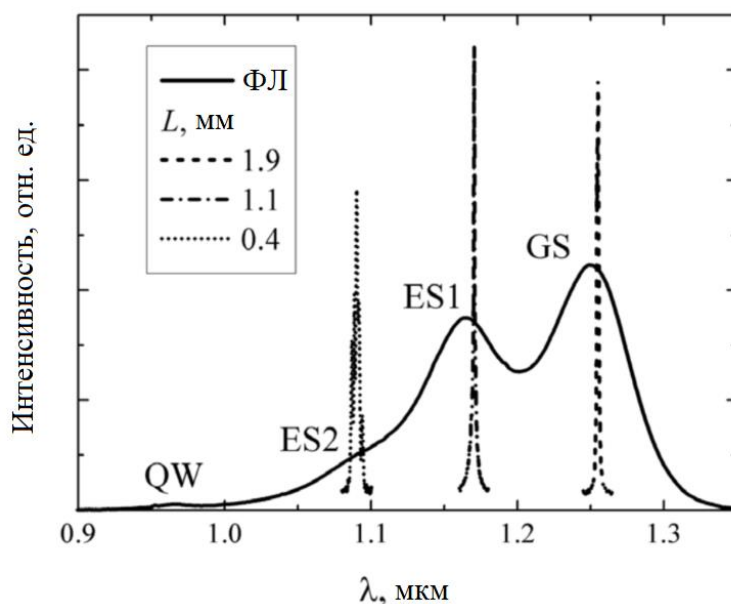


Рисунок 22 – Генерация через возбужденные состояния при различных длинах резонатора

Применение матрицы из InGaAs позволяет реализовать более однородный по размеру массив КТ и достаточно высокую плотность КТ, достигающую значений порядка 10^{11} см^{-2} [6], что способствует лазерной генерации через основное состояние с использованием одного слоя КТ. Отличительной особенностью лазеров на основе КТ является возможность реализации рекордно низкой для полупроводниковых лазеров пороговой плотности тока, достигающих значений 17 А/см^2 [7].

Для достижения более высокого дифференциального усиления, и соответственно, высокой мощности лазера на основе КТ возможно использование АО с несколькими слоями КТ, разграниченными спейсерными слоями широкозонного полупроводника. Однако следует

учитывать, что добавление слоев КТ в гетероструктуру приводит к увеличению порогового тока лазера. Характерной особенностью таких гетероструктур является выстраивание КТ в вертикальные ряды, друг над другом, как показано на рисунке. Это явление вызвано формированием полей упругих напряжений в покрывающем слое, определяющим наиболее предпочтительное расположение КТ в следующем слое. Спейсерный слой между КТ с одной стороны должен быть достаточно толстым, чтобы предотвратить появление дефектов ввиду высокой напряженности слоев КТ, а с другой стороны большое расстояние между слоями КТ уменьшает модовое усиление. Толщина спейсерного слоя в 30 нм является достаточной, чтобы вырастить 10 слоев КТ без ухудшения оптических свойств [8].

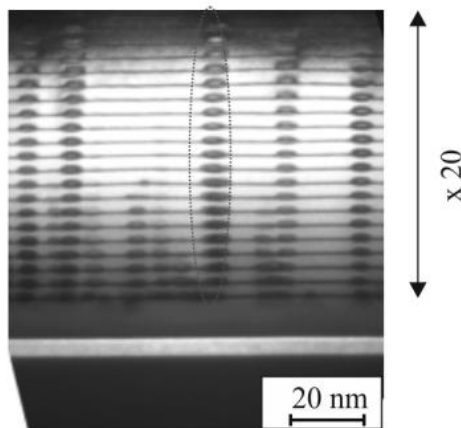


Рисунок 23 – Фотография поперечного сечения 20-слойного массива КТ, полученная методом просвечивающей электронной микроскопии

Активные области на основе КТ InAs позволили реализовать лазеры спектрального диапазона 1300 нм на подложках GaAs. Для дальнейшего расширения спектрального диапазона таких лазеров до 1500 нм требуется использование метаморфно-выращенных слоев InGaAs [9].

Вопросы для самоконтроля (Глава 4):

1. Что такое псевдоморфный рост и как он влияет на зонную структуру полупроводника?
2. Объясните механизм формирования самоорганизующихся квантовых точек InGaAs методом Странски-Крастанова.
3. Как изменяется длина волны излучения квантовых точек InGaAs при увеличении их размера?
4. Как многослойные структуры с квантовыми точками позволяют увеличить дифференциальное усиление лазера?

5 Лазеры на разбавленных нитридах

5.1 Особенности нитрид-содержащих твердых растворов

Долгое время единственным решением для производства лазеров на основе КЯ спектрального диапазона от 1300 до 1500 нм и выше было использование гетероструктур на подложках InP. Использование гетероструктур на подложках GaAs для таких задач не представлялось возможным ввиду отсутствия материалов с необходимой шириной запрещенной зоны и постоянной кристаллической решетки, близкой к GaAs [5]. Как видно из рисунка 24, для снижения ширины запрещенной зоны возможно использование твердых растворов InGaAs и GaAsSb. Однако величина постоянной кристаллической решетки материалов при повышении доли In или Sb до соответствующих составов сильно увеличивается и значительно различается от такого значения для GaAs. Ввиду этих ограничений бездефектное формирование активной области с КЯ InGaAs и GaAsSb для лазеров на подложках GaAs спектрального диапазона 1300 нм и выше затруднительно. В отличие от других составов АШВV, добавление в твердый раствор малой доли атомов азота приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны вместе с уменьшением постоянной кристаллической решетки. Такие уникальные свойства обуславливаются значительным различием электроотрицательности атомов [10]. Если для распространенных в эпитаксии атомов материалов V группы P, As, Sb значения электроотрицательности составляют 1,8-2,2, то атомы N характеризуются значением 3,07.

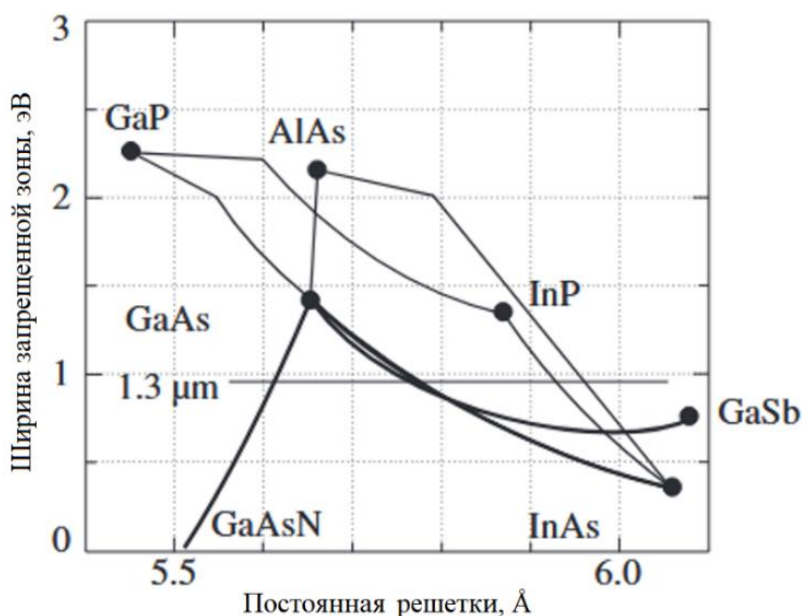


Рисунок 24 – Зависимость ширины запрещенной зоны и постоянной кристаллической решетки в зависимости от состава [5]

Использование малых концентраций азота, составляющих единицы процентов, позволяет значительно уменьшить ширину запрещенной зоны, как видно на рисунке 25.

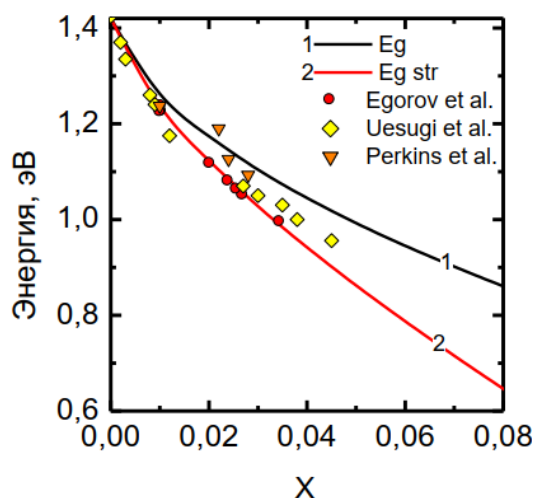


Рисунок 25 – Ширина запрещенной зоны соединений $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$. Красная кривая – псевдоморфный рост на GaAs, черная кривая - расчетная ширина запрещенной зоны ненапряженного слоя

Добавление атомов N предоставляет обширные возможности для расширения спектрального диапазона лазеров на подложке GaAs вплоть до длины волны 1800 нм. Учитывая то, что добавление In к GaAs приводит к увеличению постоянной решетки, а добавление N – к ее уменьшению при уменьшении ширины запрещенной зоны в обоих случаях, то представляется возможным при определенных пропорциях материалов достижение генерации длинноволнового излучения с использованием InGaNAs, решеточно-согласованного с подложкой GaAs. Кроме того, относительно большой разрыв в энергиях между зонами проводимости слоев GaAs и GaInNAs должен уменьшить температурную чувствительность характеристик лазеров спектрального диапазона 1300 нм по сравнению с распространенными лазерами в системе материалов InGaAsP/InP.

В дополнение к этому полезным может быть разбавление атомами N полупроводника GaP. При изначально непрямозонной энергетической диаграмме с минимумом зоны проводимости в X-долине бинарного состава GaP, добавление атомов азота с мольной долей, превышающей 0,004, приводит к уменьшению энергии в Γ -долине ниже энергии X-долины. В результате достижима прямозонная энергетическая диаграмма материала GaNP, что потенциально позволяет реализовать лазеры на подложке GaP.

5.2 Молекулярно-пучковая эпитаксия полупроводниковых твердых растворов GaAsN и InGaAsN

При эпитаксии твердых растворов GaNAs и InGaNAs методом МПЭ используется высокочастотный газоразрядный источник атомарного азота. К контролируемым параметрам эпитаксии при этом добавляются параметры газового разряда. Наиболее важным параметром в процессе эпитаксии является температура выращивания. Наиболее оптимальной является температура подложки около 450 °С и ниже, при которой достигается коэффициент встраивания атомарного азота в выращиваемый слой, близкий к единице.

Несмотря на все преимущества использования нитридов в твердых растворах, повышенная концентрация атомов азота приводит к ухудшению структурного качества полупроводниковых слоев и ухудшению эффективности лазеров, в особенности при превышении длины волны 1300 нм. По этой причине во многих лазерах с активной областью на основе КЯ InGaNAs используется повышенная концентрация индия и малая доля азота, тем самым определяя высокую напряженность КЯ[11]. В связи со сложностями роста нитрид-содержащих слоев требуется тщательная оптимизация процесса эпитаксии. Одной из сложностей является то, что увеличение содержания In и Ga в растворах InGaNAs может приводить к формированию локальных областей различного химического состава. Поэтому важным для достижения высокой гомогенности эпитаксиальных слоев является процедура отжига после эпитаксиального процесса вплоть до 700 °С [12], приводящая к перераспределению индия в составе слоя, что в результате способствует существенному повышению эффективности излучательной рекомбинации.

Гетероструктуры с КЯ InGaAsN/GaAs позволяют достичь высокой интенсивности излучения на длине волны 1300 нм. Однако с увеличением концентрации индия и азота в составе, на длине волны вблизи 1550 нм интенсивность фотолюминесценции таких гетероструктур с КЯ значительно уменьшается, как показано на рисунке 26. Более высокую эффективность в этом спектральном диапазоне показывают гетероструктуры GaAsN/InAs/InGaAsN/GaAsN с КТ и гетероструктуры, состоящие из короткопериодных сверхрешеток InGaAsN/GaAsN, в центр которых помещается слой InAs толщиной 0,3-0,5 нм.

Формирование активной области лазеров спектрального диапазона 1300 нм на основе КЯ InGaNAs позволяет достичь низких величин порогового тока, достигающих значений 200-300 А/см²[13]. При использовании гетероструктуры с активной областью на основе одной КЯ InGaNAs толщиной 6,2 нм с содержанием N приблизительно 1,8% и барьерами GaAsN было достигнуто значение пороговой плотности тока 350 А/см² при длине волны излучения 1270 нм. [12]

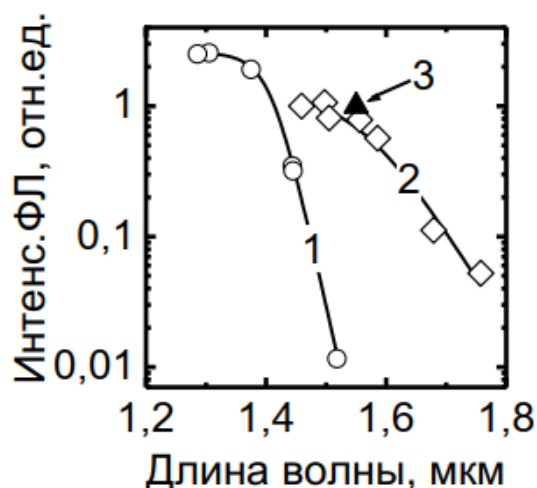


Рисунок 26 – Интегральная интенсивность фотолюминесценции наногетероструктур с КЯ InGaAsN/GaAs (1), короткопериодными сверхрешетками InGaAsN/GaAsN со вставками InAs (2), КЯ GaAsN/InAs/InGaAsN/GaAsN (3)

Используя активную область в виде КЯ InGaAsN с долей N, равной 4%, и долей In 40% и толщиной 7,5 нм, обложенную слоями волновода из слоев GaAs, было достигнуто лазерное излучение на длине волны 1510 нм. Для длины полоска 1200 мкм была достигнута пороговая плотность тока 780 А/см² при температуре 25 °С [11]. Увеличив долю N до 5%, был продемонстрирован лазер с КЯ In_{0,40}Ga_{0,60}As_{0,95}N_{0,05}, излучающий на длине волны 1590 нм с пороговой плотностью тока 2,9 кА/см² при длине полоска 1200 мкм и температуре 15 °С.

Сложности эпитаксии слоев GaInAsN значительно ограничивают достижение высокой эффективности лазеров в спектральном диапазоне 1500 нм и выше. Преодоление этого ограничения стало доступным с дополнением к составу твердого раствора сурьмы, которая выполняет роль поверхностно-активного вещества. Использование сурьмы позволяет уменьшить поверхностную диффузию атомов III группы, тем самым предотвращая формирование локальных областей с различным составом и уменьшая шероховатость, в итоге повышая гомогенность слоя [14]. Особенно важно добавление атомов Sb в составы, содержащие In, из-за высокой поверхностной подвижности индия. Также выращивание слоев GaInAsSb требует меньшего контроля за параметрами роста и позволяет производить рост при повышенных температурах, что способствует уменьшению плотности дефектов. Таким образом, использование активной области с КЯ InGaAsSb позволило достичь пороговой плотности тока лазера спектрального диапазона 1540 нм на уровне 318 А/см², а также расширить спектральный диапазон лазерной генерации свыше 1600 нм [14].

Вопросы для самоконтроля (Глава 5):

1. Почему добавление небольших концентраций азота в полупроводниковые твердые растворы позволяет значительно уменьшить ширину запрещенной зоны?

2. Какие проблемы возникают при росте гетероструктур с высоким содержанием азота и как их можно решить?

3. Как добавление сурьмы в состав InGaAsN помогает улучшить качество эпитаксиальных слоев и расширить спектральный диапазон лазеров?

4. Объясните, почему лазеры на основе InGaAsN/GaAs демонстрируют более высокую эффективность на длинах волн 1300 нм по сравнению с 1550 нм.

6 Квантово-каскадные лазеры

6.1 Идея квантово-каскадных лазеров (ККЛ)

Изначально теоретическое предположение о возможности создания лазеров, реализующих межподзонные энергетические переходы, было сделано Казариновым и Сурисом в 1971 году [15]. Однако в связи с тем, что реализация такого лазера требует технологий выращивания наноразмерных гетерослоев с прецизионной точностью, первое практическое осуществление с использованием МПЭ было представлено только в 1994 году [16].

При рассмотрении принципов генерации лазерного излучения ККЛ фундаментально отличается от традиционных межзонных полупроводниковых лазеров. Если в традиционной конструкции лазера излучение фотона происходит при излучательной рекомбинации дырки из валентной зоны и электрона из зоны проводимости, то в случае ККЛ генерация фотона происходит при переходе электрона между подзонами размерного квантования в зоне проводимости. Таким образом, используя только один тип носителей заряда, ККЛ является униполярным устройством. Задействование дискретных энергетических уровней размерного квантования для генерации фотонов предполагает малое распределение плотности состояний и, следовательно, узкую спектральную линию излучения. Так как расположение уровней размерного квантования в гетероструктурах зависит как от глубины, так и от ширины КЯ, то появляется возможность более гибкой настройки энергии излучательного перехода.

Практическая значимость особенностей генерации лазерного излучения ККЛ заключается в возможности настройки длины волны излучения при изменении толщин материалов, не изменяя при этом состав слоев гетероструктуры. Тем самым возможно создание лазеров, излучающих в спектральном диапазоне от ближнего ИК до

длинноволнового излучения, достигающего терагерцового диапазона, недоступного для традиционных полупроводниковых лазеров в виду требования малой ширины запрещенной зоны.

6.2 Конструкция ККЛ

Активная область ККЛ состоит из последовательности повторяющихся каскадов, каждый из которых содержит чередующиеся КЯ и барьеры с толщинами от десятых долей до единиц нанометров. Каждый каскад типичного ККЛ состоит из активной области и инжектора, как показано на рисунке 27. В активной области происходит излучательный переход электрона с верхнего лазерного уровня 4 на нижний лазерный уровень 3. Инжектор, в свою очередь, нужен для последующего захвата электронов с нижних уровней активной области одного каскада и дальнейшей инжекции на верхний лазерный уровень следующего каскада. Таким образом, производится опустошение нижнего лазерного уровня 3 с переходом электрона на уровень инжектора 2. Транспорт носителей заряда через барьеры в сверхрешетках ККЛ возможен благодаря эффекту туннелирования при связанных волновых функциях энергетических уровней в различных КЯ. Для обеспечения работы к ККЛ прикладывается высокое напряжение, в результате чего происходит выравнивание энергетических уровней между различными каскадами.

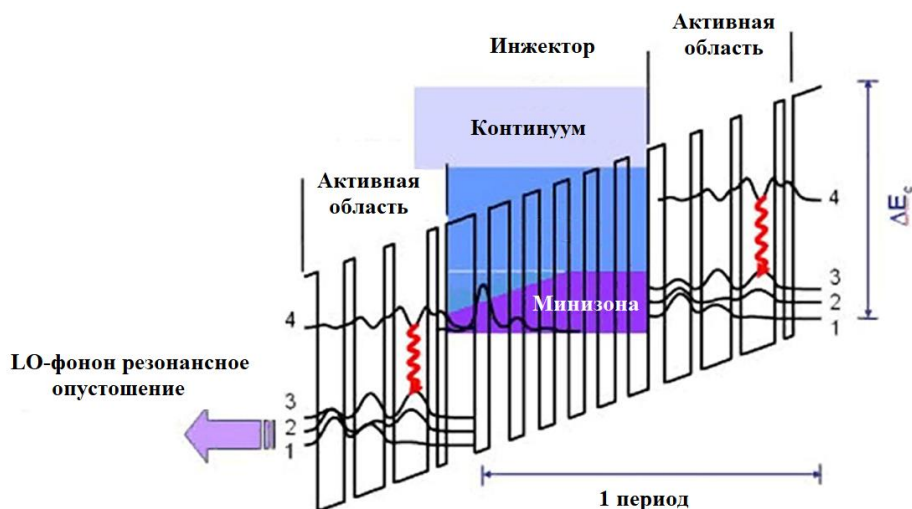


Рисунок 27 – Энергетическая диаграмма типичного ККЛ с изображением квадрата волновых функций соответствующих энергетических уровней. Излучение фотона происходит при энергетическом переходе с уровня 4 на уровень 3 [17]

6.3 Методы роста гетероструктур ККЛ

Изготовление гетероструктур ККЛ требует выращивания сотен тонких слоев, суммарная толщина которых составляет порядка микрометра. На протяжении всего процесса выращивания гетероструктуры важно

сохранение однородности толщин слоев и состава[18]. Таким образом, гетероструктуры ККЛ являются одними из наиболее сложных в выращивании полупроводниковых конструкций, требующих прецизионного контроля состава и толщин выращиваемых слоев, качества гетеропереходов и легирования.

Типичная гетероструктура ККЛ на подложке InP может содержать 600-1000 слоев барьеров из AlInAs и КЯ из GaInAs толщиной от 0.6 до 6 нм [18]. Учитывая тот факт, что толщина монослоя материала, согласованного по параметру кристаллической решетки с InP составляет 0,293 нм, соблюдение толщин выращиваемых слоев равным расчетным значениям с точностью до единиц ангстрем является критически важным в гетероструктурах ККЛ. Состав твердых растворов полупроводниковых слоев барьеров и КЯ также должен контролироваться для соответствия расположения энергетических уровней расчетным значениям и предотвращения образования дефектов из-за рассогласования параметров кристаллической решетки. Однако наибольшее влияние на параметры ККЛ оказывают даже небольшие, в десятые доли нанометра, отклонения толщин выращиваемых слоев от расчетных значений, приводящие к значительным изменениям расположения энергетических уровней и, следовательно, энергии излучательных переходов, а также показатели порогового тока и КПД могут быть ухудшены. Вне зависимости от используемого метода эпитаксии на гетеропереходе образуются ступеньки и шероховатость, как показано на рисунке 28.

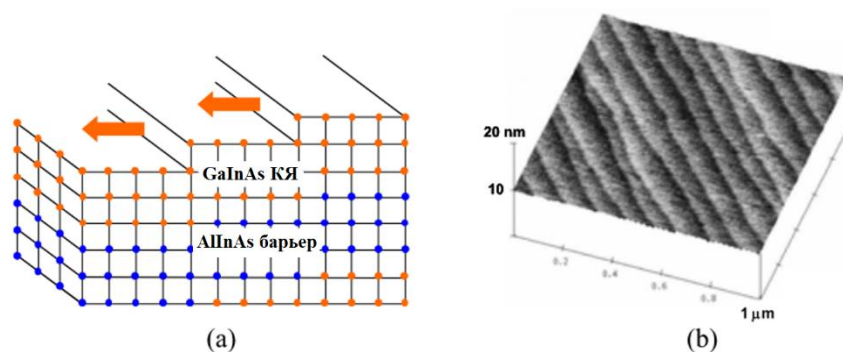


Рисунок 28 – Схематичное изображение (a) и изображение, полученное методом атомно-силовой микроскопии (b), эпитаксиальной поверхности со ступеньками толщиной в монослой [18]

Рост гетероструктур ККЛ может производиться методами МОГФЭ или МПЭ. При МОГФЭ сохранение соответствия между параметрами выращиваемых слоев гетероструктуры ККЛ и проектируемыми значениями является более сложным. Острая проблема в методе МОГФЭ является реализация резких гетеропереходов. Если в МПЭ осуществляются резкие гетеропереходы благодаря поддержанию сверхвысокого вакуума в реакторе

и мгновенному прерыванию процесса роста заслонками, то в случае МОГФЭ это недостижимо. В МОГФЭ резкость гетеропереходов зависит от времени, которое требуется на откачку из реактора одного газа и замены его другим. Это время определяется системой подачи и откачки газа, геометрией реактора и параметрами ростового процесса. Параметры ростового процесса могут быть оптимизированы под выращивание ККЛ гетероструктур путем понижения давления, увеличения скорости потока газа-носителя, уменьшения скорости роста и прерывания процесса роста на гетеропереходах.

Также при использовании метода МОГФЭ наблюдается повышенная по сравнению с МПЭ длина сегрегации индия, составляющая 2,5-4,5 нм. Для метода МПЭ данная величина составляет 1,2 нм. В связи с этими недостатками, получаемые методом МОГФЭ гетероструктуры характеризуются высокой шероховатостью гетерограниц и градиентом состава слоев. В результате формируемые при использовании метода МОГФЭ ККЛ могут генерировать лазерное излучение на длине волны, отличной от проектируемой. Поэтому при проектировании гетероструктур ККЛ требуется учитывать отличие КЯ в реальных гетероструктурах от приближения прямоугольных КЯ [18], а также увеличивать толщины слоев.

Наилучшие характеристики ККЛ, полученные при непрерывной накачке при комнатной температуре, составили: выходная оптическая мощность излучения $P = 5$ Вт и КПД 21% в средневолновом диапазоне (4,9 мкм)[19] и $P = 2$ Вт и 10% КПД в более длинноволновой области (9 мкм) [20]. Гетероструктуры ККЛ при этом были изготовлены методом МПЭ.

В конструкции гетероструктур ККЛ могут использоваться составы AlInAs и GaInAs , решеточно-согласованные с подложкой InP , либо упруго-компенсированные гетероструктуры, в которых напряжение растяжения AlInAs барьеров компенсируется напряжением сжатия КЯ GaInAs . Упруго-напряженные гетероструктуры позволяют повысить КПД лазеров, при этом процесс выращивания таких гетероструктур усложняется. Напряженность гетерослоев приводит к возникновению дополнительной поверхностной энергии, что может привести к изменению состава слоев и увеличению шероховатости, отклонению периодичности и возникновению дефектов. Шероховатость гетеропереходов ведет к варьированию толщины барьеров и КЯ, что отражается в увеличении интенсивности рассеивания носителей заряда на шероховатости интерфейсов и уменьшении времени жизни носителей заряда на подуровнях.

Другой проблемой является сегрегация индия в процессе роста, при которой участки с высоким содержанием индия могут образовываться на выращиваемой поверхности. Такой эффект приводит к размытию гетеропереходов, при котором наблюдается как шероховатость гетеропереходов, так и размытие композиционного состава материалов.

Ввиду размытости гетеропереходов при использовании метода МОГФЭ требуется учет данного явления при моделировании гетероструктуры ККЛ. На рисунке 29 показаны результаты расчетов энергетических уровней и модуля квадрата волновой функции активной области ККЛ при резких и размытых гетероинтерфейсах. Во втором случае барьеры оказываются ниже, и это приводит к существенному изменению длины волны генерируемого излучения.

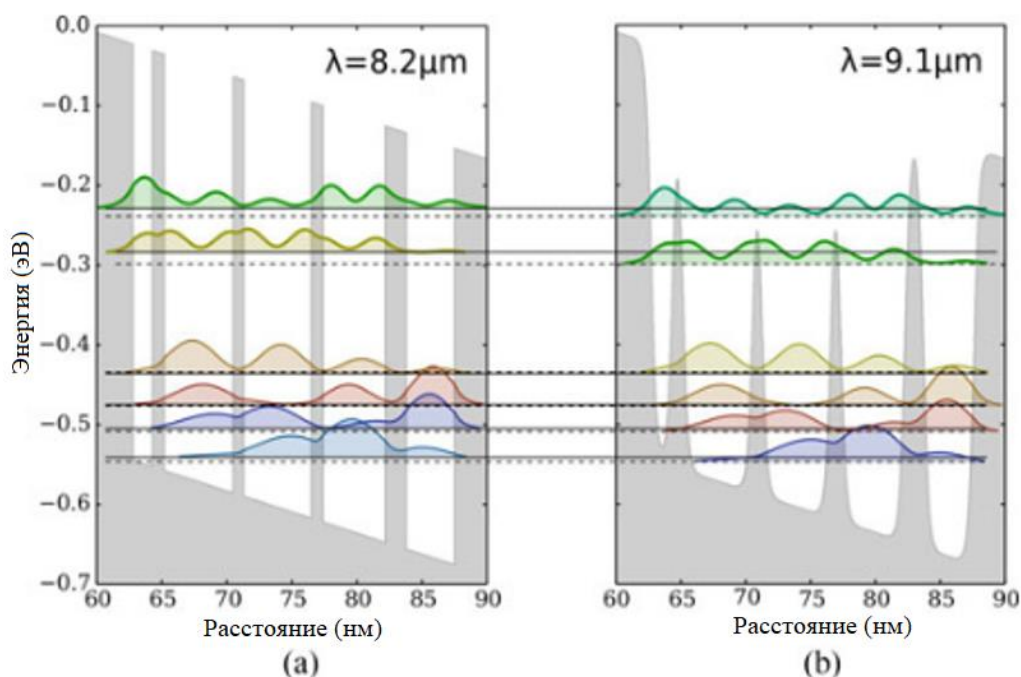


Рисунок 29 – Расчетная энергетическая диаграмма активной области ККЛ с резкими (а) и размытыми (б) гетероинтерфейсами [18]

6.4 Проблема обратного термического заброса

Одна из наиболее важных задач при проектировании активной области ККЛ – это оптимизация расположения энергетических подуровней наиболее выгодным образом для обеспечения инверсии населенности между верхним 4 и нижним 3 лазерными уровнями, при переходе между которыми происходит излучение. При этом важно, чтобы эти условия обеспечивались при температурах от комнатной и выше и в широком диапазоне прикладываемого напряжения [21]. Требованием обеспечения инверсии населенности является большое время жизни носителей заряда на верхнем лазерном уровне 4 и быстрое опустошение нижнего лазерного уровня 3 в каждом каскаде.

Опустошение нижнего лазерного уровня в типичных конструкциях ККЛ происходит с генерацией фонона. Для быстрого опустошения нижнего лазерного уровня расположение энергетических уровней проектируют таким образом, чтобы разница в энергии между нижним лазерным уровнем 3 и нижележащим уровнем 2 была равна энергии продольного оптического

фонона. Таким образом, время жизни носителей заряда на нижнем лазерном уровне значительно уменьшается по сравнению с верхним лазерным уровнем, и в результате этого обеспечивается инверсия населенности.

В первом ККЛ, работающем при криогенных температурах, использовалась схема с однофононным опустошением. Таким образом, время жизни нижнего лазерного уровня составляло приблизительно 0,2 пс, а время жизни верхнего лазерного уровня примерно 1 пс.

Эффектом, препятствующим опустошению нижнего лазерного уровня, является обратный термический заброс электронов с уровней инжектора 2 на уровень 3. Особенно такая проблема выражена при высоких температурах. В связи с этим для обеспечения работы ККЛ при высоких температурах используются конструкции ККЛ с длинным инжектором, в которых скопление электронов производится в конце инжектора, дальше от активной области предыдущего каскада. Также между электронами на нижнем уровне инжектора и нижним лазерным уровнем образуется достаточно большой разрыв в энергии, который называют дефектом напряжения. Результатом такого пространственного и энергетического разделения является уменьшение обратного термического заброса.

Однако при низких температурах обратный термический заброс слабо выражен, что позволило достичь рекордного КПД 53% при температуре 40 К в конструкции ККЛ с инжектором, состоящим из одной КЯ [22]. Такой лазер излучал в спектральном диапазоне 5 мкм. Конструкция такого ККЛ представлена на рисунке 30.

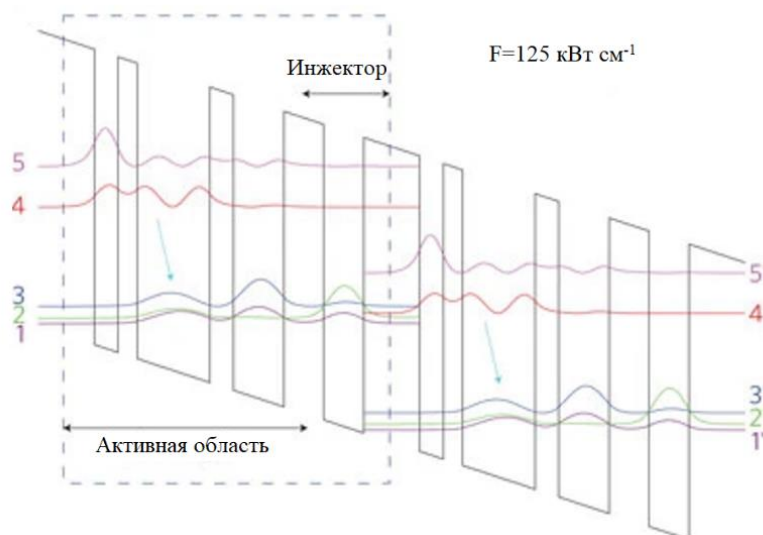


Рисунок 30 – Конструкция ККЛ с инжектором, состоящим из одной КЯ, 4 и 3 – верхний и нижний лазерные уровни, 2 – уровень инжектора [22]

Чтобы нивелировать эффект обратного термического заброса на нижний лазерный уровень и увеличить рабочую температуру ККЛ могут использоваться конфигурации энергетических диаграмм, в которых ниже

нижнего лазерного уровня расположены несколько энергетических уровней, участвующих в опустошении. Таким образом может быть реализовано двух- и трех- фоновое опустошение нижнего лазерного уровня. Также в качестве инжектора может выступать множество близко расположенных энергетических уровней, образующих минизону [23], как показано на рисунке 31 [23].

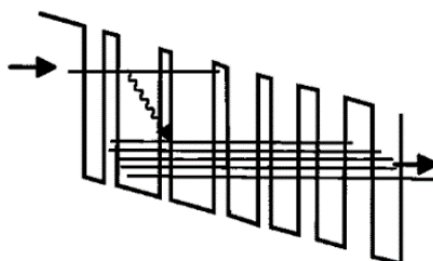


Рисунок 31 – Схема ККЛ со связанным в континуум опустошением [23]

Пример схемы с трех-фононным опустошением показан на рисунке 32 [24]. В этом случае в опустошении с излучением фотона задействованы четыре уровня инжектора (4', 3', 2', 1'), туннельно-связанные с четырьмя уровнями активной области (4, 3, 2, 1) соответственно. В результате такого расположения уровней производится эффективная экстракция электрона с уровней активной области посредством туннелирования на соответствующие уровни инжектора и затем на основной уровень инжектора g, через который в последующем осуществляется заброс электронов на верхний лазерный уровень следующего каскада.

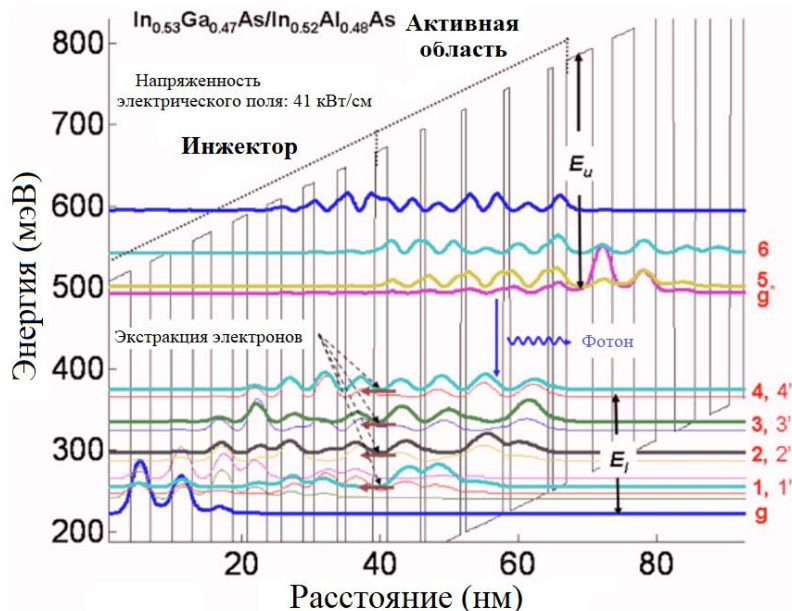


Рисунок 32 – Схема ККЛ с трех-фононным опустошением [24]

6.5 Проблема утечки носителей заряда

В отличие от эффекта обратного термического заброса, влияющего на населенность нижнего лазерного уровня, эффект утечки носителей заряда затрагивает верхний лазерный уровень. При высоких температурах электроны, находящиеся на верхнем лазерном уровне, могут приобрести достаточно энергии, чтобы перейти на вышележащие паразитные уровни, представляющие собой континуум. Конструкция с активной областью из двух КЯ [21], предотвращающая утечку электронов, изображена на рисунке 33. Чтобы уменьшить вероятность утечки электрона, расположение паразитного уровня 5 и верхнего лазерного уровня 4 разделяется как достаточно большой энергией $E_{54} \sim 90$ мэВ, так и расстоянием $d_{54} \sim 100$ Å.

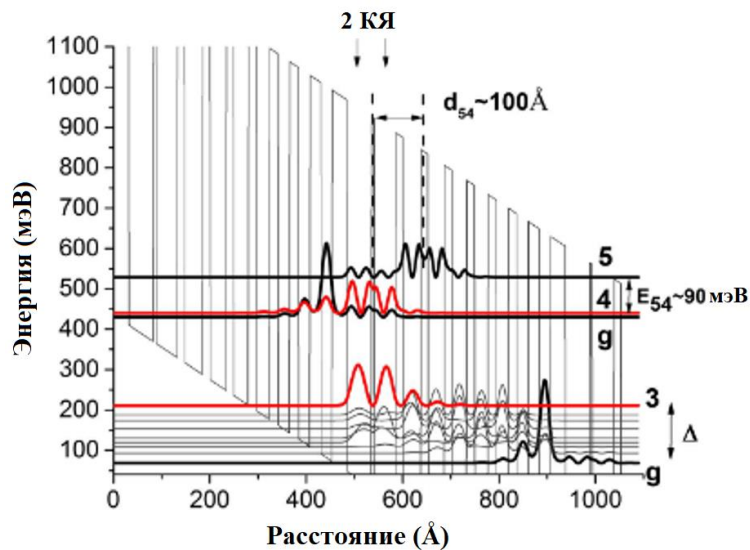


Рисунок 33 – Схема ККЛ с разделением уровней 5 и 4 [21]

Увеличение разницы в энергиях между уровнями 5 и 4 является затруднительным при использовании типичных схем с двойным и тройным фотонным резонансом. Это обусловлено тем, что требуется обеспечить, с одной стороны, разницу между нижними уровнями, соответствующими условиям резонанса, а с другой, необходимо сохранить определенное расстояние между лазерными уровнями. Так как все изменения параметров гетерослоев приводят к сдвигу энергетических уровней, то увеличение энергии E_{54} приводит к нарушению предыдущих условий. Решением проблемы может служить отход от резонансного опустошения лазерного уровня. В такой схеме, несмотря на отсутствие быстрого резонансного фононного опустошения, малое время жизни электрона на нижнем лазерном уровне сохраняется на уровне 0,2-0,3 пс за счет наличия нескольких доступных уровней для опустошения. Такая схема менее чувствительна к изменению толщин слоев, что позволяет оптимизировать расположения уровней для увеличения энергии перехода E_{54} с типичных величин для схем с двухфотонным резонансом 40-50 мэВ до 60-70 мэВ [25].

Другой подход к уменьшению утечки электронов состоит в увеличении высоты барьеров за счет использования упруго-напряженных псевдоморфных слоев. Также в конструкции может варьироваться высота барьеров и глубина КЯ путем использования более чем двух материалов для создания активной области. Так, при использовании включений слоев AlAs в барьеры AlGaAs и переменной концентрации индия в слоях InGaAs, возможно изменение расположения верхних уровней, не затрагивая остальные, схема такой конструкции представлена на рисунке 34. В этом случае было достигнуто значение энергии между верхним лазерным и вышележащим уровнем, составляющее ~ 100 мэВ, что позволило достичь КПД 31% в импульсном режиме в диапазоне длин волн 4,9 мкм [26], а также высокой характеристической температуры, составляющей $T_0=234$ К, $T_1=517$ К. Однако подобные многокомпонентные по составу гетероструктуры сложно реализовать на стандартных установках для эпитаксии, так как требуется использование большого числа источников материалов для поддержания различных составов слоев в случае метода МПЭ и большое число газовых линий в случае метода МОГФЭ.

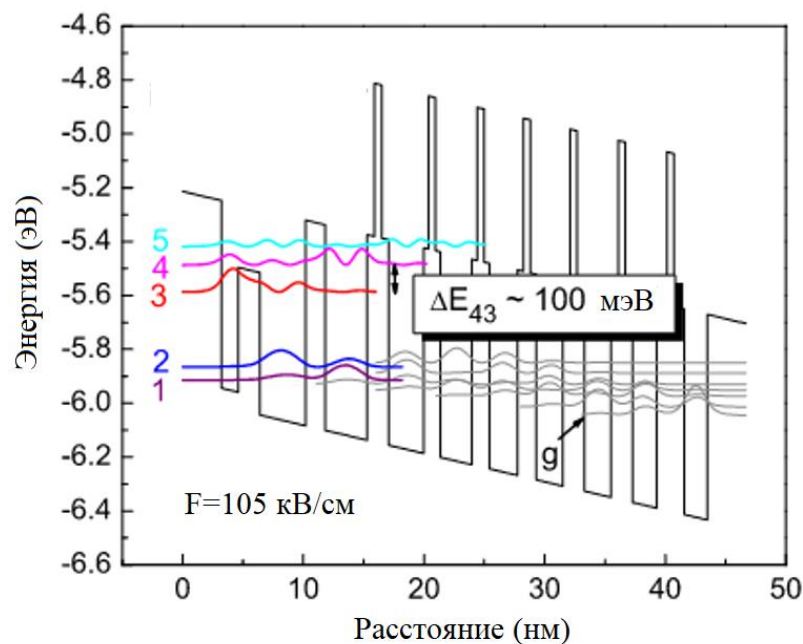


Рисунок 34 – Схема ККЛ со вставками AlAs в барьерах [27]

6.6 Эффективность ККЛ

Одной из основных целей при разработке ККЛ является достижение высокого КПД лазера. Увеличение КПД важно, так как, с одной стороны, это позволяет достигать более эффективного преобразования затрачиваемой энергии в оптическую мощность, а с другой, уменьшает долю энергии, преобразующуюся в тепло, что особенно важно при непрерывном режиме генерации.

Из рисунка 35 видно, что эффективность ККЛ в диапазоне длин волн менее 5 мкм значительно ниже эффективности ККЛ спектрального диапазона 5-6 мкм. Подобное снижение обусловлено увеличением рассеяния на гетеропереходах и неоднородностях состава и увеличением разрыва зон на гетерограницах, а также утечкой носителей заряда с верхнего лазерного уровня. Снижение эффективности ККЛ наблюдается и при длинах волн, превышающих 8 мкм. Причиной этому является увеличение поглощения излучения на свободных носителях заряда, которое растет пропорционально λ^2 и приводит к значительным потерям. Также увеличивается вероятность нерезонансных безызлучательных переходов в активной области. В ККЛ, излучающем в спектральном диапазоне 9,3 мкм, была достигнута выходная оптическая мощность излучения 2 Вт и КПД 10%, при этом были использованы толстые и слаболегированные обкладочные слои для уменьшения оптических потерь на свободных носителях заряда [28]. К тому же в конструкции гетероструктуры использовались напряженно-компенсированные слои для предотвращения утечки носителей заряда через уровень 5 в континуум.

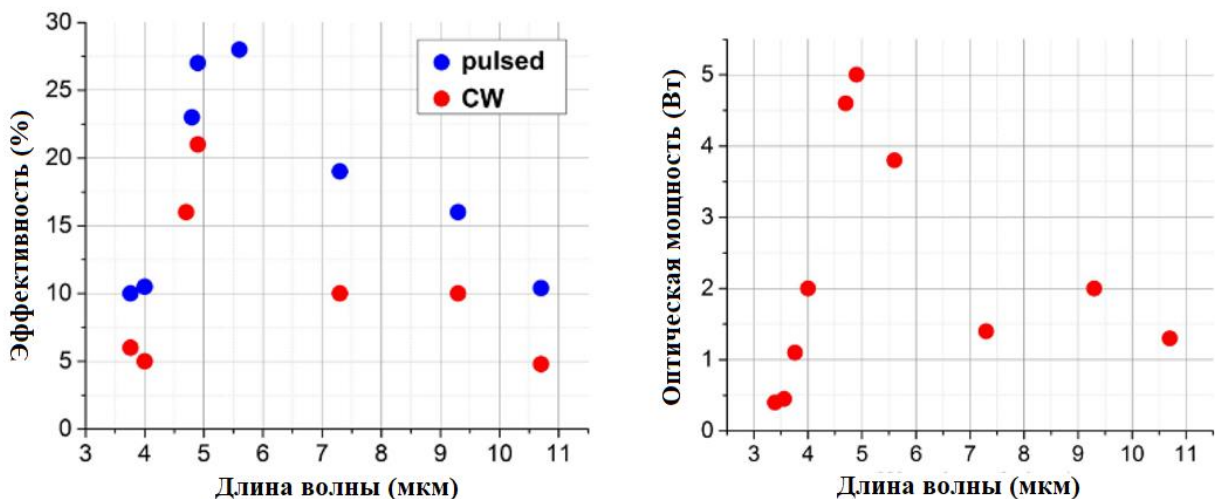


Рисунок 35 – Эффективность (слева) и оптическая мощность излучения в непрерывном режиме (справа) для ККЛ в диапазоне длин волн 3,5-10,7 мкм [21]

6.7 Волновод квантово-каскадного лазера

Учитывая довольно низкие значения КПД ККЛ при комнатной температуре, большая часть затрачиваемой для работы лазера энергии преобразуется в тепло. В связи с этим важным становится вопрос отвода тепла от активной области ККЛ.

Для формирования волновода ККЛ, на первый взгляд, выгодно использование InGaAs, так как данный материал обладает показателем преломления $\sim 3,5$, превышающим такой показатель для AlInAs ($\sim 3,2$) и InP ($\sim 3,1$) [21]. Однако InGaAs, являясь твердым раствором, характеризуется

значительно меньшей теплопроводностью, составляющей ~ 5 Вт/(м·К) по сравнению с InP, теплопроводность которого составляет ~ 70 Вт/(м·К). По этой причине зачастую в качестве обкладок в гетероструктурах ККЛ используют слои InP в целях увеличения теплопроводности конструкции и обеспечения лучших температурных характеристик. Для снижения поглощения на свободных носителях заряда прилегающие к активной области участки InP формируют слаболегированными. Ближе к металлическим контактам уровень легирования значительно увеличивают. В частности, такой подход используется для ограничения оптической моды в результате изменения показателя преломления при высоких уровнях легирования и, как следствие, уменьшения оптических потерь ТМ-поляризованного излучения при резонансе с фононной модой на границе метал-полупроводник.

Проблема отвода тепла в значительной степени ограничивает мощность ККЛ при непрерывном режиме генерации. В дополнение к тому, что активная область, состоящая из твердых растворов InGaAs и AlGaAs, обладает относительно низкой теплопроводностью, проблема теплоотвода усугубляется тем фактом, что состоящая из множества слоев гетероструктура ККЛ обладает малой теплопроводностью в направлении роста слоев.

Распространенным подходом к решению проблемы теплоотвода в мощных ККЛ является зарращивание полоска лазера полуизолирующим фосфидом индия. КПД такого лазера составил 41% при температуре 80 К в непрерывном режиме генерации, а выходная мощность достигла 5,6 Вт [29]. В данном методе после формирования полоска лазера путем травления канавок производится зарращивание конструкции полуизолирующим Fe:InP методом МОГФЭ. Подобный подход позволяет значительно уменьшить оптические потери и увеличить теплопроводность. После такого зарращивания обычно образуется неровная поверхность, приводящая к дополнительным оптическим потерям и сложности монтажа ККЛ эпитаксиальной поверхностью на теплоотвод. Поэтому могут использоваться либо неполное зарращивание канавок, при котором образуются воздушные зазоры при монтаже, либо перезаполнение канавок и дополнительная полировка для выравнивания поверхности, при которых достигается большая эффективность теплоотвода. Конструкция такой зарращенной структуры представлена на рисунке 36. В процессе использовалась маска из диоксида кремния для защиты поверхности кристалла в процессе полирования.

Несмотря на возможности достижения в ККЛ узкого спектра усиления, благодаря излучательным переходам между дискретными уровнями, в некоторых применениях может быть интересно достижение широкого спектра усиления, позволяющего перестраивать длину волны. Перестраивание длины волны излучения может производиться с

использованием распределенного брэгговского отражателя [30], внешним резонатором [31] или регулированием приложенного напряжения, обеспечивающего выравнивание энергетических уровней [32]. Достижение такого условия может производиться в схемах ККЛ, в которых лазерные уровни представляют собой множество связанных уровней, формирующих минизоны [33]. При таком подходе были показаны максимальный КПД 23% при комнатной температуре в импульсном режиме с широким, $\sim 430 \text{ см}^{-1}$, спектром усиления. Если в традиционных конструкциях ККЛ только один уровень инжектора проникает в АО и связан с верхним лазерным уровнем, то в данном случае три уровня инжектора распространяются на активную область и участвуют в генерации лазерного излучения. Благодаря осуществлению излучательных переходов с множества слегка разнесенных по энергиям уровней уширяется спектр усиления. При этом нижний лазерный уровень также может состоять из нескольких состояний, приводящих к еще большему усилению.

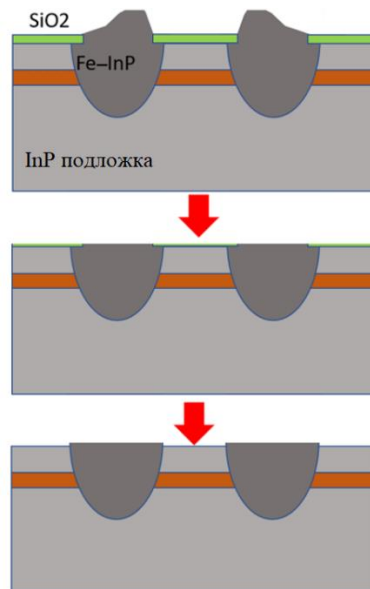


Рисунок 36 – Формирование заращенной структуры с планаризацией поверхности [29]

6.8 Одночастотные ККЛ

Одночастотный режим генерации ККЛ востребован во многих областях науки и техники, например, таких как детектирование газов. Классические конструкции резонатора Фабри-Перо не позволяют достичь узкополосного спектра излучения, так как коэффициент отражения от граней кристалла не зависит от длины волны излучения. Достижение одночастотного лазерного излучения возможно, например, при формировании распределенной обратной связи (РОС), методом травления канавок в волноводе на одном из концов полоска, как представлено на

рисунке 37. В такой конструкции период решетки определяет центральную длину волны излучения лазера. Однако при этом уменьшается выходная оптическая мощность излучения. Оптимальное соотношение ширины спектральной линии и выходной оптической мощности достигается при регулировании глубины травления промежутков [34].

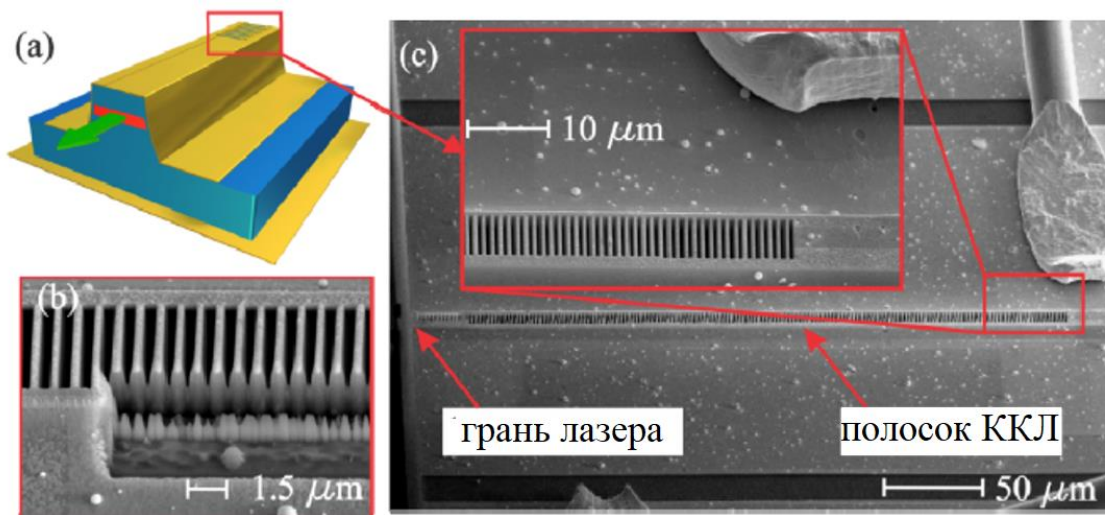


Рисунок 37 – Схема ККЛ с распределенной обратной связью (а) и изображения периодической структуры, формирующей распределенную обратную связь, полученные методом сканирующего электронного микроскопа [34]

Однако достижение одночастотного излучения методом формирования дифракционной решетки или внешнего резонатора требует задействования дополнительных технологических процессов, таких как электронная литография, что приводит к удорожанию стоимости производства таких лазеров относительно конструкции Фабри-Перо. Альтернативной конструкцией, позволяющей достичь одночастотное излучение без использования дополнительных дорогостоящих процессов, является формирование резонатора арочного типа [35]. В такой конструкции, представленной на рисунке 38, радиус полукольцевого участка формируется гораздо меньшим, чем длина линейных участков. В результате этого расстояние между модами «шепчущей галереи» в полукольцевом участке оказывается значительно большим, чем между модами резонаторов Фабри-Перо, которые образуются в линейных участках волноводов. Таким образом, возможно достижение генерации лазерного излучения на частоте одной из мод, определяемой полукольцевым участком, совпадающей с частотой моды, определяемой линейным участком [36].

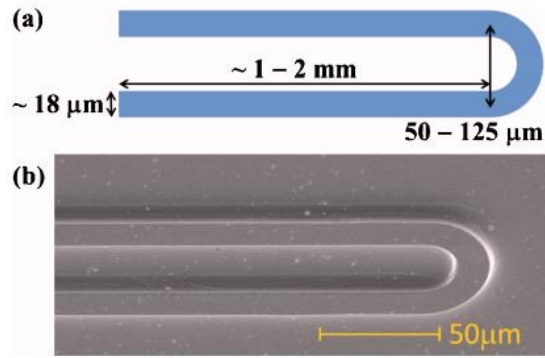


Рисунок 38 – Схема конструкции арочного ККЛ (а) и изображение СЭМ такого лазера (b) [35]

Возможна реализация ККЛ с поверхностным выводом излучения. Излучение ККЛ в силу правил отбора разрешенных излучательных переходов характеризуется ТМ поляризацией. Поэтому создание на основе ККЛ гетероструктур поверхностно-излучающего лазера конструкции ВИЛ не осуществимо. Однако может использоваться поверхностная дифракционная решетка второго порядка [37]. В такой конструкции дифракционная решетка формируется на поверхности резонатора ККЛ. Выгодно использование кольцевого резонатора, так как в этом случае формируется симметричное распределение интенсивности в дальнем поле излучения с максимумом в центре, в отличие от полосковой конструкции лазера, при которой распределение интенсивности ассиметрично [38]. Также конструкция ККЛ позволяет совмещение в одном устройстве лазера, выполненного в кольцевой конструкции, и фотодетектора, фоточувствительная область которого расположена во внутренней части устройства [39], как показано на рисунке 39. Такая конструкция может быть использована для создания компактного и относительно дешевого в производстве детектора газов.

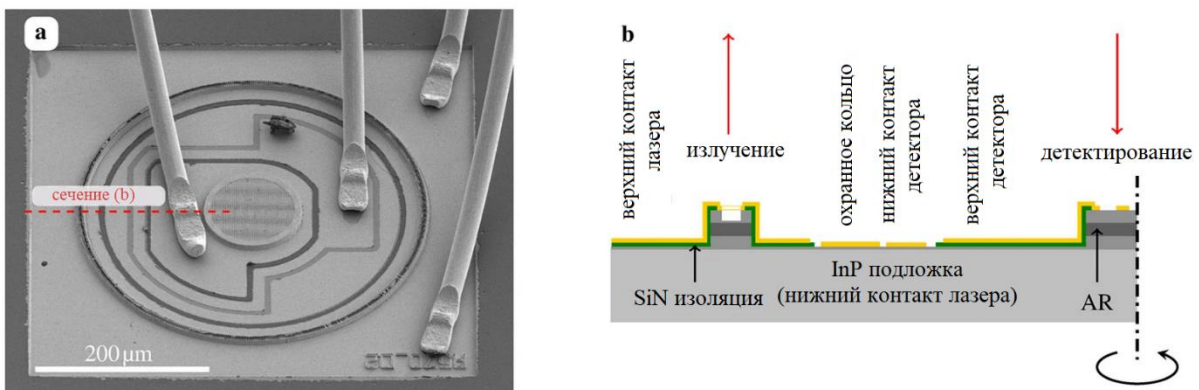


Рисунок 39 – Конструкция ККЛ с кольцевым резонатором и совмещенным с фотодетектором, СЭМ изображение (а) и схема устройства в поперечном разрезе (b) [39]

6.9 Квантово-каскадные лазеры дальнего ИК диапазона

Диапазон дальнего ИК излучения, также именуемый терагерцовым диапазоном, находится от 0,1 до 10 ТГц, или от 30 до 3000 мкм. Возможна генерация лазерного излучения ТГц диапазона на разностной частоте. Для этого могут использоваться частотные гребенки. В таком случае используются гетероструктуры на основе InP, разработанные для излучения в среднем ИК диапазоне. При формировании дифракционной решетки, с отклонением от условий, при которых реализуется одночастотный режим генерации, возможна генерация на двух длинах волн. В результате образуется сигнал на разностной частоте в терагерцовом диапазоне [40], как это изображено на рисунке 40.

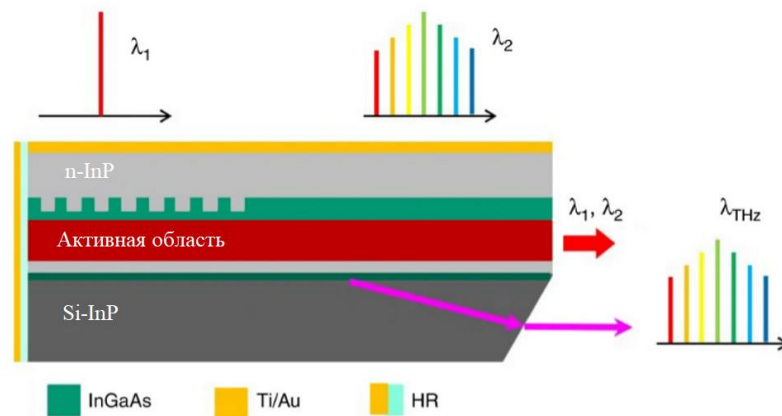


Рисунок 40 – Схема ККЛ с частотной гребенкой, излучающего в ТГц диапазоне [40]

Генерация лазерного излучения в ККЛ с использованием межподзонных переходов позволяет достигать ТГц излучения при использовании конструкций, обеспечивающих малые энергии излучательных переходов. Реализация таких лазеров возможна как на подложках InP, так и на подложках GaAs [41]. На данный момент наиболее распространенными являются гетероструктуры на основе GaAs/AlGaAs, выращенные методом МПЭ с содержанием алюминия 0,05-0,25. Тем не менее существуют и ККЛ ТГц диапазона на подложках InP. В ТГц диапазоне важно достижение большого разрыва зон проводимости и малой эффективной массы электронов.

Вопросы для самоконтроля (Глава 6):

1. Чем принцип генерации лазерного излучения в квантово-каскадных лазерах отличается от традиционных полупроводниковых лазеров?
2. Объясните устройство и принцип работы активной области квантово-каскадного лазера.
3. Что такое обратный термический заброс?

4. Какие методы позволяют сделать квантово-каскадные лазеры одночастотными?

7 Вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ)

7.1 Конструкция ВИЛ

При рассмотрении ВИЛ в зависимости от спектрального диапазона излучения можно выделить две наиболее распространенные группы. Первые – это ВИЛ, излучающие в диапазоне 830-1100 нм, представленные исключительно лазерами на основе гетероструктур, полученных на подложках GaAs. Типичными длинами волны таких лазеров являются 850 нм и 950 нм. Наибольшее распространение такие ВИЛ получили в высокоскоростных системах передачи данных на короткие расстояния. Вторая группа – ВИЛ, излучающие на длинах волн 1,3 мкм и 1,55 мкм, применяемые главным образом для оптоволоконной связи на расстояниях, превышающих 1 км. Гетероструктуры таких ВИЛ могут быть выращены и на подложках GaAs или InP. Отдельно следует упомянуть ВИЛ спектрального диапазона 2,7-4,0 мкм, изготавливаемые на подложках GaSb [42,43]. Основным применением таких лазеров является абсорбционная спектроскопия таких газов, как CH₄, HCN, H₂O, HCl, N₂O, CO, и CO₂, которые имеют интенсивные пики поглощения в этом спектральном диапазоне. Также выделяются ВИЛ на подложках GaN, излучающие в спектральном диапазоне 360-450 нм [44].

Впервые идея вертикально-излучающего лазера была предложена в 1977 году [45]. В отличие от традиционных полосковых лазеров, в ВИЛ резонатор формируется в направлении, перпендикулярным эпитаксиальным слоям. В конструкции ВИЛ зеркала выполнены в виде распределенных брэгговских отражателей (РБО), представляющих собой множество слоев с различающимися коэффициентами преломления.

Достоинством конструкции ВИЛ является возможность реализации одномодового излучения с симметричным профилем пучка и малой угловой расходимостью излучения. При использовании полоскового лазера даже с малой шириной латерального волновода в продольном направлении происходит генерация на множестве оптических мод. Таким образом, для обеспечения одномодового режима генерации требуется формирование структуры с распределенной обратной связью, обеспечивающей селекцию одной моды. В случае ВИЛ толщина резонатора делается порядка длины волны излучения, такая особенность способствует формированию одномодового излучения в плоскости резонатора. Малая длина резонаторов ВИЛ позволяет достичь узкополосного излучения на требуемой длине волны и обеспечить возможность перестройки длины волны в широком (5-10 нм) спектральном диапазоне.

Также конструкция ВИЛ позволяет достичь малого энергопотребления. Лазеры полосковой конструкции требуют достаточно высокой электрической мощности по причине относительно большого объема резонатора. Малый объем полости резонатора позволяет достигать малых пороговых токов.

Преимуществом ВИЛ с точки зрения технологии производства является возможность характеристики свойств лазера на пластине, до разделения на кристаллы, что уменьшает стоимость производства устройств.

7.2 Длинноволновые ВИЛ

Основной трудностью в реализации энергоэффективных ВИЛ спектрального диапазона 1300-1550 нм был выбор материалов для формирования активной области и РБО. Так, стандартным решением для формирования активной области полосковых лазеров данного спектрального диапазона было использование составов InGaAsP и InGaAlAs, выращиваемых на подложках InP. В то же время, для формирования РБО требовались материалы с высоким различием коэффициента преломления, обладающие достаточно высокой теплопроводностью и малым коэффициентом поглощения. С учетом представленных требований в качестве РБО выгодно использование гетероструктур AlGaAs/GaAs. Однако, в связи с различием постоянных кристаллических решеток, формирование монокристаллических, выполненных в одном ростовом процессе, гетероструктур является затруднительным.

Можно выделить три основных подхода к формированию конструкции длинноволнового ВИЛ, изображенных на рисунке 41. В первом случае (рисунок 41 а) используется монокристаллическая конструкция, состоящая из слоев InAlGaAs/InAlAs на подложке InP [46]. Вывод излучения обеспечивается через подложку. Апертура лазера выполняется в виде туннельного перехода с использованием селективного травления слоя активной области, в результате которого формируются воздушные зазоры, окружающие активную область. Такая конструкция не позволяет обеспечить хороший отвод тепла от активной области, так как РБО на основе InAlGaAs обладают малой теплопроводностью, а в латеральном направлении этому препятствует наличие воздушных зазоров. В связи с этим достигаемая выходная оптическая мощность таких устройств находится в диапазоне 1-2 мВт [47], а скорость передачи данных ограничивается 10 Гбит/с [48].

Альтернативой может служить гибридный подход к формированию РБО. Конструкция такого ВИЛ изображена на рисунке 41 б. В этом случае РБО формируется напылением слоев диэлектрика. Преимуществом использования диэлектрических зеркал является возможность использования материалов с большей разницей коэффициента преломления

по сравнению с полупроводниковым материалом, что позволяет уменьшить количество слоев РБО, требуемое для достижения высокого коэффициента отражения. Однако существенным недостатком является малая теплопроводность таких РБО. Недостаток теплопроводности компенсируется установкой конструкции на массивный теплопровод из золота, через который также осуществляется токовая инжекция. Подобная конструкция ВИЛ позволяет обеспечить лучший отвод тепла от активной области.

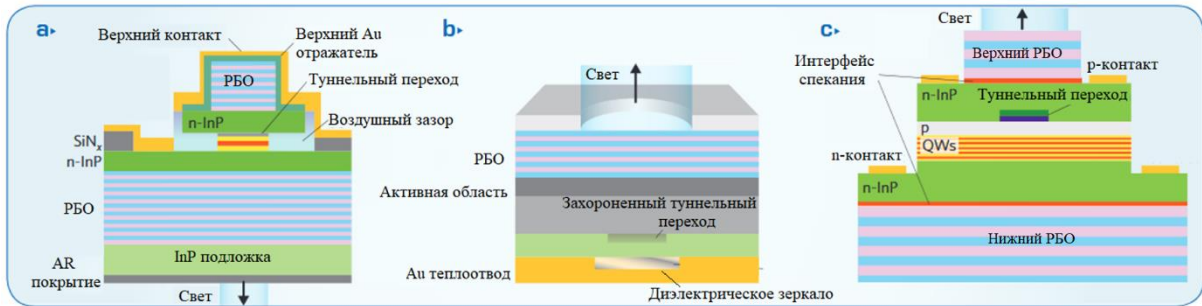


Рисунок 41 – Основные типы конструкции длинноволновых ВИЛ [49]

Вместе с этим, особенностью такой конструкции является формирование захороненного туннельного перехода, служащего для токового ограничения, конструкция которого представлена на рисунке 42. Захороненный туннельный переход может формироваться при селективном травлении сильнолегированных слоев n^+ -InGaAs и верхней части слоев p^+ -InGa(Al)As, после которого сформированный туннельный переход зарастивается умеренно легированным слоем n-InP [50]. В результате высокого легирования p^+n^+ переход характеризуется малым омическим сопротивлением. ВИЛ с конструкцией с двумя диэлектрическими зеркалами демонстрируют мощность, достигающую 8 мВт [51]. Скорость передачи информации ВИЛ такой конструкции является достаточно высокой и может существенно превышать 10 Гбит/с.

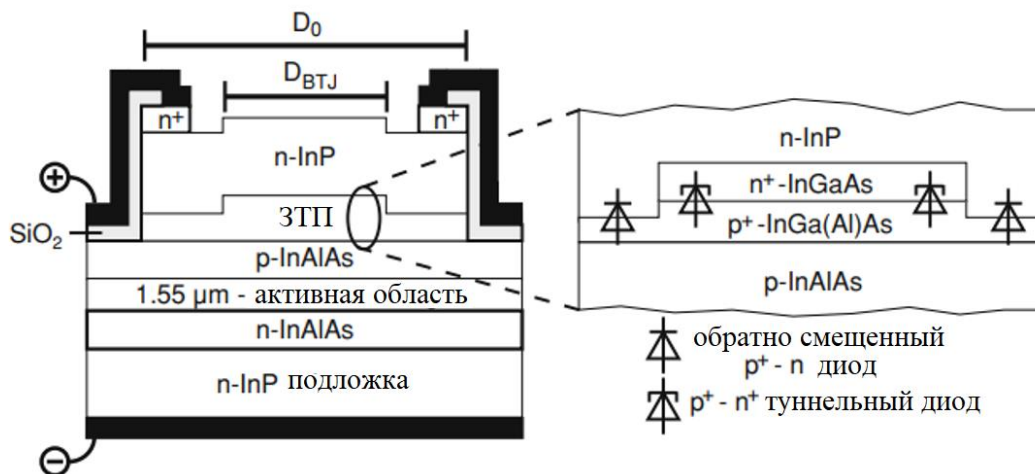


Рисунок 42 – Конструкция захороненного туннельного перехода [50]

Сравнимые результаты, в том числе одномодовая оптическая мощность излучения в диапазоне 6-8 мВт, а также высокая скорость передачи данных свыше 10 Гбит/с, достижимы при использовании технологии спекания полупроводниковых пластин. В третьем варианте конструкции длинноволнового ВИЛ, изображенном на рисунке рисунке 41 с, гетероструктура активной области на основе InAlGaAs/InP с захороненным туннельным переходом спекается с гетероструктурами РБО на основе AlGaAs/GaAs.

Представленные выше конструкции ВИЛ с использованием диэлектрических зеркал и технологии спекания пластин демонстрируют высокие показатели выходной оптической мощности в сочетании с высокой скоростью передачи данных, однако требуют при производстве множества сложных технологических процессов. Поэтому также принимались попытки реализации монолитных конструкций ВИЛ на подложках GaAs с высокоотражающими РБО. Решеточно-согласованные с подложкой GaAs полупроводниковые материалы не позволяют достичь длины волны излучения в диапазоне 1300-1550 нм. Поэтому для сдвига длины волны излучения до 1300 нм рассматривалось использование упруго-напряженных КЯ, а также КТ. При использовании КТ InAs/InGaAs был продемонстрирован ВИЛ с мощностью излучения ~2 мВт в спектральном диапазоне около 1300 нм [52].

При использовании КЯ InGaAs с использованием монолитной конструкции ВИЛ были достигнуты значения выходной мощности больше 1,2 мВ при скорости передачи данных свыше 10 Гбит/с[53]. Однако выращивание InGaAs КЯ затрудняется подверженностью четверного состава декомпозиции на InGaN и InGaAs области. Также высокая доля атомов N приводит к увеличению напряженности слоя и образованию дефектов. В результате для создания надежных ВИЛ доля атомов азота в КЯ не должна превышать 1% при концентрации индия 30% [47]. При таком составе максимальная длина волны ограничена диапазоном 1270-1280 нм. Преодоление этого ограничения возможно при добавлении в состав КЯ атомов сурьмы. Таким образом, были продемонстрированы ВИЛ на основе КЯ InGaAsSb с оптической мощностью 0,6 мВт и скоростью передачи данных 12 Гбит/с[54]. Использование такого состава позволило достичь лазерной генерации в непрерывном режиме на длине волны 1490 нм, однако мощность излучения в этом случае не превысила 0,3 мВт[55].

За счет характерных достоинств ВИЛ спектрального диапазона 1300-1550 нм, включающих малое энергопотребление и высокое быстродействие, такие лазеры могут успешно использоваться в оптоволоконных системах передачи информации. Также применением ВИЛ может служить абсорбционная спектоскопия газов, чьи полосы поглощения лежат в этом длин волн. В этом применении ВИЛ выгодно отличается

благодаря возможности одночастотной генерации, а также возможности перестройки длины волны излучения.

7.3 Технология производства ВИЛ методом спекания пластин

Процесс спекания полупроводниковых пластин на основе GaAs и InP производится в результате совмещения пластин спекаемой поверхностью друг к другу под значительным давлением, способствующим соединению пластин силами Ван-дер-Ваальса, и при высокой температуре, при которой происходят химические реакции и рекристаллизация [56].

Качество спекания пластин во многом зависит от предварительной подготовки спекаемой поверхности, в процессе которой происходит удаление загрязнений и окислов, а также химическая активация поверхности для возникновения межфазной связи. Также необходимой подготовительной операцией является формирование канавок по площади пластин [57]. Такие канавки служат для вывода из области спекания пластин жидкости и газов, которые либо образуются в результате десорбции с поверхности при повышенной температуре, либо дополнительно обуславливаются наличием жидкой среды, в которой производится спекание. Несоблюдение подготовительных операций может приводить к образованию пустот между пластинами. Для качественного спекания важно соблюдение оптимальных времени спекания, давления, температуры, а также скорости охлаждения пластин, при несоблюдении которой пластины могут разрушиться из-за несовпадения коэффициентов температурного расширения.

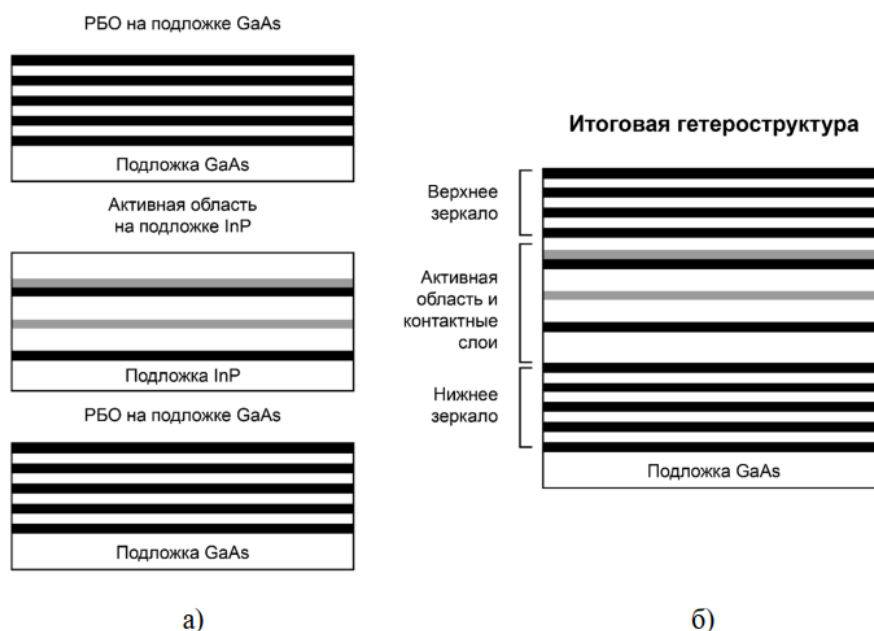


Рисунок 43 – Изготовление гетероструктуры ВИЛ методом спекания пластин: а) исходные гетроструктуры, б) спеченная гетероструктура [57]

Схематически процесс спекания изображен на рисунке 43. При производстве гетероструктур ВИЛ после проведения подготовительных операций поверхностей пластин, производят спекание гетероструктур верхнего РБО на подложке GaAs и активной области на подложке InP. После этого производится удаление подложки InP. Следующим этапом производится подготовка поверхностей и спекание полученной гетероструктуры с нижним РБО. В завершение последовательно утоняется, а затем удаляется утоненная подложка GaAs с гетероструктуры верхнего РБО.

После процесса спекания для формирования конструкции, приведенной на рисунке 44, требуется травление нескольких мез. Первая меза травится в верхнем РБО до вскрытия верхнего внутрирезонаторного контактного слоя. Вторая меза травится в оптическом резонаторе ВИЛ для вскрытия нижнего внутрирезонаторного контактного слоя и выполняется в два этапа с формированием ступенчатой формы. Третья, изолирующая меза, травится вплоть до вскрытия нижнего РБО, после чего производится осаждение изолирующего слоя диэлектрика. Следующим этапом является формирование окон в слое диэлектрика до внутрирезонаторных контактных слоев и нанесение металлизации контактов. Завершающими операциями являются утонение подложки GaAs и разделение пластины на отдельные кристаллы.

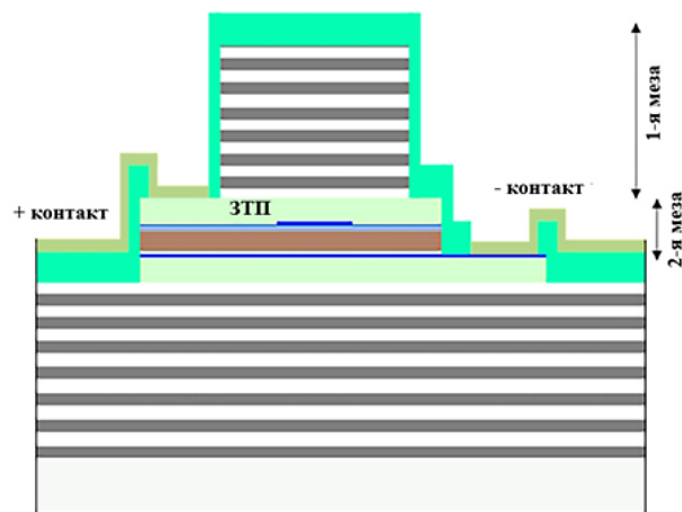


Рисунок 44 – Конструкция ВИЛ, изготовленная методом спекания пластин

Вопросы для самоконтроля (Глава 7):

1. Чем отличается конструкция вертикально-излучающих лазеров от традиционных полосковых лазеров?
2. Какие преимущества дает конструкция вертикально-излучающих лазеров по сравнению с полосковыми лазерами?
3. Объясните, как технология спекания пластин позволяет реализовать эффективные вертикально-излучающие лазеры.

8 Метаморфные полупроводниковые лазеры

8.1 Особенности роста метаморфных гетероструктур

Вместе с псевдоморфным методом формирования гетероструктур, расширение доступного спектрального диапазона излучения лазеров может быть реализовано при метаморфном росте. Метаморфный режим роста производится при превышении критической толщины псевдоморфного слоя, при котором полупроводниковый слой уже не является упруго-напряженным. Однако проблемой в реализации метаморфных лазеров является высокая дефектность слоя, вызванная тем, что дислокации, формируемые вблизи интерфейса между подложкой и эпитаксиальным слоем, при превышении критической толщины псевдоморфного слоя могут прорасти в вышележащие эпитаксиальные слои.

Так как прорастающие дислокации являются центрами безызлучательной рекомбинации, то в целях предотвращения деградации параметров лазера следует исключить их прорастание в активные слои гетероструктуры. Поэтому в конструкции метаморфной гетероструктуры лазера используется буферный слой, предназначенный для предотвращения проникания дислокаций в последующие слои. Конструкция буферного слоя может включать в себя слои отличного состава или сверхрешетки, создаваемые поля напряжений которых вызывают загиб направления распространения дислокаций в плоскость эпитаксиального роста.

Помимо конструкции буферного слоя, на образование дислокаций влияют также и ростовые условия во время эпитаксии. Так, для уменьшения плотности проникающих дислокаций может использоваться понижение температуры выращивания полупроводникового слоя. Метод термоциклирования, в процессе которого перед выращиванием эпитаксиальных слоев активной области метаморфная гетероструктура подвергается охлаждению до температур 20-30 °С, и последующему нагреву до 400-500 °С, позволяет предотвратить образование дополнительных кристаллических дефектов, которые могут образоваться при охлаждении гетероструктуры из-за различных коэффициентов температурного расширения слоев.

8.2 Метод уменьшения плотности проникающих дислокаций (МУПД)

Свою эффективность показал специальный метод уменьшения плотности проникающих дислокаций в метаморфном буфере за счет высокотемпературного отжига [57]. В этом методе при росте гетероструктуры на подложке GaAs изначально выращивается слой $In_xGa_{1-x}As$ толщиной 500-1000 нм. Так как выращиваемый материал не является решеточно-согласованным с подложкой, то это приводит к формированию большого количества дислокаций. Поверх дефектного слоя

выращивается слой $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ толщиной 10-20 нм с увеличенным содержанием мольной доли In. Повышенное содержание индия и малая толщина слоя приводит к псевдоморфному механизму роста, в результате которого наследуется постоянная решетки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Однако проникающие дислокации приводят к образованию пластически деформированных областей в этом слое с постоянной решетки, характерной для $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Следующим этапом производится рост тонкого, 1 нм, слоя AlAs. Так как постоянная решетки AlAs более близка к таковой для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, то осаждение материала производится преимущественно на недеформированные дислокациями области $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Материал AlAs обладает более высокой температурной стабильностью по сравнению с InGaAs, слои которого формируются при типичных температурах 400- 500 °С. Поэтому при термическом отжиге с температурой 600-700 °С, не прикрытые AlAs деформированные участки InGaAs удаляются с образованием ям наноразмерного масштаба. В результате, как видно из рисунка 45, осаждаемый в последующем слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ обладает значительно меньшей плотностью дислокаций по сравнению с изначальным.

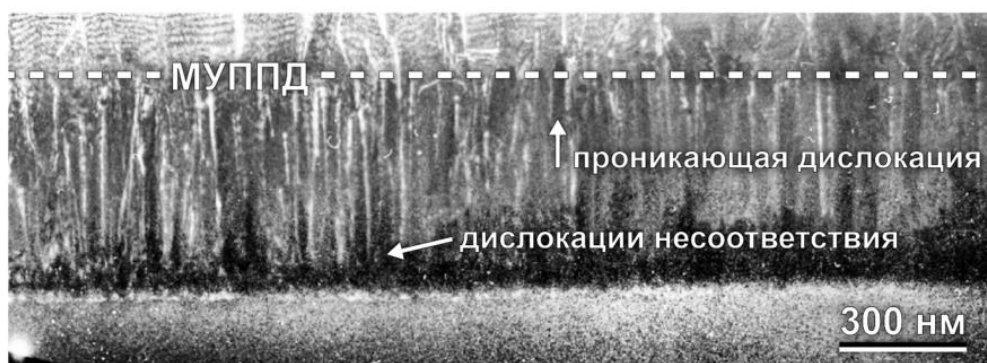


Рисунок 45 – Полученное методом ПЭМ поперечное сечение метаморфного буфера с применением метода уменьшения плотности поверхностных дислокаций

8.3 Полупроводниковые лазеры с метаморфным буфером

Использование метода МПЭ на подложках GaAs позволило получить метаморфные гетероструктуры с квантовыми ямами InGaAs, имеющие плотность проникающих дислокаций в активной области менее 10^7 см^{-2} . В результате были созданы полосковые лазеры, созданные из гетероструктур с квантовыми точками InAs/InGaAs, на метаморфных слоях (In,Ga,Al)As, которые показали высокую оптическую мощность излучения как при импульсной ($\sim 7\text{W}$), так и при непрерывной ($> 200 \text{ мВт}$) токовой накачке, а также продемонстрировали более 200 часов работы без деградации выходной оптической мощности при температуре теплоотвода 20 °С [57].

Вопросы для самоконтроля (Глава 8):

1. Что такое метаморфный рост и чем он отличается от псевдоморфного?
2. Какие проблемы возникают при метаморфном росте гетероструктур и как их можно решить?
3. Объясните принцип работы метода уменьшения плотности проникающих дислокаций.

9 Лазеры с расширенным волноводом

9.1 Механизмы тепловой деградации мощных лазеров

Мощными полупроводниковыми лазерами принято называть лазеры, работающие в непрерывном или квазинепрерывном режиме с выходной мощностью излучения от десятков мВт с 1 мкм ширины полоска. Основной областью применения такого типа устройств является оптическая накачка активных сред твердотельных лазеров и волоконных усилителей. Также распространено использование мощных полупроводниковых лазеров в системах удвоения частоты, в лазерной хирургии, промышленной сварке и резке материалов, проекционном телевидении.

Основными механизмами, ограничивающими достижение высокой выходной мощности лазера, являются саморазогрев активной области и катастрофическое разрушение зеркал при высокой плотности оптической мощности. Кроме того, возможны эффекты перехода в многомодовый режим генерации и генерация через возбужденные состояния с более короткой длины волны, ограничивающие максимальную мощность в областях применения, где требуется одномодовое или одночастотное излучение.

Саморазогрев активной области происходит вследствие преобразования части подводимой электрической мощности в джоулево тепло. В результате саморазогрева лазера возникает тепловой загиб ватт-амперной характеристики (ВАХ) лазера, при котором выходная оптическая мощность излучения перестает расти при повышении тока накачки, как показано на рисунке 46. Особенно проблема саморазогрева выражена для лазеров с малым КПД. Уменьшение влияния данного ограничивающего фактора на максимальную выходную оптическую мощность может быть осуществлено при снижении теплового сопротивления конструкции лазера. В свою очередь, уменьшение теплового сопротивления в общем случае достигается увеличением теплопроводности слоев между активной областью и теплоотводом, а также увеличением площади кристалла.

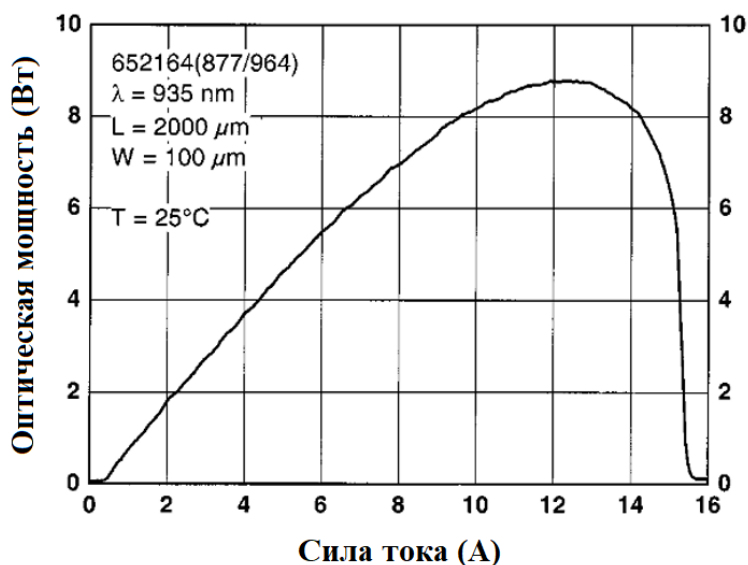


Рисунок 46 – Тепловой загиб ватт-амперной характеристики [58]

Катастрофическое оптическое разрушение зеркал, в отличие от теплового загиба, более характерно для лазеров с высоким КПД и приводит к стремительному спаду выходной оптической мощности за временной отрезок наносекундного масштаба [59], как показано на рисунке 47.

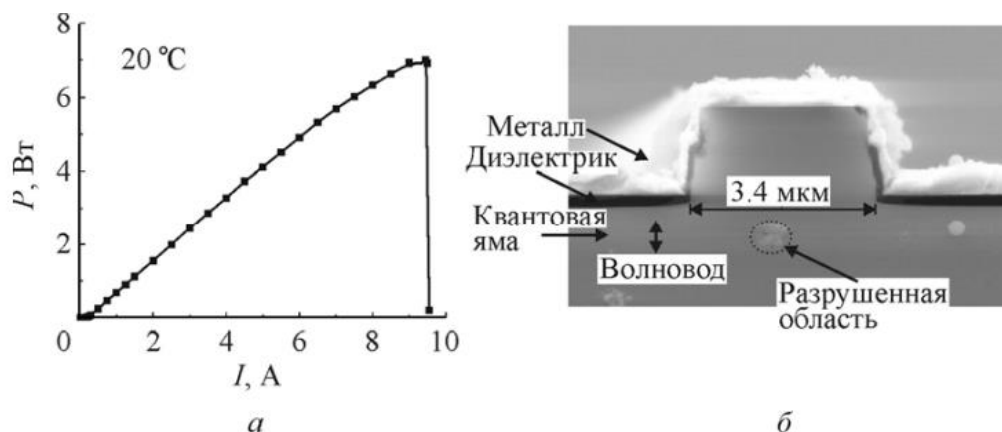


Рисунок 47 – Ватт-амперная характеристика (а) и микрофотография торца (б) лазера с выходной оптической мощностью, ограниченной катастрофическим разрушением зеркал [3]

Воздействию эффекта подвержена тонкая область активной области, прилегающая к выходному зеркалу лазера. Изначальное небольшое увеличение температуры выше определенного уровня при работе лазера приводит к увеличению поглощения в этой области, из этого, в свою очередь, следует еще большее увеличение температуры. Такое взаимное влияние нагрева и увеличения поглощения обуславливает скоротечность этого типа деградации. Можно выделить внутренние и внешние причины возникновения катастрофического разрушения зеркал. Внутренние могут быть обусловлены небольшим увеличением температуры зеркала при

поверхностной безызлучательной рекомбинации, а увеличение поглощения может быть вызвано уменьшением ширины запрещенной зоны при росте температуры. Внешними источниками возникновения эффекта, например, могут быть различные дефекты поверхности зеркала.

Пороговая плотность оптической мощности при разрушении зеркала главным образом определяется материалом активной области лазера. Так, при использовании AlGaAs это значение лежит в диапазоне 5-10 МВт/см², а для GaAs составляет ~20 МВт/см².

Для предотвращения катастрофической деградации зеркал могут использоваться защитные или пассивирующие покрытия зеркал, в качестве которых обычно используется напыление диэлектрических пленок. Также в дополнение может использоваться формирование на торце лазера слоя из широкозонного полупроводника, который является прозрачным для излучения, за счет этого снижается поглощение света вблизи грани. Конструкция такого лазера представлена на рисунке 48. Также этот слой предотвращает протекание тока вблизи грани лазера, что подавляет поверхностную безызлучательную рекомбинацию. Альтернативным методом достижения прозрачности вблизи грани лазера является применение термо-, фото- или примесно-индуцированного перемешивания твердых растворов. Так, например, в месте скалывания грани кристалла может использоваться диффузия цинка, приводящая к изменению химического профиля материала, образующего активную область, и, как результат, ширина запрещенной зоны в этой области увеличивается. Во избежание катастрофической деградации зеркал могут использоваться конструкции лазера с расширенным волноводом. При использовании расширенного волновода с увеличением поперечных размеров оптической моды уменьшается плотность оптической мощности на зеркале.

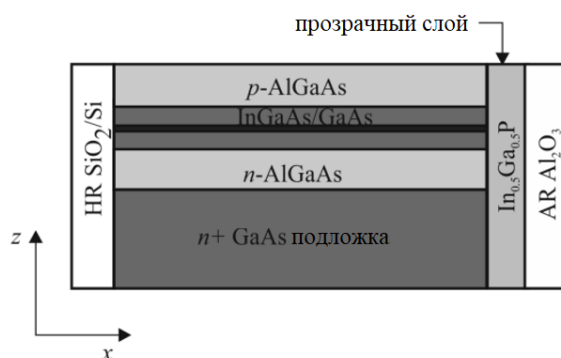


Рисунок 48 – Изображение лазера с непоглощающим подслоем InGaP [3]

9.2 Конструкции мощных лазеров

Как следует из рассмотренных ранее механизмов, ограничивающих максимальную выходную оптическую мощность лазера, для достижения высокой мощности излучения предпочтительно использовать лазеры с расширенным волноводом. Кроме того, следует добиться уменьшения

внутренних потерь лазера. Для достижения этого может использоваться увеличение толщины волновода. Однако за увеличением толщины волновода следует возникновение оптических поперечных мод высших порядков, которые могут значительно проникать в высоколегированные обкладочные слои гетероструктуры, что приводит к их поглощению и росту внутренних потерь.

Подавление генерации мод высших порядков может быть реализовано в гетероструктурах с асимметрично расширенным волноводом [60]. В такой конструкции активная область в виде КЯ сдвинута относительно центра волновода, как показано на рисунке 49. В симметричной гетероструктуре фактор оптического ограничения для моды высшего m -порядка Γ_{QWm} слабо отличается от фактора оптического ограничения для фундаментальной моды Γ_{QW0} , в связи с этим пороговые условия генерации мод высокого порядка также слабо различаются. Однако при сдвиге положения КЯ в волноводе относительно центра значения факторов оптического ограничения для фундаментальной моды и моды высшего порядка изменяется неодинаково. Таким образом, при сдвиге можно достичь оптимального положения КЯ, при котором соотношение $\Gamma_{QW0}/\Gamma_{QWm}$ будет достаточно высоким и не будут выполняться пороговые условия лазерной генерации для мод высокого порядка. В результате возможно расширение толщины волновода до 4 мкм и более. В конструкции лазера с асимметрично расширенным волноводом из GaAs толщиной 1,7 мкм и обкладками из высоколегированных эмиттерных слоев AlGaAs сдвиг положения InGaAs КЯ на 0,2 мкм относительно центра волновода позволил достичь соотношения $\Gamma_{QW0}/\Gamma_{QWm} \sim 3$ и малых ($0,34 \text{ см}^{-1}$) внутренних оптических потерь[61]. Это позволило реализовать лазер с КПД 74% и выходной мощностью 16 Вт при непрерывном режиме генерации на длине волны 1060 нм. Ширина полоскового контакта составляла 100 мкм, а длина полоска 2-3 мм. Поперечная расходимость излучения такого лазера составила $\Theta_{\perp} = 30^{\circ}$.

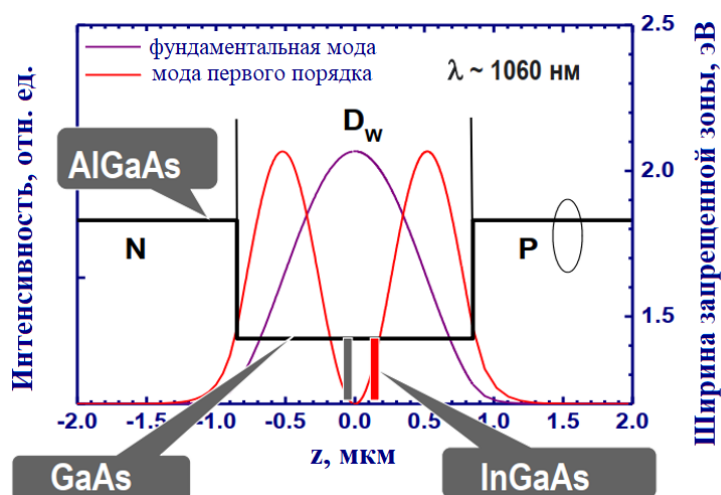


Рисунок 49 – Конструкция асимметричного волновода лазера

Большой угол расходимости излучения в поперечной эпитаксиальным слоям плоскости, вызванный дифракцией излучения ввиду относительно малой толщины волновода, затрудняет точное фокусирование излучения, требуемое для различных применений. Для решения этой проблемы может использоваться периодическая структура с модуляцией показателя преломления вдоль направления эпитаксиального роста [62]. В такой конструкции может быть введено нарушение периодичности модуляции показателя преломления «дефектом», определяющим локализацию фундаментальной моды в области дефекта. Примером такой конструкции может служить гетероструктура, изображенная на рисунке 50, с 13 периодами чередующихся слоев GaAs с высоким показателем преломления и AlGaAs с более низким показателем преломления. Толщина слоя GaAs с высоким показателем преломления составляет 0,8 мкм, а в области дефекта толщина слоя увеличена до 0,9 мкм. Активная область располагается в середине этого слоя.

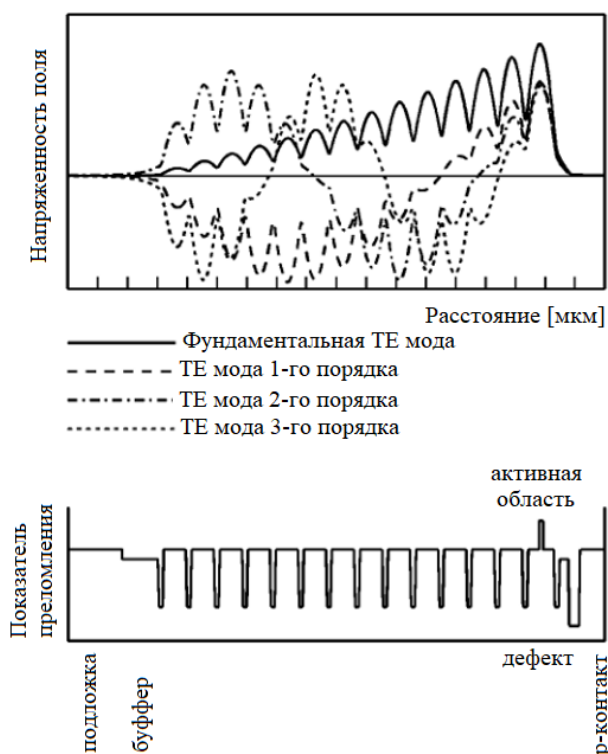


Рисунок 50 – Гетероструктура лазера с дефектом периодической структуры: распределение напряженности электромагнитного поля различных мод лазера (сверху) и изменение показателя преломления в вертикальной плоскости лазера (внизу)

Такая конструкция позволяет локализовать фундаментальную моду на дефекте с активной областью, а моды высокого порядка при этом «утекают» в подложку. Конструкция волновода с периодической структурой позволяет получить малую расходимость излучения в

перпендикулярной плоскости, сравнимую с расходимостью в параллельной плоскости $\Theta_{\perp} \sim \Theta_{\parallel}$, что облегчает фокусировку излучения. Также при расширении волновода уменьшается плотность оптической мощности на зеркалах, что позволяет предотвратить деградацию зеркал. Таким образом, были реализованы лазеры с расширенным волноводом, характеризующиеся расходимостью $\Theta_{\perp} \sim 5-8^{\circ}$ и оптической мощностью излучения 20 Вт в импульсном и 1,3 Вт в непрерывном режиме генерации [63,64].

Вопросы для самоконтроля (Глава 9):

1. Что ограничивает достижение высокой выходной мощности в полупроводниковых лазерах?
2. Объясните, как конструкция лазера с асимметрично расширенным волноводом позволяет подавить генерацию мод высших порядков.
3. За счет чего использование периодической структуры с модуляцией показателя преломления в волноводе улучшает характеристики лазерного пучка?

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Bachmann F., Loosen P., Poprawe R. High power diode lasers : technology and applications / ed. Bachmann F., Loosen P., Poprawe R. New York, NY: Springer New York, 2007. Vol. 128.
2. Lyakh A. et al. Tapered 4.7 μm quantum cascade lasers with highly strained active region composition delivering over 4.5 watts of continuous wave optical power // *Optics Express*, Vol. 20, Issue 4, pp. 4382-4388. Optica Publishing Group, 2012. Vol. 20, № 4. P. 4382–4388.
3. Жуков А.Е. Основы физики и технологии полупроводниковых лазеров. СПб: Издательство Академического университета, 2016. 291 p.
4. Bimberg D., Pohl U.W. Quantum dots: promises and accomplishments // *Materials Today*. Elsevier, 2011. Vol. 14, № 9. P. 388–397.
5. Marko I.P. et al. GaAs-based long-wavelength lasers // *Semicond Sci Technol*. IOP Publishing, 2000. Vol. 15, № 8. P. R41.
6. Heinrichsdorff F. et al. Self organized defect free InAs/GaAs and InAs/InGaAs/GaAs quantum dots with high lateral density grown by MOCVD // *Appl Surf Sci*. North-Holland, 1998. Vol. 123–124. P. 725–728.
7. Liu H.Y. et al. High-performance three-layer 1.3- μm InAs-GaAs quantum-dot lasers with very low continuous-wave room-temperature threshold currents // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2005. Vol. 17, № 6. P. 1139–1141.
8. Kovsh A.R. et al. Long-wavelength (1.3-1.5 micron) quantum dot lasers based on GaAs // <https://doi.org/10.1117/12.531245>. SPIE, 2004. Vol. 5349. P. 31–45.
9. Kovsh A.R. et al. Long-wavelength (1.3-1.5 micron) quantum dot lasers based on GaAs // <https://doi.org/10.1117/12.531245>. SPIE, 2004. Vol. 5349. P. 31–45.
10. Kondow M. et al. GaInNAs: A novel material for long-wavelength semiconductor lasers // *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*. 1997. Vol. 3, № 3. P. 719–729.
11. Jaschke G. et al. Low threshold InGaAsN/GaAs lasers beyond 1500 nm // *J Cryst Growth*. North-Holland, 2005. Vol. 278, № 1–4. P. 224–228.
12. Egorov A.Y. et al. Growth of high quality InGaAsN heterostructures and their laser application // *J Cryst Growth*. North-Holland, 2001. Vol. 227–228. P. 545–552.
13. Marko I.P., Sweeney S.J. The influence of inhomogeneities and defects on novel quantum well and quantum dot based infrared-emitting semiconductor lasers // *Semicond Sci Technol*. Institute of Physics Publishing, 2018. Vol. 33, № 11.
14. Bank S.R. et al. Recent Progress on 1.55- μm dilute-nitride lasers // *IEEE J Quantum Electron*. 2007. Vol. 43, № 9. P. 773–785.

15. R. F. Kazarinov, R. A. Suris. Possibility of the Amplification of Electromagnetic Waves in a Semiconductor with a Superlattice // *Soviet Physics—Semiconductors*. 1971. Vol. 5, № 4. P. 707.
16. Faist J. et al. Quantum Cascade Laser // *Science* (1979). American Association for the Advancement of Science, 1994. Vol. 264, № 5158. P. 553–556.
17. Pecharromás-Gallego R., Pecharromás-Gallego R. An Overview on Quantum Cascade Lasers: Origins and Development // *Quantum Cascade Lasers*. IntechOpen, 2017.
18. Wang C.A. et al. MOVPE Growth of LWIR AlInAs/GaInAs/InP Quantum Cascade Lasers: Impact of Growth and Material Quality on Laser Performance // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2017. Vol. 23, № 6.
19. Bai Y. et al. Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency // *Appl Phys Lett*. AIP Publishing, 2011. Vol. 98, № 18.
20. Lyakh A. et al. Multiwatt long wavelength quantum cascade lasers based on high strain composition with 70% injection efficiency // *Optics Express*, Vol. 20, Issue 22, pp. 24272-24279. Optica Publishing Group, 2012. Vol. 20, № 22. P. 24272–24279.
21. Patel C.K.N. et al. Progress in high-power continuous-wave quantum cascade lasers [Invited] // *Applied Optics*, Vol. 56, Issue 31, pp. H15-H23. Optica Publishing Group, 2017. Vol. 56, № 31. P. H15–H23.
22. Bai Y. et al. Quantum cascade lasers that emit more light than heat // *Nature Photonics* 2009 4:2. Nature Publishing Group, 2010. Vol. 4, № 2. P. 99–102.
23. Faist J. et al. Bound-to-continuum and two-phonon resonance quantum-cascade lasers for high duty cycle, high-temperature operation // *IEEE J Quantum Electron*. 2002. Vol. 38, № 6. P. 533–546.
24. Wang Q.J. et al. High performance quantum cascade lasers based on three-phonon-resonance design // *Appl Phys Lett*. AIP Publishing, 2009. Vol. 94, № 1. P. 11103.
25. Lyakh A. et al. 1.6 W high wall plug efficiency, continuous-wave room temperature quantum cascade laser emitting at 4.6 μm // *Appl Phys Lett*. AIP Publishing, 2008. Vol. 92, № 11.
26. Wang F. et al. Room temperature quantum cascade laser with $\sim 31\%$ wall-plug efficiency // *AIP Adv*. American Institute of Physics Inc., 2020. Vol. 10, № 7.
27. Bai Y. et al. Highly temperature insensitive quantum cascade lasers // *Appl Phys Lett*. AIP Publishing, 2010. Vol. 97, № 25. P. 251104.
28. Lyakh A. et al. Multiwatt long wavelength quantum cascade lasers based on high strain composition with 70% injection efficiency // *Optics Express*, Vol. 20, Issue 22, pp. 24272-24279. Optica Publishing Group, 2012. Vol. 20, № 22. P. 24272–24279.

29. Wang F. et al. Continuous wave quantum cascade lasers with 5.6 W output power at room temperature and 41% wall-plug efficiency in cryogenic operation // *AIP Adv.* American Institute of Physics Inc., 2020. Vol. 10, № 5.
30. Faist J. et al. Distributed feedback quantum cascade lasers // *Appl Phys Lett.* AIP Publishing, 1997. Vol. 70, № 20. P. 2670–2672.
31. Mohan A. et al. Room-temperature continuous-wave operation of an external-cavity quantum cascade laser // *Optics Letters*, Vol. 32, Issue 19, pp. 2792-2794. Optica Publishing Group, 2007. Vol. 32, № 19. P. 2792–2794.
32. Bismuto A. et al. Electrically tunable, high performance quantum cascade laser // *Appl Phys Lett.* AIP Publishing, 2010. Vol. 96, № 14. P. 141105.
33. Yao Y. et al. High performance “continuum-to-continuum” quantum cascade lasers with a broad gain bandwidth of over 400 cm⁻¹ // *Appl Phys Lett.* AIP Publishing, 2010. Vol. 97, № 8. P. 81115.
34. Gmachl C.F. et al. Wavelength selection and spectral narrowing of distributed Bragg reflector quantum cascade lasers up to peak optical power // *Optics Express*, Vol. 21, Issue 25, pp. 31012-31018. Optica Publishing Group, 2013. Vol. 21, № 25. P. 31012–31018.
35. Liu P.Q. et al. Single-mode quantum cascade lasers based on a folded Fabry-Perot cavity // *Appl Phys Lett.* AIP Publishing, 2011. Vol. 98, № 6.
36. Д.И. Курицын et al. Перестройка частоты излучения арочных квантово-каскадных лазеров среднего инфракрасного диапазона // *Письма в ЖТФ.* 2024. Vol. 50, № 5. P. 23–27.
37. Бабичев А.В. et al. Поверхностно-излучающий квантово-каскадный лазер с кольцевым резонатором // *Физика и техника полупроводников.* Ioffe Institute Russian Academy of Sciences, 2021. Vol. 55, № 7. P. 602.
38. Babichev A. et al. Single-mode lasing in ring-cavity surface-emitting lasers // *Journal of Optical Technology*, Vol. 90, Issue 8, pp. 422-427. S.I. Vavilov Optical Institute, 2023. Vol. 90, № 8. P. 422–427.
39. Harrer A. et al. Mid-infrared surface transmitting and detecting quantum cascade device for gas-sensing // *Scientific Reports* 2016 6:1. Nature Publishing Group, 2016. Vol. 6, № 1. P. 1–6.
40. Lu Q. et al. Room temperature terahertz semiconductor frequency comb // *Nature Communications* 2019 10:1. Nature Publishing Group, 2019. Vol. 10, № 1. P. 1–7.
41. Vitiello M.S., Tredicucci A. Physics and technology of Terahertz quantum cascade lasers // *Adv Phys X.* Taylor & Francis, 2021. Vol. 6, № 1.
42. Veerabathran G.K. et al. Room-temperature vertical-cavity surface-emitting lasers at 4 μm with GaSb-based type-II quantum wells // *Appl Phys Lett.* American Institute of Physics Inc., 2017. Vol. 110, № 7.
43. Sprengel S., Andrejew A., Amann M.-C. GaSb-based vertical-cavity surface-emitting lasers with an emission wavelength at 3 μm // *Optics*

- Letters, Vol. 41, Issue 12, pp. 2799-2802. Optica Publishing Group, 2016. Vol. 41, № 12. P. 2799–2802.
44. Yu H. chieh et al. Progress and prospects of GaN-based VCSEL from near UV to green emission // Prog Quantum Electron. Pergamon, 2018. Vol. 57. P. 1–19.
 45. Iga K., Hastie J.E. VCSEL: born small and grown big // <https://doi.org/10.1117/12.2554953>. SPIE, 2020. Vol. 11263. P. 1126302.
 46. Park M.R. et al. All-epitaxial InAlGaAs-InP VCSELs in the 1.3-1.6- μm wavelength Range for CWDM band applications // IEEE Photonics Technology Letters. 2006. Vol. 18, № 16. P. 1717–1719.
 47. Babichev A. et al. Long-Wavelength VCSELs: Status and Prospects // Photonics 2023, Vol. 10, Page 268. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2023. Vol. 10, № 3. P. 268.
 48. Shin B. et al. 1550 nm VCSEL-based 10 Gb/s optical NRZ signal transmission over 20 km SMF using RSOA gain saturation // Optical Fiber Technology. Academic Press, 2017. Vol. 36. P. 222–226.
 49. Kapon E., Sirbu A. Power-efficient answer // Nature Photonics 2009 3:1. Nature Publishing Group, 2009. Vol. 3, № 1. P. 27–29.
 50. Ortsiefer M. et al. Long-Wavelength VCSELs with Buried Tunnel Junction // Springer Series in Optical Sciences. Springer, Berlin, Heidelberg, 2013. Vol. 166. P. 321–351.
 51. Gründl T. et al. Record single-mode, high-power VCSELs by inhibition of spatial hole burning // IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. 2013. Vol. 19, № 4.
 52. Ustinov V.M. et al. Quantum dot VCSELs // physica status solidi (a). John Wiley & Sons, Ltd, 2005. Vol. 202, № 3. P. 396–402.
 53. Riechert H., Ramakrishnan A., Steinle G. Development of InGaAsN-based 1.3 μm VCSELs // Semicond Sci Technol. IOP Publishing, 2002. Vol. 17, № 8. P. 892.
 54. Johnson A.D. et al. Long wavelength dilute nitride VCSELs, edge emitters and detectors for 3D sensing applications // <https://doi.org/10.1117/12.2668691>. SPIE, 2023. Vol. PC12439. P. PC124390A.
 55. Sarmiento T. et al. Continuous-Wave Operation of GaAs-Based 1.5- μm GaInNAsSb VCSELs // IEEE Photonics Technology Letters. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2019. Vol. 31, № 20. P. 1607–1610.
 56. Haisma J. et al. Surface preparation and phenomenological aspects of direct bonding // Philips Journal of Research. Elsevier, 1995. Vol. 49, № 1–2. P. 23–46.
 57. Карачинский, Л.Я. Полупроводниковые гетероструктуры Al_3B_5 , полученные методами молекулярно-пучковой эпитаксии и спекания, и

- лазеры спектрального диапазона 1300 – 1550 нм на их основе: дис. ... доктор тех. наук: 05.27.03 / Л.Я. Карачинский - СПб., 2020. - 370 с.
58. Pittroff W. et al. Mounting of high power laser diodes on boron nitride heat sinks using an optimized Au/Sn metallurgy // Proceedings - Electronic Components and Technology Conference. IEEE, 2000. P. 119–124.
 59. Hempel M. et al. Catastrophic Optical Damage in Semiconductor Lasers: Physics and New Results on InGaN High-Power Diode Lasers // *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters*. John Wiley & Sons, Ltd, 2022. Vol. 16, № 4. P. 2100527.
 60. И. С. Тарасов. Мощные полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур раздельного ограничения // *Квантовая электроника*. 2010. Vol. 40, № 8. P. 661–681.
 61. Pikhtin N.A. et al. 16 W continuous-wave output power from 100 μm-aperture laser with quantum well asymmetric heterostructure // *Electron Lett*. 2004. Vol. 40, № 22. P. 1413–1414.
 62. Ledentsov N.N., Shchukin V.A. Novel concepts for injection lasers // <https://doi.org/10.1117/1.1518677>. SPIE, 2002. Vol. 41, № 12. P. 3193–3203.
 63. Maximov M. V. et al. High-performance 640-nm-range GaInP-AlGaInP lasers based on the longitudinal photonic bandgap crystal with narrow vertical beam divergence // *IEEE J Quantum Electron*. 2005. Vol. 41, № 11. P. 1341–1348.
 64. Novikov I.I. et al. High-power single mode (>1 W) continuous wave operation of longitudinal photonic band crystal lasers with a narrow vertical beam divergence // *Appl Phys Lett*. AIP Publishing, 2008. Vol. 92, № 10. P. 103515.

Папылев Денис Сергеевич
Новиков Иннокентий Игоревич
Рочас Станислав Станиславович
Кремлева Арина Валерьевна
Карачинский Леонид Яковлевич

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ

Учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, литер А