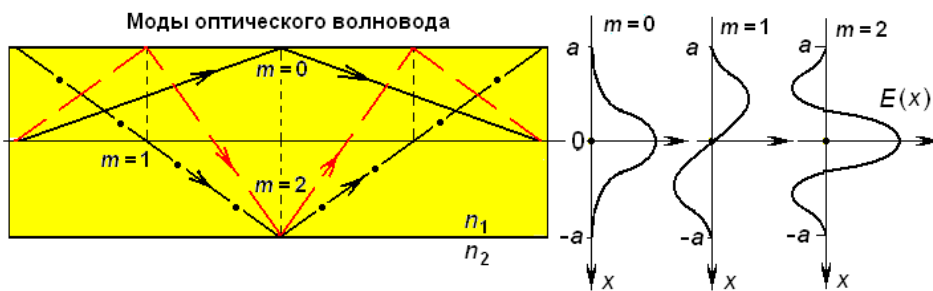
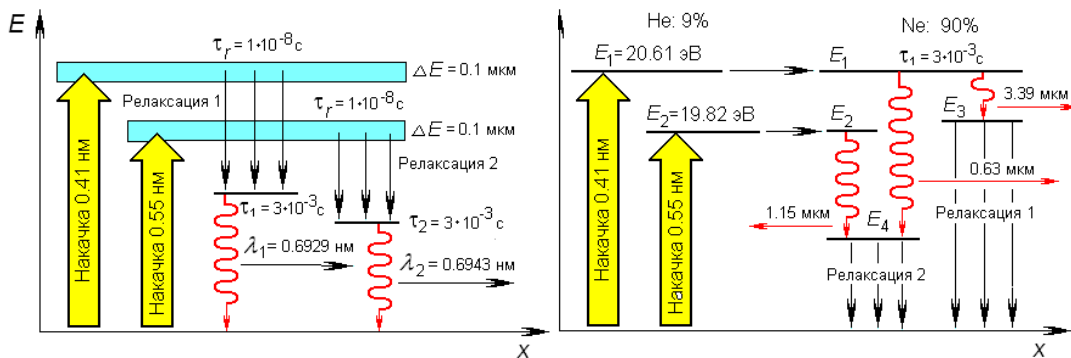


В.Н. Давыдов

КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА

Учебное пособие
для подготовки студентов направления
«Электроника и нанoeлектроника»,
профиль «Квантовая и оптическая электроника»



Томск - 2018

Давыдов Валерий Николаевич

доктор физико-математических наук,
профессор кафедры электронных приборов.

КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА: Учебное пособие для подготовки студентов направления «Электроника и наноэлектроника», профиль «Квантовая и оптическая электроника» Томск: ТУСУР, 2018. - 112 с.

Данное учебное пособие предназначено для изучения физических основ, принципов работы, типовых конструкций и эксплуатационных параметров приборов квантовой электроники и оптоэлектроники. Отмечены направления по улучшению их параметров.

В первых главах пособия рассматриваются процессы эмиссии излучения из твердых тел, а также вводятся параметры, описывающие эмиссию, как с позиции феноменологической модели взаимодействия света и вещества, так и позиции дипольной модели атома. Выделены процессы, приводящие к релаксации энергии атомной системы, дано их математическое описание. Сравнение различных схем накачки показывает перспективность четырехуровневой схемы.

В главах, посвященных изучению свойств оптического резонатора, рассмотрены свойства продольных и аксиальных мод, их расположение в спектре собственных частот резонатора. Показаны основные свойства плоского волновода и его применимость для распространения света. Проведен анализ прохождения света через анизотропный кристалл, показан эффект двулучепреломления, используемого для модуляции оптического излучения.

В главе по квантовым приборам оптического диапазона представлены энергетические диаграммы, составы рабочего вещества, параметры лазеров и особенности их работы, использующие в качестве рабочего вещества газы, жидкости и твердые тела, в том числе полупроводники.

В главах, посвященных приборам регистрации сигналов оптического диапазона, излагаются физические механизмы фотопроводимости и фотоэлектрических эффектов в полупроводниках. Показано их применение для регистрации слабых и широкополосных световых сигналов. В конце раздела приведены параметры выпускаемых промышленностью фоторезисторов и фотодиодов.

СОДЕРЖАНИЕ

1.	ВВЕДЕНИЕ	5-9
2.	ЭМИССИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТВЕРДЫХ ТЕЛ	10
	2.1. Описание излучательных процессов	10-13
	2.2. Спектр излучения твердого тела	13-14
	2.3. Зависимость эмиссии от уровня легирования	14-16
3.	СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМА	17
	3.1. Феноменологическое описание излучения атомов	17-20
	3.2. Стимулированное излучение твердых тел	21-22
	3.3. Принцип создания генератора света	22-24
	3.4. Дипольная модель излучения атома	24-28
	3.5. Механизмы уширения спектральных линий	28-33
4.	ВОЗБУЖДЕНИЕ АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА (НАКАЧКА)	34
	4.1. Общие принципы накачки	34-36
	4.2. Двухуровневая схема накачки	36-37
	4.3. Трехуровневые схемы накачки	37-39
	4.4. Четырехуровневая схема накачки	39-40
5.	ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ	41
	5.1. Основные понятия теории резонаторов	41-47
	5.2. Свойства плоского резонатора	48-52
6.	РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ	53
	6.1. Отражение, преломление и рефракция света	53-57
	6.2. Рассеяние света	57-60
	6.3. Планарный диэлектрический волновод	60-63
7.	РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ	64
	7.1. Электромагнитные волны в диэлектрических кристаллах	64-68
	7.2. Оптическая индикатриса	68-71

8.	КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА	72
	8.1. Квантовые генераторы оптического диапазона	72-77
	8.1.1. Твердотельные лазеры	72-74
	8.1.2. Газовые лазеры	74-77
	8.1.3. Жидкостные лазеры	77
	8.2. Полупроводниковые лазеры	77-80
	8.2.1. Принцип работы полупроводникового лазера	77-79
	8.2.2. Применение нанобъектов в конструкции полупроводниковых лазеров	79-80
9.	ФОТОПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	81
	9.1. Общие сведения о фотоприемниках	81
	9.2. Классификация и технические характеристики фотодетекторов	84
	9.3. Фоторезисторы	84-95
	9.3.1. Параметры, характеризующие фотопроводимость	84-88
	9.3.2. Полевые свойства фотопроводимости	88
	9.3.3. Коэффициент усиления фотопроводимости	90-92
	9.3.4. Частотные свойства фотопроводимости	92-94
	9.3.5. Типичные параметры фоторезисторов	94-95
	9.4. Фотовольтаические эффекты в полупроводниках	95
	9.4.1. Общие сведения	95-99
	9.4.2. Электронно-дырочные переходы	99-101
	9.4.3. Барьерная фотоэдс	101-103
	9.5. Типичные параметры фотодиодов	104
	9.6. Разновидности фотовольтаических приемников	104-106
10.	ОСНОВНЫЕ ПРИБОРЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ И ОБЛАСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ	107
	10.1. Лазеры и излучающие устройства различного назначения	107-109
	10.2. Основные преобразователи лазерного излучения	109-110
	10.3. Области применения приборов квантовой электроники и фотоники	111
11.	ЛИТЕРАТУРА	112

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовая электроника – это область науки и техники, предметом которой является исследование и применение квантовых явлений для генерации, усиления и преобразования когерентного излучения с последующим их широким использованием.

Как самостоятельное направление в науке и технике квантовая электроника получила свое развитие в начале 50-х годов прошлого века в связи с практической реализацией приборов и устройств, принцип работы которых был основан на физических процессах усиления света квантовыми системами, в которые предварительно вводилась избыточная энергия, выводящая указанные системы из состояния термодинамического равновесия.

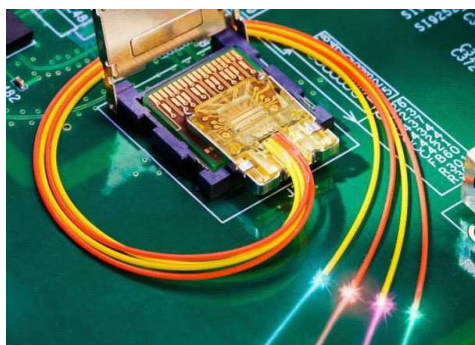
Физическим процессом, лежащим в основе приборов и устройств квантовой электроники, является индуцированное излучение квантов света неравновесными атомами. Существование такого процесса обосновал А. Эйнштейн в 1917 году, но только в начале 50-х годов был создан генератор СВЧ излучения, действующий на основе индуцированного испускания средой электромагнитных волн. Этот генератор назван мазером по аббревиатуре английского названия прибора: «microwave amplification by stimulated emission of radiation».

В 1960 году был создан первый квантовый генератор оптического диапазона – лазер. Генерируемое им излучение обладало целым рядом новых свойств. Так появился новый раздел оптики – квантовая оптика.

1.1. Основные понятия дисциплины

Квантовой оптикой называют раздел оптики, занимающийся изучением явлений, в которых проявляются квантовые свойства света. К таким явлениям относятся: тепловое излучение, фотоэффект, эффект Комптона, эффект Рамана, вынужденное излучение и т.д.

Квантовая оптика является более общей теорией, чем классическая оптика. Основная проблема, затрагиваемая квантовой оптикой - описание взаимодействия света с веществом с учётом квантовой природы объектов, а также описания распространения света в специфических условиях. Чтобы решить эти задачи, требуется описывать и вещество (среду распространения), и свет исключительно с квантовых позиций, однако часто прибегают к упрощениям: одну из компонент системы (свет или вещество) описывают как классический



объект. Например, при расчётах, связанных с лазерными средами, квантуют только состояние активной среды, а резонатор считают классическим. Однако, если длина резонатора порядка длины волны, то его нельзя считать классическим, и поведение атома в возбуждённом состоянии в таком резонаторе будет более сложным.

Фотоника - область науки и техники, связанная с использованием светового излучения (или потока фотонов) в оптических элементах, устройствах и системах, в которых генерируются, преобразуются и распространяются оптические сигналы. Точного общепринятого определения этого термина на сегодняшний день нет (и, по-видимому, уже не появится), поэтому термин «фотоника» иногда трактуется так же широко, как электроника, но с заменой электронов на фотоны.

Все перспективные информационные технологии основываются сегодня на принципах фотоники. Это означает, что фотоника имеет широкое поле для своего применения: от преобразования оптических сигналов и передачи информации через оптические волокна до создания новых сенсоров, которые регистрируют световые потоки в соответствии с малейшими изменениями окружающей среды. Специалисты этого направления занимаются разработкой оптических телекоммуникационных систем, оптических голографических запоминающих устройств, оптических компьютеров и фотонных кристаллов.

Фотоника по сути является аналогом электроники, использующим вместо электронов кванты электромагнитного поля — фотоны, т.е. она занимается фотонными технологиями обработки сигналов, что связано с меньшими энергопотерями, а значит имеет большую возможность миниатюризации.

Таким образом, фотоника:

- изучает генерацию, управление и детектирование фотонов в видимом и ближнем к нему спектре. В том числе, на ультрафиолетовой (длина волны 10...380 нм), длинноволновой инфракрасной (длина волны 15...150 мкм) и сверхинфракрасной части спектра (например, 2...4 ТГц соответствует длине волны 75...150 мкм), где активно развиваются квантовые каскадные лазеры.
- занимается контролем и преобразованием оптических сигналов и имеет широкое применение: от передачи информации через оптические волокна до создания новых сенсоров, модулируют световые сигналы в соответствии с изменениями окружающей среды.

Фотоника охватывает широкий спектр оптических, электрооптических и оптоэлектронных устройств и их разнообразных вариаций. Базовые области исследований фотоники включают волоконную и интегральную оптику, нелинейную оптику, физику и технологию полупроводниковых гетероструктур, полупроводниковые лазеры, оптоэлектронные устройства, высокоскоростные электронные устройства.

По некоторым данным новый, обобщённый термин «фотоника» постепенно вытесняет термин — «оптика».

История фотоники

Фотоника как область науки началась в 1960 году с изобретением лазера, а также с изобретения лазерного диода в 1970-х с последующим развитием волоконно-оптических систем связи как средств передачи информации, использующих световые методы. Эти изобретения сформировали базис для революции телекоммуникаций в конце XX-го века и послужили подспорьем для развития Интернета. Исторически начало употребления в научном сообществе термина «фотоника» связано с выходом в свет в 1967 книги академика А. Н. Теренина «Фотоника молекул красителей». Тремя годами раньше по его инициативе на физическом факультете ЛГУ была создана кафедра биомолекулярной и фотонной физики, которая с 1970 г. называется кафедрой фотоники. А. Н. Теренин определил фотонику как «совокупность взаимосвязанных фотофизических и фотохимических процессов». В мировой науке получило распространение более широкое определение фотоники как раздела науки, изучающего системы, в которых носителями информации являются фотоны. В этом смысле термин «фотоника» впервые прозвучал на 9-м Международном конгрессе по скоростной фотографии (1970).

Термин «Фотоника» начал широко употребляться в 1980-х в связи с началом широкого использования волоконно-оптической передачи электронных данных телекоммуникационными сетевыми провайдерами (хотя в узком употреблении оптическое волокно использовалось и ранее). Использование термина было подтверждено, когда сообщество IEEE установило архивный доклад с названием «Photonics Technology Letters» в конце 1980-х. В течение этого периода до 2001 г. фотоника была в значительной степени сконцентрирована на телекоммуникациях. С 2001 года к ней также стали относиться:

- лазерное производство,
- биологические и химические исследования,
- изменение климата и экологический мониторинг,
- медицинская диагностика и терапия,
- технология показа и проекции,
- оптическое вычисление.

Благодаря высокой научной и технической активности и огромной востребованности новых результатов, внутри фотоники возникают новые междисциплинарные направления:

- Микроволновая фотоника изучает взаимодействие между оптическим сигналом и высокочастотным (больше 1 ГГц) электрическим сигналом. Эта область включает основы оптико-микроволнового взаимодействия, работу фотонных устройств при СВЧ, фотонный контроль СВЧ устройств, линий высокочастотной передачи и использование фотоники для выполнения различных функций в микроволновых схемах.

- Компьютерная фотоника объединяет современную физическую и квантовую оптику, математику и компьютерные технологии и находится на этапе активного развития, когда становится возможным реализовать новые идеи, методы и технологии.
- Оптоинформатика - область науки и техники, связанная с исследованием, созданием и эксплуатацией новых материалов, технологий и устройств для передачи, приёма, обработки, хранения и отображения информации на основе оптических технологий с использованием главных материальных носителей - фотонов.

Связь фотоники с другими науками

Классическая оптика

Фотоника тесно связана с оптикой. Однако оптика предшествовала открытию квантования света (когда фотоэлектрический эффект был объяснен Альбертом Эйнштейном в 1905). Инструменты оптики — преломляющая линза, отражающее зеркало и различные оптические узлы, которые были известны задолго до 1900. При этом ключевые принципы классической оптики, такие, как правило Гюйгенса, уравнения Максвелла и выравнивание световой волны не зависят от квантовых свойств света и используются как в оптике, так и в фотонике.

Современная оптика

Термин «Фотоника» в этой области приблизительно совпадает с терминами «Квантовая оптика», «Квантовая электроника», «Электрооптика» и «Оптоэлектроника». Однако каждый термин используется различными научными обществами с разными дополнительными значениями: например, термин «квантовая оптика» часто обозначает фундаментальное исследование, тогда как термин «Фотоника» обозначает прикладное исследование.

Широкое применение квантовых приборов в различных областях науки и техники обусловлено возможностью получения больших плотностей энергии и сравнительно узкого спектрального диапазона генерируемого излучения. Следствием этого стала возможность узконаправленной передачи энергии и информации, концентрации энергии в малом объеме, повысить эффективность систем связи, систем обнаружения объектов.

Необходимость дальнейшего освоения оптического диапазона электромагнитного излучения определяется рядом принципиальных обстоятельств:

1. Высокая частота оптических колебаний ($10^{14} - 10^{16}$) Гц определяет высокую информационную плотность оптических каналов связи – до 10^{12} телефонных каналов в одном оптическом луче;
2. Малая длина световых волн по сравнению с радиочастотным излучением позволяет сфокусировать световой поток в очень малое пятно (порядка длины волны света);

3. Фотоны являются идеальными носителями информации, т.к. будучи электрически нейтральными, они не взаимодействуют как между собой, так и с внешними электрическими и магнитными полями. Более того, при взаимодействии с веществом они исчезают, не оставляя за собой ни электрического (как электроны), ни массового (как экситоны) «мусора».

4. Применение оптических методов записи и хранения информации открывает широкие возможности повышения плотности, скорости записи и чтения информации, а также миниатюризации устройств памяти в компьютерных системах.

Целью данного курса является изучение физических принципов функционирования и принципов построения приборов квантовой электроники и фотоники, их технических характеристик и возможных применений в научной и технической сферах.

2. ЭМИССИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

2.1. Описание излучательных процессов

Термин «эмиссия излучения» означает испускание света, например, твердым телом в результате какого-либо воздействия. Излучение, связанное с рекомбинацией электронов и дырок в полупроводниках, известно с начала XX века. По своей физической сущности излучательная рекомбинация представляет собой процесс, обратный процессу

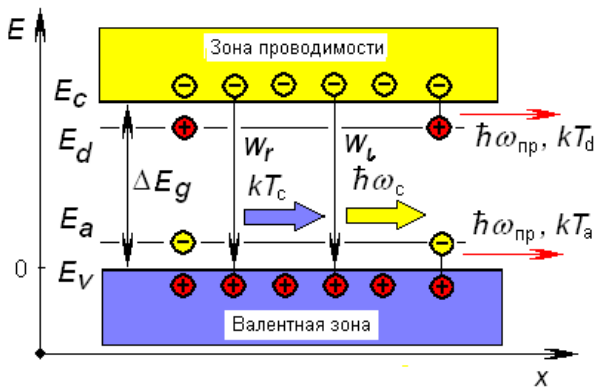


Рис.1.

фотовозбуждения. В простейшем случае эмиссия излучения возникает, когда электроны из зоны проводимости рекомбинируют с дырками, находящимися в валентной зоне. Рекомбинация может сопровождаться излучением высвобождающегося избытка энергии в виде фотона с энергией $\hbar\omega_c = \Delta E_g$, когда атом «выстреливает» частичку света, либо кванта тепла (фонона) с энергией kT_c и передаваемого

кристаллической решетке (рис.1). В последнем случае рекомбинация заканчивается «вздрагиванием» атома, на валентную оболочку которого сел электрон. Излучение фотона создает эмиссию излучения из полупроводника.

Аналогично может происходить излучательная рекомбинация через примесные уровни, когда квант света будет иметь энергию $\hbar\omega_{пр} = \Delta E_{d,a}$. В этом случае энергия эмитируемых фотонов будет меньше ширины запрещенной зоны и определяется энергетическим положением примесного уровня в запрещенной зоне полупроводника. Примесные переходы могут заканчиваться излучением фонона энергией kT_d или kT_a (рис.1).

Одним из основных условий наблюдения эмиссии излучения из твердого тела является преобладание процесса рекомбинации свободных носителей заряда над их генерацией (она может происходить за счет поглощения приповерхностными атомами фотонов, испущенных атомами объема полупроводника). Поэтому преобладание рекомбинации над генерацией может иметь место только в случае, если в зонах имеются неравновесные носители заряда, т.е. создана неравновесная ситуация. Для того чтобы рекомбинация неравновесных носителей заряда шла преимущественно с испусканием фотона, а не фонона, необходимо, чтобы в данном полупроводнике (или, в общем случае, твердом теле) вероятность излучательной рекомбинации $W_l = 1/\tau_l$ была бы больше вероятности безызлучательной – $W_r = 1/\tau_r$ (рис. 1). Полная вероятность рекомбинации

электронов и дырок $W_s = W_l + W_r$. Поэтому эффективность испускания светового излучения зависит от соотношения времен жизни неравновесных носителей, оканчивающихся излучательным - τ_l или безызлучательным - τ_r переходом электрона в валентную зону.

Для численной оценки эффективности излучательной способности твердого тела вводят два параметра. Первый из них называется **внутренней квантовой эффективностью** η . Он определяет число генерируемых фотонов на полное число прорекомбинировавших пар «электрон-дырка», характеризует способность атомов полупроводника излучать фотоны при рекомбинации электронно-дырочных пар и определяется следующим образом:

$$\eta = \frac{1}{\frac{1}{\tau_l} + \frac{1}{\tau_r}} = \frac{\tau_r}{\tau_r + \tau_l}. \quad 0 \leq \eta \leq 1.$$

Удобство данного параметра заключается в возможности сравнения излучающих свойств различных материалов без учета особенностей их частных свойств. У какого материала этот параметр больше, тот и предпочтительнее для создания твердотельных источников света.

Второй параметр, называемый **внешней квантовой эффективностью** и обозначаемый как ξ , характеризует долю сгенерированных в объеме полупроводника фотонов, вышедших из полупроводника через его поверхность в направлении наблюдателя. Действительно, для того чтобы наблюдать эмиссию излучения из полупроводника, необходимо, чтобы сгенерированные фотоны вышли из полупроводника – ведь распространяясь в кристалле на пути к излучающей поверхности фотоны могут быть поглощены другими атомами, находящимися в основном энергетическом состоянии. Физически этот процесс поглощения происходит по закону Бугера - Ламберта, который для данной ситуации будет записан в виде:

$$I(0) = (1 - R) \int_0^L I(x) \exp\left(-\frac{x}{\ell_\phi}\right) dx,$$

где интегрирование вызвано необходимостью суммирования интенсивностей от всех атомов с длины кристалла. Здесь $I(0)$ – интенсивность вышедшего из полупроводника излучения; $I(x)$ – интенсивность излучения, сгенерированного атомами, находящимися на удалении x от излучающей поверхности в слое толщиной dx ; R – коэффициент отражения излучения от границы раздела «полупроводник – внешняя среда», L – толщина полупроводника в направлении на излучающую поверхность; ℓ_ϕ – длина свободного пробега фотона в полупроводнике, в которой учтены все возможные механизмы поглощения света. Определение внешней квантовой эффективности в упрощенной форме таково:

$$\xi = \frac{\ell_{\phi}}{\ell_{\phi} + L} . \quad 0 < \xi \leq 1$$

Значит, условие получения высокого выхода светового излучения заключается в том, чтобы сгенерированные фотоны могли выйти из полупроводника, не будучи поглощенными другими атомами на пути от излучающего атома до поверхности. Для этого необходимо, чтобы длина свободного пробега фотона была больше толщины образца: $\ell_{\phi} \gg L$.

На практике приходится встречаться с несколькими механизмами, ограничивающими мощность выходного излучения, в частности, с эффектом полного внутреннего отражения от границы раздела «твердое тело - вакуум» при распространении света из оптически более плотной среды в менее плотную. В настоящее время с данным ограничением успешно борются созданием специальной геометрии излучающей поверхности, ее просветлением и т.д. Рассмотрению этого и других подобных частных вопросов будет посвящен отдельный параграф в главе, посвященной конструкции и параметрам приборов фотоники.

Способы возбуждения полупроводника. Эмиссия излучения может быть вызвана различными воздействиями на твердое тело. Неравновесные носители заряда можно инжектировать в однородный полупроводник путем оптического возбуждения или бомбардировкой заряженными частицами. Возникающее в результате этих операций излучение называется **фотолюминесценцией** или **катодолуминесценцией** соответственно. Возможно также создание неравновесных носителей за счет ударной ионизации в сильном электрическом поле. Этот способ возбуждения приводит к эмиссии, называемой **электролюминесценцией**.

Наиболее же эффективный и изящный метод создания больших концентраций неравновесных носителей заряда в полупроводниках заключается в использовании *p-n*-перехода, включенного в прямом направлении. Именно на этом принципе основано действие полупроводниковых лазеров и светодиодов.

Другим видом эмиссии в полупроводниках является тепловое излучение. Этот излучательный процесс имеет место, когда между образцом полупроводника и окружающей средой существует разность температур. Тогда полупроводник будет излучать во всем спектре частот в соответствии со спектром черного тела. В результате установления термодинамического равновесия имеющийся избыток энергии полупроводник будет излучать в окружающее пространство в виде фотонов с длиной волны, задаваемой шириной запрещенной зоны и энергетическим спектром примесей. Ввиду конечных размеров образца часть эмитируемого излучения будет выходить из кристалла и не будет уравниваться тепловым потоком, входящим в образец, ввиду того, что полупроводник не находится в

тепловом равновесии с окружающей средой. Поэтому эмиссионные свойства полупроводника отличаются от свойств абсолютно черного тела, и изменение наблюдаемой излучательной способности определяется величиной и структурой коэффициента поглощения. Это утверждение справедливо независимо от природы процесса поглощения. Такую люминесценцию называют **термолюминесценцией**.

Флюоресценция – это люминесценция, которая происходит только во время действия источника возбуждения неравновесных пар. **Фосфоресценция** – это люминесценция, которая продолжается после действия возбуждения.

В общем случае определение люминесценции таково. **Люминесценция** - есть избыток излучения твердого тела над тепловым излучением, если это избыточное излучение обладает длительностью, значительно превышающей период испускаемых световых волн. Данное определение отделяет люминесценцию от теплового излучения в равновесных условиях и дает право отнести ее к разделу неравновесных явлений. Это определение выделяет люминесценцию из всех других видов неравновесного излучения, таких как отражение и рассеяние света, излучение Вавилова-Черенкова и т.д. Как следует из определения в отличие от перечисленных излучений, в случае люминесценции акты поглощения и испускания света разделены промежуточными процессами, что и приводит к продолжительному существованию свечения после прекращения возбуждения.

2.2. Спектр излучения твердого тела

Кроме двух параметров, с помощью которых можно численно охарактеризовать эффективность эмиссии излучения твердым телом, вышедшее излучение характеризуют зависимостями его параметров от независимых переменных. Наиболее используемая из них – зависимость интенсивности свечения от энергии изученного фотона или его длины волны, называемая **спектром излучения** твердого тела. Спектры излучения твердого тела отличаются от соответствующих спектров изолированных атомов примеси двумя основными чертами. Во-первых, излучение твердого тела обычно представляет собой набор широких полос спектра, и, во-вторых, спектр люминесценции похож на продифференцированный спектр поглощения и, как правило, смещен в сторону длинных волн относительно спектра поглощения того же полупроводника. Таким образом, излучаемая энергия всегда меньше поглощаемой на той же длине волны. Разницу между этими энергиями называют **сдвигом Франка-Кордона**. Эта особенность обязана своим происхождением взаимодействию центра свечения с полем кристаллической решетки.

Поясним сказанное. При взаимодействии центра с ближайшим окружением его потенциальная энергия складывается из энергий кулоновского взаимодействия, обменного взаимодействия и ван-дер-ваальсовского притяжения. В результате действия этих сил

атомные уровни основного (1) и возбужденного (2) состояний будут смещены друг относительно друга (рис. 2). Таким образом, сдвиг Франка-Кордона – это смещение, обусловленное сдвигом атомов в решетке после оптического возбуждения. Физически наличие сдвига Франка-Кордона можно трактовать так: поглощение света производится атомами, а его излучение – ионами полупроводника. Ввиду их различного зарядового состояния различны и их размеры: потеряв валентный электрон, у иона размер электронного облака оказывается меньше, чем у атома того же вещества. Поскольку различны размеры

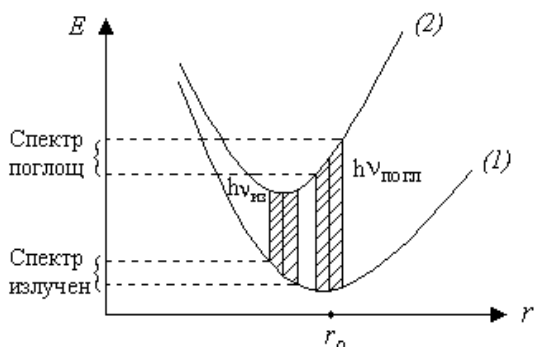


Рис. 2

атомов и ионов одного и того же вещества, то различны расстояния между атомами и ионами. Поэтому ширина запрещенной зоны полупроводника, составленного из атомов и ионов, различна, т.к. она зависит от постоянной решетки. Если же ширины запрещенных зон для этих случаев различны, то и энергии фотонов, способных вызывать переходы «зона – зона», также будут различны.

Те же механизмы взаимодействия света и твердого тела, рассмотренные при изучении спектра поглощения излучения, имеют место при рассмотрении спектра излучения. Это прямые и непрямые переходы «зона – зона», переходы с участием экситонов, примесных состояний и т.д. Наиболее важными являются переходы «зона – зона», которые в спектре излучения выглядят как пики при энергиях, равных ширине запрещенной зоны или энергетического зазора между зоной и примесным уровнем.

2.3. Зависимость эмиссии от уровня легирования

Проанализируем зависимость времени излучательной рекомбинации в полупроводнике от его параметров. Для этого рассмотрим прямые переходы «зона проводимости – валентная зона» в полупроводнике, выведенном из равновесного состояния. Пусть n_i – собственная концентрация носителей. Из физических соображений следует, что скорость излучательной рекомбинации R_l в полупроводнике с произвольной концентрацией электронов пропорциональна концентрации электронов n и концентрации пустых состояний (дырок) p : чем больше электронов, тем выше скорость (есть чему рекомбинировать); но скорость рекомбинации растет и с увеличением концентрации дырок (есть с чем рекомбинировать). Для упрощения дальнейших физических рассуждений и математических выкладок, будем считать, что избытки концентраций электронов Δn и дырок Δp малы по сравнению с равновесными значениям n_0 и p_0 . Для того чтобы в первом приближении математически описать прямо пропорциональную зависимость скорости излучательной

рекомбинации R_l от n и p , необходимо взять произведение полных концентраций носителей заряда: $n_0 + \Delta n$ и $p_0 + \Delta p$. Таким простым способом в процесс излучательной рекомбинации включены не только неравновесные носители заряда, но и равновесные. Тем самым учтено то обстоятельство, что рекомбинация неравновесной дырки возможна с равновесным электроном, а неравновесного электрона – с равновесной дыркой.

Пронормируем указанное произведение концентраций на квадрат собственной концентрации носителей заряда. Это позволит упростить физическую интерпретацию коэффициента пропорциональности в обсуждаемой зависимости. Тогда скорость излучательной рекомбинации можно записать в виде:

$$R_l = \frac{n \cdot p}{n_i^2} R_i ,$$

где R_i – скорость излучательной рекомбинации в собственном полупроводнике. Поскольку, по определению, скорость любой рекомбинации обратно пропорциональна времени жизни неравновесных носителей заряда, то из данного выражения следует, что время жизни носителей в зоне проводимости, заканчивающееся излучением фотона, уменьшается при возрастании концентраций и электронов, и дырок в соответствующих зонах.

Используем введенные ранее обозначения концентраций и их отклонений от равновесных значений. Выражения для полных концентраций электронов и дырок при наличии неравновесных концентраций: $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$. Тогда скорость рекомбинации также может быть представлена как сумма скоростей в равновесии и ее отклонения:

$$R_l^0 + \Delta R_l = \frac{(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p)}{n_i^2} R_i \cong \frac{n_0 p_0 + (n_0 + p_0) \Delta n}{n_i^2} R_i ,$$

т.к. считаем $\Delta n = \Delta p$. Поэтому имеем:

$$R_l^0 = \frac{n_0 p_0}{n_i^2} R_i , \quad \Delta R_l \cong \frac{(n_0 + p_0) \cdot \Delta n}{n_i^2} R_i .$$

По определению, скорость рекомбинации есть $\Delta n / \tau_l$, где τ_l – время жизни электрона в зоне проводимости, заканчивающееся излучением фотона:

$$\Delta R_l = \frac{\Delta n}{\tau_l} = \frac{(n_0 + p_0) \Delta n}{n_i^2} R_i .$$

Отсюда находим выражение для определения времени излучательной рекомбинации:

$$\tau_l = \frac{1}{R_i} \cdot \frac{n_i^2}{n_0 + p_0} = \frac{1}{R_i} \frac{n_0 \cdot p_0}{n_0 + p_0} .$$

Для собственного полупроводника $n_0 = p_0 = n_i$, $\tau_l = \tau_l^{(i)}$ и тогда

$$\tau_l^{(i)} = \frac{n_i}{2R_i}.$$

Время излучательной рекомбинации в собственном полупроводнике $\tau_l^{(i)}$ является фундаментальным параметром для любого полупроводникового материала. Поэтому для времени излучательной рекомбинации в легированном полупроводнике имеем:

$$\frac{\tau_l}{\tau_l^{(i)}} = \frac{2n_i}{n_0 + p_0}. \quad (2.1)$$

Численные значения времени излучательной рекомбинации в различных беспримесных полупроводниках сильно отличаются друг от друга. Экспериментальные исследования показывают, что, например, для Si $\tau_l^{(i)} \approx 4,6$ часа, для Ge $\tau_l^{(i)} \approx 0,6$ с, InSb $\tau_l^{(i)} \approx 6 \cdot 10^{-7}$ с.

Согласно выражению (2.1), зависимость времени излучательной рекомбинации «зона – зона» от концентрации носителей заряда в полупроводнике имеет вид, оказанный на рис. 3. По оси абсцисс отложено отношение концентрации электронов n_0 к концентрации дырок p_0 . Поэтому правая половина рисунка соответствует полупроводнику n -типа проводимости, а левая – p -типу. Из рисунка видно, что с увеличением концентрации основных носителей время излучательной рекомбинации быстро уменьшается по величине, а скорость излучательной рекомбинации растет. Такое поведение времени излучательной рекомбинации объясняется увеличением вероятности рекомбинации неравновесного неосновного носителя за счет роста концентрации основных носителей заряда. Дополнительные расчеты показывают, что уменьшение ширины запрещенной зоны также снижает время излучательной рекомбинации.

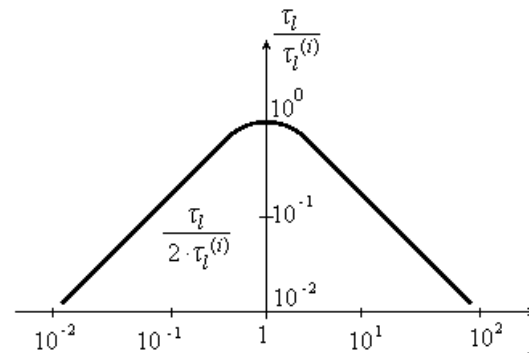


Рис. 3

Таким образом, если для изготовления источника излучения использовать объемный монокристалл, то для повышения интенсивности его эмиссии излучения необходимо брать его с высокой концентрацией основных носителей и малой шириной запрещенной зоны.

3. СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМА

3.1. Феноменологическое описание излучения атомов

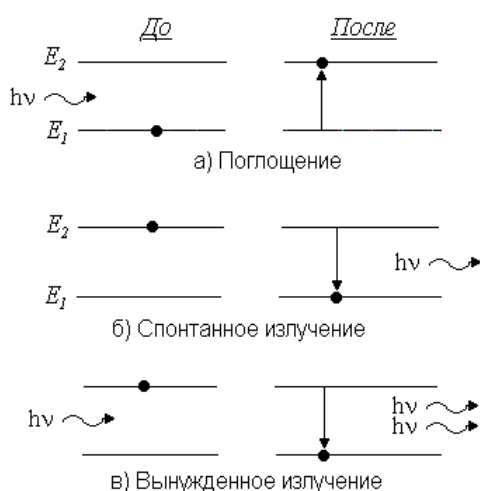


Рис. 4

Для понимания условий возникновения оптического излучения в твердых телах рассмотрим процесс поглощения и излучения света в атоме. Из всей совокупности. Из всех квантовых состояний, в которых может находиться атом, рассмотрим два состояния с энергиями E_1 и E_2 . Уровень E_1 описывает основное (невозбужденное) состояние, а E_2 первое возбужденное (рис. 4). Пусть теперь на такой атом падает излучение, имеющее спектральную плотность энергии U_ν (размерность Вт/Гц).

Невозбужденный атом, поглощая энергию излучения $h\nu$, перейдет в возбужденное состояние E_2 . Переходы с поглощением кванта света совершаются тем чаще, чем больше величина U_ν . Если N_1 – число атомов в невозбужденном состоянии, а $U_\nu B_{12} - h\nu$ – вероятность перехода с поглощением кванта при единичной спектральной плотности падающего излучения, то число переходов с поглощением в единицу времени в единице объема будет

$$\partial N_{12} = B_{12} U_\nu N_1.$$

Спонтанное излучение. Атом, находясь в возбужденном состоянии в результате поглощения кванта света, через некоторый промежуток времени, подчиняясь закону минимизации энергии физической системы по второму закону термодинамики, вынужден будет перейти в нижнее состояние, отдавая избыток энергии $E_2 - E_1$ в виде кванта $h\nu$. Здесь безизлучательные переходы не рассматриваются. Переход с излучением может произойти как под действием внешних причин, так и произвольно, независимо от внешних воздействий. Такой переход называется **спонтанным**, а создаваемое при этом излучение носит название **спонтанного излучения**. Спонтанные переходы являются случайными, их вероятность обозначим A_{21} . Если в рассматриваемом объеме вещества N_2 – число атомов в возбужденном состоянии, то число спонтанных переходов в единицу времени будет:

$$dN_{21}' = A_{21} N_2 .$$

Следовательно, уменьшение количества возбужденных атомов в результате спонтанных переходов за время dt составит величину:

$$-dN_2 = A_{21}N_2 \cdot dt .$$

Интегрируя это уравнение времени, получим закон убывания числа возбужденных атомов со временем при спонтанных переходах:

$$N_2 = N_{20} \exp(-A_{21} \cdot t),$$

где N_{20} – число возбужденных атомов в момент начала наблюдения процесса спонтанного излучения: $t = 0$. Так как за каждый спонтанный переход излучается энергия $E_2 - E_1 = h\nu$, то в результате dN_{21}^l числа переходов в единицу времени выделяется энергия в количестве:

$h\nu \cdot dN_{21}^l = h\nu \cdot A_{21} \cdot N_2$. Тогда интенсивность спонтанного излучения (энергия, испускаемая в единицу времени) равна:

$$I = h\nu \cdot A_{21} \cdot N_{20} \cdot \exp(-A_{21}t) = I_0 \cdot \exp(-A_{21}t),$$

где $I_0 = h\nu \cdot A_{21} \cdot N_{20}$. Так как $A_{21}N_2dt$ есть число атомов, совершивших за время dt переход 2–1, то оно определяет количество атомов, «проживших» в возбужденном состоянии в течение времени t . Поэтому продолжительность пребывания в возбужденном состоянии всех атомов, испытавших спонтанные переходы за время от 0 до ∞ , составит величину:

$$T = \int_0^{\infty} t \cdot A_{21} \cdot N_2 \cdot dt = \int_0^{\infty} N_{20} \cdot A_{21} \cdot t \cdot \exp(-A_{21}t) dt = \frac{N_{20}}{A_{21}} .$$

Здесь использовано выражение для определения среднего значения случайной величины по известной плотности вероятности случайного процесса. Из приведенного вычисления следует, что средняя продолжительность жизни атома в возбужденном состоянии равна

$$\tau = \frac{T}{N_{20}} = \frac{1}{A_{21}} . \quad (3.1)$$

Поэтому релаксацию интенсивности свечения можно переписать в виде:

$$I = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right).$$

Таким образом, после прекращения возбуждения интенсивность спонтанного излучения во времени уменьшается по экспоненциальному закону с постоянной времени $\tau = 1/A_{21}$. Поскольку спонтанные переходы являются случайными, то спонтанное излучение имеет статистический характер, оно не когерентно, т.е. генерируются фотоны с разной поляризацией, распространяющиеся в произвольных направлениях и имеющие произвольные фазы, хотя частоты излучаемых квантов света близки. Это обусловлено тем, что в силу случайного характера акты спонтанного излучения происходят независимо друг от друга.

Вынужденное излучение. Однако возбужденный атом может перейти в невозбужденное состояние и под действием внешнего излучения. Такой переход называется вынужденным, а излучение, создаваемое атомами, носит название **вынужденного, стимулированного** или **индуцированного**. Индуцированные переходы будут совершаться тем чаще, чем больше плотность энергии возбуждающего света U_ν . Поэтому вероятность этих переходов в единицу времени будет $U_\nu B_{21}$. Здесь B_{21} – вероятность индуцированного перехода атома с уровня E_2 на уровень E_1 при единичной интенсивности падающего излучения. Если N_2 – число атомов в возбужденном состоянии, то число индуцированных переходов в единицу времени в единице объема составит

$$dN_2'' = U_\nu B_{21} N_2.$$

Следовательно, внешнее излучение с частотой ν вызывает не только поглощение, но и добавочное, индуцированное излучение.

Среднее число переходов с излучением кванта света в единицу времени в единице объема определяется спонтанными и вынужденными переходами и равно:

$$dN_{21} = dN_{21}' + dN_{21}'' = (A_{21} + U_\nu B_{21}) N_2.$$

В стационарном состоянии на основании принципа детального равновесия числа прямых и обратных переходов в единицу времени равны. Следовательно, $dN_{21} = dN_{12}$ или $(A_{21} + U_\nu B_{21}) N_2 = U_\nu B_{12} N_1$. Здесь B_{12} – вероятность перехода атома с уровня E_1 на уровень E_2 под действием излучения единичной интенсивности. Отсюда следует, что:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{U_\nu B_{12}}{A_{21} + U_\nu B_{21}}. \quad (3.2)$$

Поскольку равновесие имеет статистический характер, то отношение N_2/N_1 можно выразить при помощи распределения Больцмана, согласно которому для системы, имеющей состояния с энергией E_1, E_2, \dots, E_m , вероятность пребывания в состоянии E_m равна

$$W_m = C g_m \cdot \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right),$$

где g_m – фактор вырождения данного уровня, показывающий, сколько атомом находятся в данном состоянии. Поэтому можно записать:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2 \cdot \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right)}{g_1 \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)} = \frac{g_2}{g_1} \cdot \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right). \quad (3.3)$$

Из сравнения равенств (3.2) и (3.3) следует, что:

$$\frac{U_\nu B_{12}}{A_{21} + U_\nu B_{21}} = \frac{g_2}{g_1} \cdot \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right).$$

С учетом того, что $E_2 - E_1 = h\nu$, получим:

$$U_\nu = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12} \cdot \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) - g_2 B_{21}}. \quad (3.4)$$

Для определения коэффициентов A_{21} и B_{21} используем предельное условие. При $T \rightarrow \infty$ плотность энергии U_ν должна стремиться к бесконечности (при сильном нагревании твердое тело излучает больше, чем при слабом), а это значит, что знаменатель в (3.4) стремится к нулю или $g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$. С учетом этого выражение (3.4) переписывается в виде:

$$U_\nu = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} \left/ \left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right) \right.$$

При $h\nu \ll kT$ в первом приближении имеем:

$$\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} \quad \text{и} \quad U_\nu = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} \cdot \frac{kT}{h\nu}. \quad (3.5)$$

С другой стороны, при условии $h\nu \ll kT$ справедлива формула Релея-Джинса:

$U_\nu = 8\pi\nu^2 kT / c^3$. Из ее сопоставления с формулой (3.5) найдем:

$$\frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu.$$

Отсюда следует: $A_{21} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu \frac{g_1}{g_2} B_{12}$. Тогда окончательно получим:

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu \cdot B_{21}. \quad (3.6)$$

Данное выражение показывает, что вероятность спонтанного перехода однозначным образом связана с вероятностью вынужденного излучения, что указывает на наличие у атома единого механизма атома по излучению (вынужденному или спонтанному) или поглощению кванта света. Важно отметить, что если у данного вещества вероятность вынужденного перехода больше, чем у других веществ, то и вероятность спонтанного излучения также должна быть больше. При вынужденном переходе генерируется фотон, имеющий ту же частоту, направление и фазу, что и фотон, вызвавший этот переход. Излучение, обладающее указанными свойствами, называют **когерентным**.

3.2. Стимулированное излучение твердых тел

Рассмотрим условия, при которых будет наблюдаться стимулированное излучение большого числа атомов. Пусть пучок параллельного монохроматического света интенсивностью I падает на объем, в котором сосредоточены атомы. Направление распространения света свяжем с осью x . При прохождении слоя вещества толщиной Δx интенсивность света уменьшится на величину $-\Delta I = \alpha \cdot I \cdot \Delta x$. Это уменьшение происходит из-за переходов в количестве $U_\nu B_{12} \cdot h\nu \cdot N_1 \Delta x$ с поглощением энергии и индуцированных переходов с излучением энергии в количестве $U_\nu B_{21} \cdot h\nu \cdot N_2 \Delta x$. В результате имеем:

$$-\Delta I = \alpha \cdot I \cdot \Delta x = (B_{12}N_1 - B_{21}N_2) \cdot U_\nu \cdot h\nu \cdot \Delta x.$$

Если учесть, что плотность излучения U_ν в параллельном пучке сечением 1 см^2 , распространяющемся со скоростью c , равна: $U_\nu = I/c$, то коэффициент поглощения приобретает вид:

$$\alpha = \frac{h\nu}{c} (B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = \frac{h\nu}{c} \left(1 - \frac{g_1 N_2}{g_2 N_1} \right) B_{12} N_1.$$

Учитывая выражение (3.3), получим ($E_2 - E_1 = h\nu$):

$$\alpha = B_{12} N_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right] \frac{h\nu}{c}, \quad (3.7)$$

Поскольку в состоянии термодинамического равновесия показатель экспоненты всегда отрицателен, то квадратные скобки в (3.7) дают положительную величину. Это означает, что в случае термодинамического равновесия при любой конечной температуре суммарный коэффициент поглощения положителен, т.е. имеет место поглощение света, а индуцированные переходы лишь уменьшают его. Причина этого заключается в том, что в равновесном состоянии число невозбужденных атомов всегда больше числа возбужденных ($N_1 \gg N_2$). Поэтому количество переходов с уровня E_1 будет больше, чем с E_2 . Если же мы хотим определить условия усиления света атомной средой, то надо сделать коэффициент поглощения света отрицательным. Тогда по закону Бугера – Ламберта интенсивность света будет увеличиваться по мере его распространения по объему с возбужденными атомами.

Как же добиться отрицательного значения коэффициента поглощения α ? Из (3.7) следует, что это возможно, если показатель экспоненты положителен, а для этого необходимо, чтобы абсолютное значение температуры кристалла было отрицательным: $T < 0$. Данное условие выглядит невозможным, но это только на первый взгляд. Продолжим поиск путей создания усилителя света квантовой системой.

Из распределения Больцмана (3.3) следует, что температура тела связана с заполнением уровней энергии основного E_1 и возбужденного состояния E_2 :

$$T = -\frac{E_2 - E_1}{k \cdot \ln(g_1 N_2 / g_2 N_1)}.$$

Поскольку $E_2 > E_1$, а в равновесии заполнение верхнего уровня всегда меньше, чем нижнего $g_1 N_2 < g_2 N_1$, то абсолютное значение температуры твердого тела T всегда положительно. Однако если выполняется условие:

$$g_1 N_2 > g_2 N_1, \text{ тогда } T < 0. \quad (3.8)$$

Таким образом, согласно выражению (3.8), для того чтобы создать среду с отрицательным поглощением (с усилительными свойствами), необходимо получить неравновесное состояние вещества, при котором число возбужденных атомов было бы больше числа невозбужденных. Заселенность энергетических состояний атомов, удовлетворяющих условию (3.8), носит название «**инверсной заселенности**», т.е. обратной заселенности по отношению к равновесному распределению атомов по уровням энергии. Реализовав инверсию населенности за счет накачки, получим кристалл, способный усиливать свет с энергией кванта, равной расстоянию между первым возбужденным состоянием квантовой системы и основным ее состоянием.

3.3. Принцип создания генератора света

Из радиотехники известно, что любой усилитель радиосигналов с коэффициентом усиления $G \gg 1$ можно превратить в генератор синусоидальных сигналов. Для этого необходимо выполнить несколько условий по преобразованию усилителя (рис.5):

1. применить в нем положительную обратную связь, т.е. подать с выхода усилителя на его вход напряжение в фазе с входным напряжением;

2. коэффициент обратной связи K_{OC} должен быть достаточно велик, чтобы выполнялось условие $K_{OC}^{(+)}(f_0) \cdot G(f_0) > 1$. Тогда после каждого прохода переменного напряжения через усилитель и цепь обратной связи на выходе устройства будет напряжение,

превосходящее напряжение при предыдущем проходе. Увеличение выходного напряжения будет происходить до тех пор, пока амплитуда переменного напряжения на выходе усилителя не сравнится с напряжением его питания;

3. частота получаемого выходного сигнала f_0 будет определять частотными свойствами, как

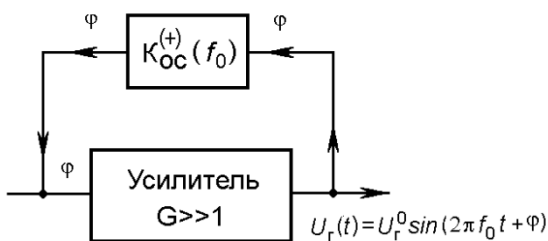


Рис. 5

усилителя, так и цепи обратной связи. Прежде всего, усилитель должен иметь частотную характеристику, включающую частоту f_0 ;

4. для получения синусоидального напряжения на выходе в цепь обратной связи необходимо включить частотный фильтр с требуемым коэффициентом обратной связи. Используя данный принцип в случае оптических колебаний можно создать усилитель света. Для превращения его в генератор необходима положительная обратная связь. Элементом, способным с выходного торца кристалла вернуть свет на его входной торец, является зеркало. Значит, расположив кристалл между зеркалами на его переднем и заднем торце объема с рабочим веществом, получим обратную связь. С тем, чтобы генерируемое в кристалле излучение не выходило из кристалла в окружающее пространство, зеркала следует расположить параллельно друг другу. Положительный характер этой связи обеспечивает настройка расстояния между зеркалами так, чтобы на нем укладывалось целое число половин генерируемого излучения.

Максимальное увеличение интенсивности излучения будет происходить при многократном прохождении световой волны по кристаллу в результате отражения излучения от торцов кристалла. Многократно отражаться будут лишь те лучи, которые падают перпендикулярно на торцевые поверхности кристалла. В силу этого излучение, вызванное индуцированными переходами, будет сосредоточено в малом телесном угле $\Delta\Omega \approx l^2 / L$.

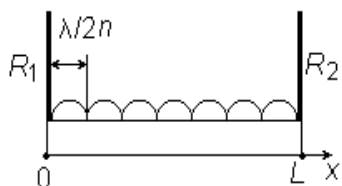


Рис. 6

Здесь l^2 - площадь зеркала, L - расстояние между зеркалами. В результате возникает узконаправленный поток излучения большой интенсивности, так как яркость его, в сравнении с всенаправленным излучением, возрастает в $4\pi/\Delta\Omega$ - раз. Спонтанное же излучение распределяется равномерно во всех направлениях в пределах телесного угла 4π . Поэтому оно уходит

из кристалла через боковые поверхности, равномерно окрашивая кристалл в цвет генерируемого излучения. Индуцированное излучение является когерентным. Оно распространяется в том же направлении и имеет ту же фазу, что и первичное. Поэтому лазер можно рассматривать как оптический резонатор, внутри которого возникают стоячие волны. Их число должно быть кратным длине кристалла L (рис.6):

$$m \frac{\lambda}{2n} = L,$$

где m – целое число; λ/n – длина волны в кристалле, n - его показатель преломления.

Поскольку на максимум спектрального распределения спонтанного излучения приходится больше фотонов, на этой частоте происходит больше переходов, чем на краях спектра. Это приводит к значительному сужению спектра излучения и, следовательно, усилению

интенсивности излучения в его максимуме. Если интенсивность пика излучения растет сверхлинейно с уровнем возбуждения, то процесс называется «сверхсвечением».

Определим условия возникновения светового возбуждения в кристалле, помещенном в резонатор. Пусть резонатор имеет длину L , а R_1 , R_2 – коэффициенты

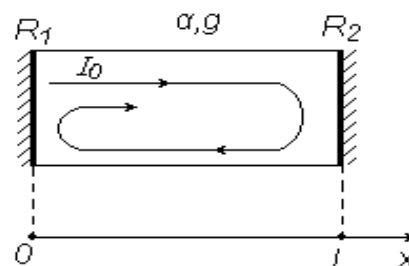


Рис.7

отражения на гранях. Если α – коэффициент поглощения лазерного излучения посторонними механизмами, то излучение, имевшее на входе в резонатор интенсивность I_0 , прошедшее через резонатор и вернувшееся в ту же точку, будет иметь интенсивность (рис.7)

$$I = I_0 \cdot R_1 R_2 \cdot \exp(2gL - 2\alpha L).$$

Следовательно, условие возникновения лазерного эффекта, предполагающее нарастание интенсивности излучения после однократного прохождения активного вещества, заключается в превышении коэффициента усиления над коэффициентом потерь, будет

$$g > \alpha - \frac{1}{2L} \cdot \ln(R_1 \cdot R_2). \quad (3.9)$$

Если не принять специальных мер, то ввиду низкой эффективности излучательной рекомбинации только малая часть энергии, затраченной на создание инверсии населенности, выделяется в виде лазерного излучения. Остальная часть идет на нагревание кристалла, что в ряде случаев заставляет использовать импульсный режим накачки.

3.4. Дипольная модель излучения атома

С точки зрения излучения и поглощения электромагнитной энергии атом можно рассматривать как мультипольную систему. **Мультиполь** по определению представляет собой систему парных разноименных зарядов равной величины, обладающих определенной симметрией. Если имеется два разноименных заряда, находящихся друг от друга на определенном расстоянии, то получающийся мультиполь называют **диполем**. Если число зарядов в системе равно четырем, то мультиполь называют **квадруполем**; из восьми – **октуполем** и т.д. Каждый мультиполь характеризуется своим **моментом**, порядок которого n связан с числом зарядов в мультиполе N соотношением: $N = 2^n$. Любое распределение зарядов в пространстве можно представить в виде ряда, члены которого есть моменты различных порядков. Такое представление удобно для описания излучающих свойств системы распределенных зарядов, например, атомов и ионов.

В оптическом диапазоне длина волны излучения много больше размеров атомов, которые можно рассматривать как точечные источники. По этой причине в мультипольном

представлении излучения атома ряд будет быстро сходиться увеличением порядка мультиполя. Расчеты показывают, что в видимое излучение доминирующий вклад дает дипольное излучение, а второе слагаемое ряда – квадрупольное излучения меньше дипольного в 10^6 раз.

Целью данного рассмотрения является определение вероятностей переходов атома (коэффициентов Эйнштейна) из одного состояния в другое при действии электромагнитного излучения. Зная одну из вероятностей, можно по соотношениям, полученным ранее, вычислить все другие.

С точки зрения классических представлений теории электромагнетизма простейшим источником излучения является точечный заряд, движущийся с ускорением. Из уравнений Максвелла можно найти, что энергия, излучаемая зарядом q в единицу времени, пропорциональна квадрату его ускорения a :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{q^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} a^2. \quad (3.10)$$

Если заряд совершает гармонические колебания с частотой ω_0 и амплитудой A_m , т.е.

$$r(t) = A_m \cos \omega_0 t,$$

то из (3.10) получим мгновенную мощность излучения в виде

$$P = -\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{q^2 A_m^2 \omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \cos^2(\omega_0 t). \quad (3.11)$$

Усредняя данную мощность за период колебания, получим

$$\langle P \rangle = \frac{q^2 A_m^2 \omega_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3}. \quad (3.12)$$

Простейшим гармоническим осциллятором в электродинамике является диполь – это два одинаковых заряда, находящихся на расстоянии L друг от друга. Величина электрического диполя D или дипольный момент равна произведению зарядов на расстояние между ними: $D = q \cdot L$. Он направлен от отрицательного заряда к положительному. Если дипольный момент изменяется гармонически с амплитудой D_0 , то средняя мощность излучения равна

$$\langle P \rangle = -\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{\omega_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3} D_0^2. \quad (3.13)$$

С точки зрения классической (максвелловской) электродинамики осциллирующий диполь излучает энергию непрерывно, и амплитуда колебаний может принимать любые значения. В действительности, излучая энергию в виде электромагнитной волны, диполь ее расходует и, следовательно, амплитуда его колебания со временем должна уменьшаться.

Для того, чтобы установить закон изменения амплитуды колебания дипольного момента, рассмотрим следующий случай.

Пусть в момент времени $t = 0$ осциллятор начинает совершать колебания с амплитудой A_0 чему соответствует энергия колебаний E_0

$$E_0 = \frac{mv^2}{2} = \frac{m \cdot \omega_0^2 \cdot A_0^2}{2}. \quad (3.14)$$

Здесь m – масса электрона. При $t > 0$ амплитуда колебания уменьшается, при этом изменяется и энергия осциллятора

$$\langle E(t) \rangle = 0.5m \cdot \omega_0^2 \cdot A^2(t).$$

Сопоставляя данное выражение с выражением (3.12), получим

$$\langle P \rangle = -\frac{d\langle E \rangle}{dt} = \frac{q^2 \omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 m} \langle E \rangle. \quad (3.15)$$

Обозначим: $\gamma = q^2 \omega_0^2 / 6\pi\epsilon_0 c^3 m$. Тогда выражение (3.15) переписется в виде

$$\frac{d\langle E \rangle}{dt} + \gamma \cdot \langle E \rangle = 0. \quad (3.16)$$

Отсюда находим закон изменения энергии осциллятора со временем

$$\langle E(t) \rangle = \langle E_0 \rangle \cdot \exp(-\gamma \cdot t). \quad (3.17)$$

При этом амплитуда колебаний уменьшается со временем по закону

$$A(t) = A_0 \cdot \exp(-\gamma \cdot t / 2) \cdot \cos(\omega_0 t). \quad (3.18)$$

Выражение (3.15) указывает на то, что и мощность излучаемой диполем электромагнитной волны также уменьшается по экспоненциальному закону

$$\langle P \rangle = -\frac{d\langle E \rangle}{dt} = \gamma \cdot \langle E \rangle = P_0 \exp(-\gamma t). \quad (3.19)$$

где $P_0 = \gamma \cdot E_0$. Это выражение совпадает с выражением для мощности спонтанного излучения атомом, если считать, что $\gamma = A_{21}$, т.е., что время релаксации мощности спонтанного излучения атома обратно пропорционально вероятности спонтанного перехода с верхнего уровня на нижний уровень.

Замеченная аналогия в излучении диполя и спонтанного излучения атома может быть продолжена в части спектрального состава излучения. Действительно, выражение (3.19) указывает, что генерируемая мощность излучения не является чисто монохроматичной, а содержит экспоненциально убывающую амплитуду. Значит, спектр спонтанного излучения атома содержит более одной составляющей на частоте ω_0 . Чтобы найти спектр спонтанного

излучения, необходимо найти Фурье – образ выражения (3.18), т.е. представить его в виде суммы (или интеграла – как получится) гармонических составляющих вида

$$A(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \cdot \exp(-i\omega t) dt. \quad (3.20)$$

Гармоническое изменение амплитуды колебания представим в экспоненциальной форме:

$$A(t) = 0.5A_0 \cdot \exp(-\gamma t/2) \cdot \exp(i\omega_0 t).$$

Подставляя данное выражение в интеграл Фурье (3.19) и интегрируя, получим:

$$A(\omega) = \frac{A_0}{2\pi} \cdot \frac{1}{i(\omega - \omega_0) + \gamma/2}.$$

Нас интересует спектр мощности излучения, который связан со спектром амплитуды

$$|A(\omega)|^2 = A^*(\omega) \cdot A(\omega) = \frac{A_0^2}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}.$$

Зависимость вида

$$g_L(\omega) = \frac{g_0}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (3.21)$$

называется кривой Лоренца, где g_0 - нормировочный коэффициент, определяемый из условия нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} g_L(\omega) d\omega = 1.$$

Это дает $g_0 = \gamma/2\pi$. Зависимость вида (3.21) имеет вид колоколообразной кривой (перевернутой параболы) с максимумом, равным $g(\omega_0) = 2/\pi\gamma$ на частоте ω_0 . На частотах, удовлетворяющих условию

$$(\omega - \omega_0) = \pm\gamma/2,$$

Спектральная плотность уменьшается в два раза. По этой причине интервал частот $\Delta\omega = 2(\omega - \omega_0) = \gamma$ называют **шириной линии излучения**. Она представляет собой естественную ширину спектральной линии. Ранее показано, что $\gamma = 1/\tau$, где τ - время релаксации энергии осциллятора. Отсюда вытекает фундаментальное соотношение спектрального анализа

$$\Delta\omega \cdot \tau = 1. \quad (3.22)$$

Приведенные выше результаты получены из рассмотрения излучающих свойств колеблющегося электрического диполя в приближении классической электродинамики. В действительности атом является квантовой системой, и потому корректным было бы рассматривать его свойства с позиций квантовой механики. Такое рассмотрение было

проведено и показано, что получаемые в этом случае основные результаты полностью совпадают с выводами классической модели излучающего диполя. Причина совпадения результатов кроется в том, что в квантовом описании в качестве электрического диполя фактически выступает электронное облако той или иной конфигурации в зависимости от значения квантовых чисел. Переход с одного состояния на другое сопровождается сменой конфигурации, а значит и смещения всего электронного облака, что эквивалентно осцилляции диполя, а значит и излучению электромагнитной энергии.

Наиболее важным отличием квантового подхода является установление правил отбора переходов между различными уровнями энергии спектра атома. Эти правила таковы:

- изменение главного квантового числа может быть любым, т.е. Δn - любое;
- орбитальное квантовое число l может изменяться только на единицу: $\Delta l = \pm 1$;
- магнитное квантовое число m_l может изменяться на ноль и ± 1 , т.е. $\Delta m_l = 0, \pm 1$.

Это означает, что переход между уровнями E_n и E_m будет разрешен, если уровни с квантовыми числами n и m подчиняются приведенным правилам отбора.

На основе полученных выражений для вероятностей переходов квантово-механический подход к описанию излучающих свойств атома позволяет оценить их значения. Для спонтанного перехода получено, что имеет величину порядка: $A_{nm} \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$. Следовательно, время релаксации атомной системы составляет $\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$, если релаксация происходит только за счет спонтанных переходов. Если действуют еще другие механизмы релаксации, например, безизлучательные переходы, то время релаксации будет меньше указанного.

Уровни энергии с малыми временами релаксации энергии называют **лабильными**. Уровни энергии, переходы с которых на более низкие уровни энергии запрещены при дипольных взаимодействиях, называют **метастабильными**. Время жизни атомов в этих состояниях порядка 10^{-3} с и больше.

3.5. Механизмы уширения спектральных линий

При рассмотрении энергетических состояний квантовых систем их уровни энергии считают бесконечно узкими. Значит, излучающие переходы атомов между узкими уровнями энергии должны соответствовать бесконечно узкие спектральные линии испускаемого света. Это означает, что электромагнитная волна будет строго монохроматической. В действительности же спектр излучения атомных и молекулярных систем имеет конечную ширину, а значит, генерируемый свет есть сумма многих излучений с близкими частотами. Причин тому, что спектр излучения имеет конечную ширину, довольно много. Фундаментальной причиной уширения является квантово-механический принцип

неопределенности Гейзенберга, который является следствием принципа корпускулярно-волнового дуализма. Он устанавливает предел точности одновременного определения двух величин, описывающих состояние квантовой системы некоммутируемыми операторами (например, координаты и импульса, тока и напряжения, энергии и времени, электрического и магнитного поля). В развернутой форме этот принцип звучит так: чем точнее измеряется один параметр частицы, тем менее точно можно измерить второй. Соотношение неопределённостей задаёт нижний предел для произведения среднеквадратичных отклонений (квадратный корень из дисперсии) пары параметров квантовых объектов. Этот принцип утверждает, что между измеренными значениями энергии состояния системы ΔE и времени ее пребывания в данном состоянии τ существует связь через постоянную \hbar :

$$\Delta E \cdot \tau \approx \hbar .$$

Поясним содержание этого принципа. Любой процесс измерения основан на взаимодействии объекта исследования и измерительного прибора, что не может не отразиться на результатах измерений. Можно привести аналогию из классической механики, рассмотрев движение по трассе автомобилей с горящими огнями в вечернее время. На фотографии за каждой машиной будет цветной шлейф, который указывает ее местоположение, но, будучи вытянутым по форме, создает неопределенность в определении координаты машины. При этом второй параметр движения - скорость, можно найти по длине цветного шлейфа и времени экспозиции фотоаппарата.

Распределение интенсивности излучения по частоте в пределах спектра излучения характеризуется форм-фактором спектральной линии $g(\omega)$, которая является нормированной характеристикой

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = 1 .$$

Для характеристики относительной ширины спектральной линии используют понятие добротности спектральной линии, которая равна отношению резонансной частоты ω_0 в максимуме линии к ее ширине $\Delta\omega$ на уровне половинной интенсивности излучения.

Рассмотрим наиболее важные причины уширения спектра излучения квантовых систем.

Естественное уширение. Этот вид уширения связан с конечным значением времени пребывания квантовой системы в возбужденном состоянии. Как отмечалось выше, в силу двойственной природы квантовой системы выполнение принципа Гейзенберга приводит к тому, что уширение линии излучения составляет величину $\Delta E \approx \hbar / \tau$. Это тот предел ширины линии излучения, меньше которого ширина быть не может. Оценим его численно:

$\Delta E = A_{21} \hbar / q \approx 10^8 \cdot 10^{-34} / 10^{-19} = 10^{-7}$ эВ. При типичных значениях энергетических зазоров

в реальных приборах квантовой электроники и фотоники (от десятых долей электронвольт) естественное уширение уровней видится довольно малым.

Форма линии излучения, определяемая конечным временем релаксации возбужденной системы, описывается функцией Лоренца:

$$g_L(\omega) = \frac{\Delta\omega}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega/2)^2}, \quad (3.23)$$

где $\Delta\omega = \gamma$ - ширина линии на уровне 0.5 от максимального значения, ω_0 - резонансная частота. Если переход осуществляется в основное состояние, то $\Delta\omega = \gamma = A_{m0}$. Если нижний уровень n не является основным, то необходимо учитывать вероятность распада не только верхнего m уровня, но и нижнего n уровня. В этом случае вероятности спонтанных переходов складываются и $\Delta\omega = \gamma = A_{mn} + A_{n0} = (1/\tau_m + 1/\tau_n)$.

Конечность времени жизни частицы на уровне E_m можно учесть, если в волновую функцию этого состояния ввести затухание со временем

$$\Psi_m(r, t) = \Psi_m(r) \cdot \exp\left(-\frac{i}{\hbar\nu} E_m(t)\right) \cdot \exp(-t/2\tau). \quad (3.24)$$

Здесь множитель $\exp(-t/2\tau)$ учитывает конечность значения времени пребывания частицы в состоянии E_m , поскольку квадрат модуля волновой функции есть вероятность пребывания частицы в этом состоянии: $W \approx \exp(-t/\tau)$. Затухающая функция вида (3.24) при разложении в ряд Фурье даст кривую Лоренца. Это еще раз доказывает законность рассмотрения квантовых систем как набора осцилляторов с собственными частотами, определяемыми условиями переходов Бора.

Типичное значение естественной ширины линии излучения в видимой части спектра составляет $\Delta\omega = A_{mn} \approx 10^8 \text{ рад}$. Тогда при $\nu_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$ получим $\Delta\nu = 20 \text{ МГц}$. Для переходов с метастабильных уровней естественная ширина линий излучения будет на порядки меньше и достигать сотен герц.

Форму линии излучения можно выразить не только как функцию частоты, но длины волны, т.к. $\omega = 2\pi c/\lambda$. Тогда найдем ширину линии, выраженную в длинах волн

$$\Delta\lambda = \frac{2\pi c}{\omega^2} \Delta\omega.$$

Доплеровское уширение. Эффект Доплера заключается в изменении частоты колебаний, регистрируемом при движении источника относительно наблюдателя. Этот эффект следует из теории относительности и характерен для любых волн, в том числе электромагнитных. Если источник движется относительно наблюдателя со скоростью v и излучает

электромагнитные волны с частотой ω_0 , то для наблюдателя воспринимаемая частота излучения будет (θ -угол между направлением движения источника и направлением на наблюдателя) при $v \ll c$ или $\cos\theta \ll 1$

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - (v/c)\cos\theta} \cong \omega_0 \cdot \left[1 + \left(\frac{v}{c} \right) \cos\theta \right].$$

Как следует из данного выражения, частота колебаний увеличивается при приближении источника к наблюдателю и уменьшается при удалении.

В газах хаотичное движение атомов приводит к тому, что вместо одной резонансной линии с частотой ω_0 наблюдатель регистрирует совокупность плотно расположенных линий от разных атомов. Суммарный спектр будет формироваться от всех атомов. Ширина линии излучения будет пропорциональна наиболее вероятной скорости движения частиц в газе и собственной частоте перехода ω_0 . Зная распределение частиц по скоростям (распределение Максвелла)

$$f(v)dv = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_0} \cdot \exp\left[-(v/v_0)^2 \right] dv,$$

где $v_0 = \sqrt{2kT/M}$ - наиболее вероятная скорость движения частиц в газе и учитывая зависимость частоты от скорости, можно получить выражение для формы спектральной линии, обусловленной доплеровским уширением

$$g_G(\omega) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta\omega_D} \cdot \exp\left\{ -\left[\frac{2\sqrt{\ln 2}(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega_D} \right]^2 \right\}. \quad (3.25)$$

Здесь обозначено:

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \frac{\omega_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{kT}{M}} -$$

- ширина доплеровской линии на уровне 0.5 от максимального значения при $\omega = \omega_0$.

Подставляя численные значения констант, получим удобную формулу для расчетов:

$$\frac{\Delta\omega_D}{\omega_0} = 7 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{\frac{T}{M}},$$

где M - относительная молекулярная масса атомов газа.

Функция (3.25) есть функция Гаусса, поэтому говорят, что линия, уширенная за счет эффекта Доплера, имеет гауссову форму. Этот вид уширения дает полосу в миллионы раз большую, чем естественное уширение.

Если частица движется в пределах объема, меньшего чем длина волны, то это движение в эффект Доплера не дает и, следовательно, этот вид уширения отсутствует.

Уширение вследствие столкновений. Столкновение возбужденных атомов с другими атомами, электронами, фононами и стенками сосудов приводит к уменьшению времени релаксации возбужденного состояния, а значит, вызывает уширение спектра излучения. При этом форма спектра будет описываться кривой Лоренца, но вместо $\Delta\omega = 1/\tau_n = A_{mn}$ будет $\Delta\omega = 1/\tau_p$, где τ_p - время релаксации, определяемое как время между соседними столкновениями. Особенно эффективно процессы релаксации действуют в твердых телах, где имеют место столкновения возбужденных атомов с колебаниями решетки. При этом время релаксации τ_p может составлять $(10^{-9} \div 10^{-12})$ с, что приводит к серьезному уширению спектра излучения.

Уширение за счет внутренних полей. Этот вид уширения определяется действием эффекта Штарка (в электрическом поле) и эффекта Зеймана (в магнитном поле), описывающими расщепление уровня на подуровни. Величина расщепления пропорциональна приложенному полю и в ряде практических ситуаций составляет несколько гигагерц в оптическом диапазоне.

Различают однородное и неоднородное уширение спектральной линии. Уширение называют **однородным**, если спектральные линии каждой квантовой частицы уширяются одинаково. К однородному уширению относится, в частности, естественное уширение, уширение за счет процессов релаксации, в том числе за счет столкновений.

Уширение называют **неоднородным**, если резонансные частоты отдельных частиц не совпадают и распределяются в некоторой полосе частот, приводя к уширению спектральной линии системы в целом при существенно меньшем уширении отдельных частиц. К неоднородному уширению относятся доплеровское уширение, уширение за счет неоднородностей среды и другие.

Форма однородно уширенных спектральных линий $g(\nu)$ обычно описывается функцией Лоренца, а форма неоднородного – функцией Гаусса.

Если на квантовую систему действует N факторов однородного уширения, то общее уширение линии всей системы будет равно сумме уширений от каждого фактора

$$\Delta\nu = \sum_{k=1}^N (\Delta\nu_k).$$

где $\Delta\nu_k$ - уширение линии, обусловленное действием k -того фактора. В случае действия факторов неоднородного уширения

$$\Delta\nu = \sqrt{\sum_{k=1}^N (\Delta\nu_k)^2}.$$

Если однородное и неоднородное уширение действуют одновременно и имеют один порядок величин, то задача определения формы спектра излучения сводится к нахождению интеграла свертки лоренцевой и гауссовой функций, известной как интеграл Войта.

Знание формы спектральной линии $g(\nu)$ позволяет определить зависимость коэффициентов Эйнштейна от частоты – спектральные коэффициенты:

$$a_{mn}(\nu) = A_{mn} \cdot g(\nu);$$
$$b_{mn}(\nu) = B_{mn} \cdot g(\nu); \quad b_{nm}(\nu) = B_{nm} \cdot g(\nu).$$

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА (НАКАЧКА)

4.1. Общие принципы накачки

Усиление электромагнитных волн с помощью вынужденного излучения возможно только в среде с инверсией населенностей ее энергетических состояний. Такое состояние активного вещества достигается за счет введения в него извне энергии, которая приводит к изменению заполнения основного и возбужденных состояний в пользу вторых. Процесс введения энергии называют накачкой. Ее можно осуществить разными способами. Рассмотрим наиболее распространенные из них.

1. Накачка вспомогательным излучением (оптическая накачка). Этот метод является наиболее универсальным и широко используется для накачки твердотельных лазеров на диэлектриках, жидкостных лазеров, может применяться в полупроводниковых и газовых лазерах. Сущность метода состоит в том, что активное вещество облучают мощным электромагнитным излучением, которое возбуждает атомы активного вещества. В качестве источников накачки могут служить лампы накаливания, ксеноновые и ртутные лампы, полупроводниковые светодиоды и т.д. Для СВЧ генераторов – мазеров источниками накачки выступают магнетронные и клистронные генераторы.
2. Накачка с помощью газового разряда. Этот метод применяется в газовых лазерах, где возбуждение атомов и молекул происходит за счет неупругих соударений свободных электронов с атомами рабочего газа. Электроны эмитируются с катода и разгоняются электрическим полем до энергий ионизации газа.
3. Сортировка частиц. Данный метод используется в приборах СВЧ-диапазона – так называемых пучковых мазерах. Молекулы рабочего вещества, находящиеся в основном состоянии и в возбужденном, пространственно разделяются так, чтобы в рабочий объем мазера попадали только возбужденные молекулы. Такое разделение молекул возможно, если возбужденные и невозбужденные молекулы по-разному взаимодействуют с электрическим или магнитным полем.
4. Инжекция неосновных носителей заряда через р-п переход. Этот метод применяется в полупроводниковых инжекционных лазерах и позволяет непосредственно, без промежуточных действий преобразовывать энергию электрического поля в когерентное излучение лазера.
5. Возбуждение частицами высоких энергий, например, ускоренными электронами. Такой метод накачки используется в полупроводниковых лазерах с электронной накачкой, а также может применяться в лазерах других типов. В данном методе пучок ускоренных электронов направляют на мишень из активного вещества, вызывая ионизацию активных

центров в нем.

6. Химическая накачка. Данный метод применяется в газовых лазерах. Для этого используется ряд химических реакций, протекающих между газообразными веществами, в результате которых конечный продукт реакций оказывается в возбужденном состоянии.
7. Газодинамическая накачка. Этот метод применяется в газовых лазерах и сводится к тому, что рабочий газ, нагретый до высокой температуры, резко охлаждается. Переходя в равновесное состояние, молекулы газа задерживаются в наиболее долгоживущих состояниях, в результате чего может быть достигнута инверсия его населенности.

Для того, чтобы определить при каких условиях можно получить инверсию населенности между конкретными уровнями активной среды, необходимо знать кинетику заполнения энергетических уровней при действии накачки. Для этого необходимо составить и решить соответствующие **кинетические уравнения**, называемые также **уравнениями баланса**.

Пусть известен энергетический спектр квантовой системы, а также известны вероятности переходов w_{mn} между любыми уровнями m и n . Тогда изменение числа частиц на уровне E_m определится выражением

$$\frac{dN_m}{dt} = \sum_{n \neq m} N_n w_{mn} - N_m \sum_{n \neq m} w_{mn}. \quad (4.1)$$

Здесь первое слагаемое описывает переход частицы на уровень m со всех остальных уровней n , а второе слагаемое – уход частиц с уровня E_m на все другие уровни E_n . В общем случае вероятность перехода $m \rightarrow n$ может определяться различными излучательными и безизлучательными переходами. Обозначив через S_{mn} скорость безизлучательных переходов между указанными уровнями, получим

$$w_{mn} = A_{mn} + B_{mn} \rho_{mn} + S_{mn}, \quad (4.2)$$

где A_{mn} , B_{mn} - коэффициенты Эйнштейна для спонтанных и вынужденных излучательных переходов; ρ_{mn} - плотность внешнего излучения в пределах спектральной линии. Поскольку как вероятность индуцированного излучения, так и плотность внешнего потока излучения зависят от частоты, то

$$B_{mn} \rho_{mn} = \int b_{mn}(\omega) \cdot \rho_{mn}(\omega) d\omega.$$

Заметим, что общее число частиц N в единице объема в этих условиях постоянно:

$$\sum_{m=1}^K N_m = N, \quad (4.3)$$

где суммирование ведется по всем состояниям квантовой системы.

Для каждого уровня можно записать свое кинетическое уравнение вида (4.1), так что в итоге получим систему из k - уравнений, из которых $(k - 1)$ уравнений линейно независимы. Опуская одно из уравнений (4.1) и используя (4.3), получим систему из k уравнений относительно неизвестных величин N_m . В стационарном состоянии в этой системе левые части равны нулю. Тогда получим систему линейных однородных уравнений вида

$$\sum_{n \neq m} N_n w_{mn} - N_m \sum_{n \neq m} w_{mn} = 0. \quad (4.4)$$

Эта система решается относительно N_m вычислением миноров и определителя.

В большинстве практических случаев нет необходимости рассматривать переходы между всевозможными уровнями, можно ограничиться рассмотрением только тех уровней, которые вносят существенный вклад в изменение населенностей рабочих уровней при действии накачки. В результате упрощений можно говорить о двух-, трех- и четырехуровневой схеме работы квантовых генераторов. Ясно, что нижний уровень является основным, а остальные уровни – возбужденными. Рассмотрим работу этих схем.

4.2. Двухуровневая схема накачки

Рассмотрим систему из двух уровней E_1 и E_2 , и пусть уровень E_1 является основным, т.е. заполнен в условиях термодинамического равновесия. Будем считать уровни невырожденными, т.е. $g_1 = g_2 = 1$. В такой системе возможны спонтанные и вынужденные переходы между уровнями как показано на рис. 8. Будем осуществлять накачку за счет поглощения фотонов с энергией $\hbar\omega_{12}$. Плотность излучения накачки пусть равна ρ_{12} . Тогда

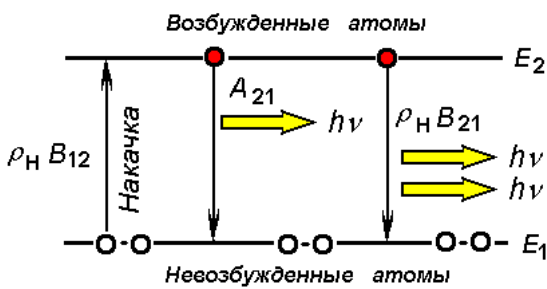


Рис. 8

уравнения баланса в стационарном режиме будут

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= (A_{21} + \rho_{12} B_{21}) \cdot N_2 - \rho_{12} B_{12} N_1 = 0, \\ \frac{dN_2}{dt} &= \rho_{12} B_{12} N_1 - (A_{21} + \rho_{12} B_{21}) \cdot N_2 = 0, \\ N_1 + N_2 &= N. \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

Так как $B_{12} = B_{21}$, найдем населенности

$$N_1 = \frac{A_{21} + \rho_{12} B_{21}}{A_{21} + 2\rho_{12} B_{21}} N; \quad N_2 = \frac{\rho_{12} B_{21}}{A_{21} + 2\rho_{12} B_{21}} N. \quad (4.6)$$

Проверить правильность нахождения выражений для N_1 и N_2 можно, сложив концентрации, что дает полную концентрацию N .

Изменение населенности уровней в зависимости от плотности излучения накачки $\rho_{12} = \rho_{21}$ в двухуровневой схеме показано на рис.9. В отсутствии накачки все частицы находятся в основном состоянии E_1 , т.к. считается, что $kT \ll E_2 - E_1$. С увеличением

интенсивности излучения накачки происходит перераспределение частиц по состояниям E_2 , E_1 . В предельном случае $\rho_{12} = \rho_{21} \rightarrow \infty$ населенности уровней выравниваются. Это явление, называемое **насыщением**, приводит к просветлению среды, т.е. при $\rho_{12} = \rho_{21} \rightarrow \infty$ коэффициент поглощения стремится к нулю. Из рисунка следует, что ни при каких условиях, используя оптическую накачку, в двухуровневой схеме нельзя достичь инверсии населенности, а значит нельзя получить усиление света. Почему так получилось? Ответ прост: из-за совмещения накачки и рабочего излучающего перехода в одном переходе. Значит, нужны схемы, в которых накачка действует на одном переходе, а излучение генерируется другим переходом.

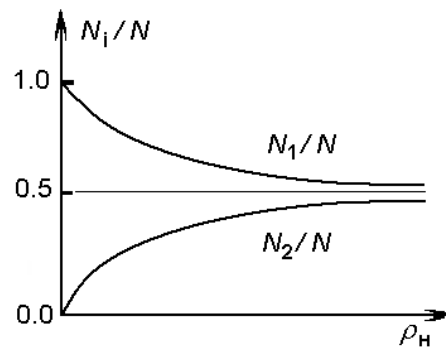


Рис. 9

4.3. Трехуровневые схемы накачки

Использование для создания инверсии населенности трех- и четырехуровневые схемы накачки привело к созданию приборов квантовой электроники. Механизм создания инверсии населенности в трехуровневой схеме поясняет рис.10. В зависимости от того, между какими уровнями создается инверсия населенности, различают схемы первого и второго типа. В

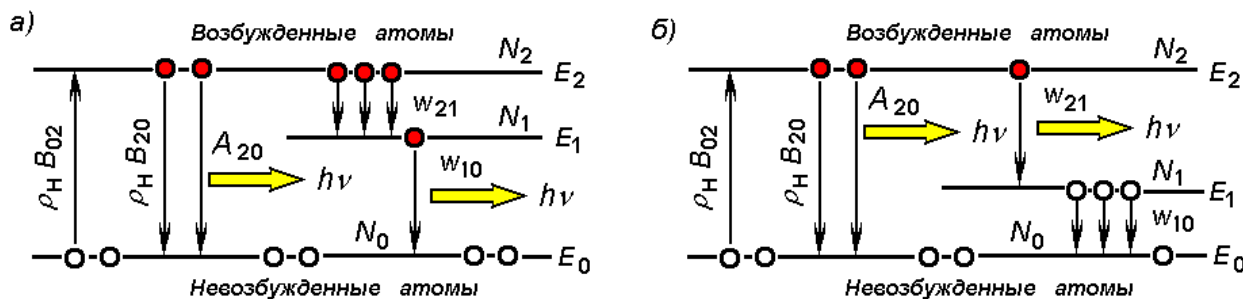


Рис. 10

схемах первого типа рабочий переход заканчивается на уровне основного состояния E_0 (рис.10, а), а схемах второго типа – на возбужденном состоянии E_1 (рис.10, б). В обоих случаях накачка осуществляется на уровень E_2 . По схеме первого типа работает рубиновый, а схеме второго – гелий-неоновый лазер. Важное преимущество этой схемы перед двухуровневой – разделение каналов накачки и усиления.

Определим зависимости населенностей уровней от плотности возбуждающего излучения накачки $\rho_H = \rho_{02}$. В качестве примера рассмотрим трехуровневую схему первого типа. Предположим, что накачка осуществляется с помощью оптического излучения с энергией

равной энергии перехода $E_0 \rightarrow E_2$. Внешнее возбуждение по другим каналам отсутствует. Скорость релаксации $2 \rightarrow 1$ обозначим как w_{21} . Она может осуществляться как за счет излучательных переходов, так и безизлучательных, так что $w_{21} = A_{21} + S_{21}$. Рассмотрим сначала режим усиления, когда активное вещество находится вне резонатора. Соответствующие переходы показаны на рис.10, а. Кинетические уравнения для концентраций на уровнях в стационарном режиме будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= w_{21}N_2 - w_{10}N_1 = 0, \\ \frac{dN_2}{dt} &= \rho_H B_{02}N_0 - [\rho_H B_{20} + (w_{21} + A_{20})] \cdot N_2 = 0, \\ N_0 + N_1 + N_2 &= N. \end{aligned} \right\} \quad (4.32)$$

Решая систему (4.32), найдем населенность уровней:

$$\left. \begin{aligned} N_0 &= \left[\frac{w_{10}(A_{20} + w_{21} + \rho_H B_{20})}{w_{10}(A_{20} + w_{21}) + (2w_{10} + w_{21}) \cdot \rho_H B_{20}} \right] \cdot N, \\ N_1 &= \left[\frac{w_{21}\rho_H B_{20}}{w_{10}(A_{20} + w_{21}) + (2w_{10} + w_{21}) \cdot \rho_H B_{20}} \right] \cdot N, \\ N_2 &= \left[\frac{w_{10}\rho_H B_{20}}{w_{10}(A_{20} + w_{21}) + (2w_{10} + w_{21}) \cdot \rho_H B_{20}} \right] \cdot N. \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

Из выражений (4.33) следует, что в отсутствии накачки концентрации N_1 и N_2 равны нулю,

тогда как концентрация $N_0 = N$. В другом предельном случае, когда плотность накачки стремится к бесконечности населенности основного и верхнего состояния стремятся к величине

$$n^{(\text{ген})} = \lim (N_2) = \left(\frac{w_{10}}{2w_{10} + w_{21}} \right) \cdot N$$

а населенность уровня E_1 при $\rho_H \rightarrow \infty$ стремится к

$$n^{(\text{инв})} = \lim (N_1) = \left(\frac{w_{21}}{2w_{10} + w_{21}} \right) \cdot N,$$

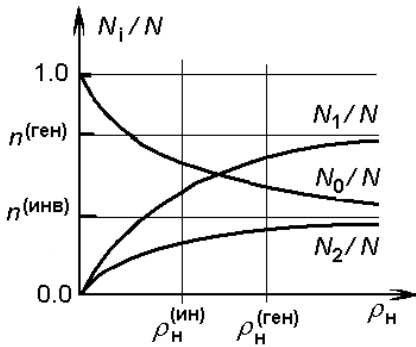


Рис. 11

т.е. различие только в числителе. Зависимости относительных концентраций на уровнях N_i/N от величины плотности накачки, полученные из выражений (4.33), показаны на рис.11. Как следует из рисунка, при $w_{21} > w_{10}$, начиная с некоторых значений плотности накачки $\rho_H = \rho_H^{\text{инв}}$ между уровнями E_1 и E_0 будет наблюдаться инверсия населенности ($N_1 > N_0$). Величина $\rho_H^{\text{инв}}$ называется **пороговой плотностью накачки**. С дальнейшим

увеличением плотности накачки инверсия также увеличивается. Приравняв в (4.33) выражения для плотностей населенности уровней E_1 и E_0 , найдем пороговую плотность

$$\rho_H^{инв} = w_{10}(w_{21} + A_{20})/B_{20}(w_{21} - w_{10}). \quad (4.34)$$

Из приведенного рассмотрения следует, что для накопления частиц на уровне E_1 и создания максимальной инверсии населенности наиболее выгодны системы с большим значением w_{21} (переход $E_2 \rightarrow E_1$ должен быть быстрым), малым значением w_{10} , т.е. уровень E_1 должен быть метастабильным, а также большим коэффициентом B_{02} .

4.4. Четырехуровневая схема накачки

В этой схеме каналы накачки и генерации разделены полностью, что позволяет получить инверсию населенности при минимальных уровнях накачки. При этом трехуровневые схемы можно рассматривать как частные случаи четырехуровневой схемы.

На рис. 12, а показаны переходы в четырехуровневой схеме как для накачки (переходы $E_0 \rightarrow E_3$), так и генерации излучения (переходы $E_2 \rightarrow E_1$). Здесь, как и в трехуровневой схеме, накачка переводит атомы из основного состояния E_0 в возбужденное состояние E_3 , которое имеет малое время жизни. По этой причине через очень малое время атомы с уровня E_3 переходят на уровень E_2 . Данный уровень является метастабильным и потому атомы на

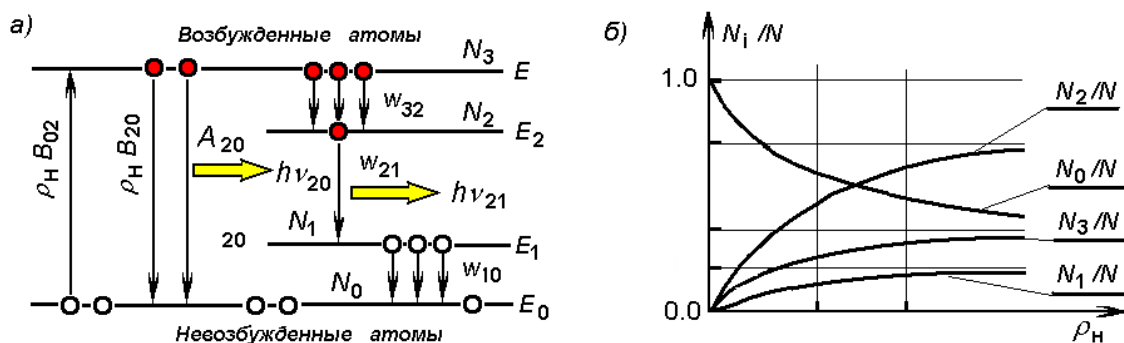


Рис.12

нем находятся долгое время, непрерывно пополняясь атомами, переходящими с уровня E_3 . Уровень E_1 также является коротко живущим и потому перешедшие на него атомы с выше лежащих уровней быстро релаксируют, опускаясь на уровень основного состояния E_0 .

Анализ заселенности уровней в данной схеме может быть проведен с помощью кинетических уравнений, записываемых для каждого уровня. Методология составления этих уравнений изложена при рассмотрении трехуровневой схемы, но для четырехуровневой схемы они будут более громоздкими. Опустим эту часть и перейдем к анализу зависимостей заселенностей уровней от плотности накачки. Из рис. 12, б следует, что инверсия

населенностей между уровнями E_2 и E_1 достигается при соблюдении неравенства

$$w_{10}w_{32} > [w_{31}(w_{20} + w_{21}) + w_{21}w_{32}] \cdot (g_2 / g_1). \quad (4.35)$$

Здесь обозначено: w_{mn} - вероятность перехода между уровнями E_m и E_n .

Из рис.12, б видно, что в четырехуровневой схеме при $kT \ll E_1 - E_0$ ничтожное число частиц на третьем уровне приводит к инверсии населенности между рабочими уровнями E_2 и E_1 . Физически этот результат означает, что пороговая плотность оптической накачки для получения инверсии в четырехуровневой схеме близка к нулю.

Как и в случае трехуровневой схемы, зависимость населенностей уровней в режиме генерации будет отличаться от показанной на рис.12, б. За счет интенсивных вынужденных переходов с испусканием в канале генерации $E_2 \rightarrow E_1$ значение концентрации на уровне E_2 будет уменьшаться, а на уровне E_1 возрастать, приводя к выравниванию населенностей и насыщению коэффициента усиления.

В заключение отметим моменты, характерные для трех- и четырехуровневой схем.

1. Для исключения теплового заселения уровней необходимо, чтобы энергетические зазоры $E_3 - E_2$ и $E_1 - E_0$ были бы много больше энергии кванта теплового колебания решетки kT . Однако эти зазоры не должны быть и чрезмерно большими. Иначе значительная часть энергии накачки будет расходоваться на нагрев кристалла.
2. При оптической накачке, когда источник накачки излучает в широкой области спектра, необходимо, чтобы верхний уровень был достаточно широким – в идеале зоной возможных значений энергии. В этом случае КПД накачки будет выше, чем в случае моноуровня.
3. Для исключения самопоглощения генерируемого излучения, приводящего к переходам $E_2 \rightarrow E_3$, $E_0 \rightarrow E_1$ желательно, чтобы релаксационные процессы (это переходы $E_3 \rightarrow E_2$, $E_1 \rightarrow E_0$) были бы безизлучательными.
4. Время жизни на верхнем рабочем уровне E_2 должно определяться излучательными переходами, а вероятность безизлучательных переходов с него должна быть минимальной.

Рассмотренные способы создания инверсии населенности в многоуровневых системах относятся к стационарному режиму. Это означает, что время воздействия накачки значительно больше всех характеристических времен релаксации уровней в квантовой системе. На практике часто для накачки используют импульсы энергии с длительностью меньше времени установления концентраций на уровнях. Такой режим работы лазера называется **нестационарным** и часто позволяет реализовать схемы накачки, недоступные в стационарном режиме. Если длительность импульса больше времен установления, то, невзирая на импульсный характер накачки, режим работы лазера является **стационарным**.

5. ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

5.1. Основные понятия теории резонаторов

Важнейшим элементом оптического или микроволнового квантового генератора является резонатор. За счет многократного отражения электромагнитной волны свет многократно проходит через активное вещество. Этим создаются условия для наиболее полного взаимодействия света и активного вещества. Более того, многократное отражение обеспечивает предельное сужение спектра излучения и параллельности генерируемого потока за счет отсеивания квантов света, имеющих непараллельные волновые векторы и другие параметры, отличные от генерируемых. Например, другую частоту или поляризацию.

1. Моды и собственные частоты. В общем случае под резонатором понимается колебательная система, способная накапливать энергию: механическую, акустическую или электромагнитную. Простейшим резонатором в радиотехнике и радиофизике является колебательный контур. С увеличением частоты размеры колебательного контура становятся соизмеримыми с длиной волны, что приводит к резкому возрастанию потерь за счет излучения энергии из контура. Поэтому в СВЧ диапазоне в качестве резонатора применяется полость с проводящими стенками, внутри которой могут возбуждаться электромагнитные колебания. Возбуждаемые в СВЧ резонаторе электромагнитные колебания имеют строго определенные частоты и строго определенную структуру: стоячие волны по каждой стенке резонатора и т.д. Такие волны называются *собственными колебаниями* или *модами*, а частоты этих волн – *собственными частотами* резонатора. По точному определению мода представляет собой стационарную конфигурацию электромагнитного поля, которая удовлетворяет законам электромагнетизма и граничным условиям на стенках резонатора. Электрическое поле такой конфигурации можно записать в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot U(\vec{r}) \cdot \exp(i\omega t),$$

где ω - собственная частота резонатора. Например, для объемного резонатора в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами ребер L_X , L_Y , L_Z длины волн собственных типов колебаний находятся по формуле:

$$\lambda_{mnp} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{2L_X}\right)^2 + \left(\frac{n}{2L_Y}\right)^2 + \left(\frac{p}{2L_Z}\right)^2}}. \quad (5.1)$$

Здесь целые числа m , n , p определяют число полуволн, укладывающихся на сторонах резонатора L_X , L_Y , L_Z . По существу выражение (5.1) выражает условие образование стоячей волны при отражениях электромагнитных колебаний от стенок резонатора. Очевидно, что собственные частоты определяются только его геометрией. Отличительной

особенностью объемных резонаторов является то, что их размеры соизмеримы с длиной волны. Поэтому число собственных типов колебаний в таком резонаторе мало, а собственные частоты далеко разнесены друг от друга по спектру. Изменяя размеры резонатора, можно изменять его собственные частоты.

Электромагнитные волны, распространяющиеся в свободном пространстве, являются поперечными, т.е. в ней векторы \vec{E} , \vec{H} , \vec{k} взаимно перпендикулярны. Электромагнитные колебания в объемном резонаторе не являются взаимно перпендикулярными, т.к. один из векторов \vec{E} , \vec{H} имеет проекцию на направление распространения, т.е. имеет продольную составляющую. Если продольную составляющую имеет вектор \vec{E} , то электромагнитное колебание называется электрическим и обозначается как E или TM . Если продольную составляющую имеет вектор \vec{H} , то колебание называют магнитным и обозначают H или TE . В прямоугольном резонаторе каждая мода колебания характеризуется набором из трех чисел m , n , p , указывающим число полуволн, укладывающихся по трем измерениям. В цилиндрическом объемном резонаторе числа m , n , p указывают число полуволн по диаметру, окружности и длине резонатора.

Колебания в объемном резонаторе возбуждают с помощью петлеобразного полупроводника - *петли связи* или через специальное отверстие в резонаторе – *щель*. Вывод энергии из резонатора осуществляют с помощью этих же элементов.

2. Плотность собственных частот резонатора. При переходе от СВЧ диапазона к оптическому участку спектра объемные резонаторы постепенно теряют свои резонансные свойства. По мере повышения частоты резонансные линии сближаются, различные типы колебаний накладываются друг на друга и селективные свойства резонатора исчезают.

Чтобы представить происходящие в объемном резонаторе перемены при повышении частоты, найдем число собственных типов колебаний при условии $\lambda \ll L$, если резонатор представляет собой куб с ребром L . Условия образования стоячей волны аналогичны (5.1)

$$L = m \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\pi}{\pi} = m \frac{\pi}{k}. \quad L \Rightarrow \quad k_x = m \frac{\pi}{L}, \quad k_y = n \frac{\pi}{L}, \quad k_z = p \frac{\pi}{L}.$$

где $k_x = 2\pi/\lambda$ волновой вектор, числа m , n , p - целые. Тогда полное число типов колебаний N_k в кубе с ребром L при значениях волнового вектора от 0 до значения k равно объему сферы радиусом k , деленному на объем, приходящийся на один тип колебаний и равный $(2\pi/L)^3$:

$$N_k = 2 \frac{(4\pi/3)k^3}{(2\pi/L)^3} = \frac{k^3}{3\pi^2} L^3 = \frac{\omega^3}{3\pi^2 c^3} L^3, \quad \text{т.к.} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{\omega}{c}.$$

Множитель «2» учитывает два возможных направления поляризации волны. Отсюда найдем число собственных типов колебаний в единице объема в единичном интервале частот

$$\frac{1}{V} \frac{dN_k}{d\omega} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}. \quad (5.2)$$

Заметим, что именно этот множитель стоит в функции Планка для спектрального распределения излучения твердого тела в состоянии термодинамического равновесия

$$\rho(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}$$

и формуле Рэлея – Джинса для спектральной плотности излучения $\rho(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT$. Напомню, что фотоны подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна, по которой среднее число фотонов на заданной частотой колебаний определяется выражением

$$\bar{N} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1},$$

а средняя энергия, приходящаяся на один тип колебаний, равна $\hbar\omega \cdot \bar{N}$.

3. Спектр собственных частот открытого резонатора. Посмотрим, что будет, если использовать резонатор закрытого типа в оптическом диапазоне. Для этого по выражению (5.2) оценим число типов колебаний ΔN_k , приходящихся на спектральный диапазон $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi = 1 \text{ ГГц}$. Эта величина соответствует доплеровскому уширению спектральной линии при комнатной температуре. Приняв $\lambda = 1 \text{ мкм}$, получим в объеме 1 см^3 величину $\Delta N_k = 10^8$. Из выражения (5.2) найдем, что частотный интервал между ближайшими типами колебаний составляет около 10 Гц. Ширина каждой спектральной линии определяется ее добротностью: $\Delta\omega = \omega/Q$. Если удастся создать резонатор с добротностью 10^8 , то ширина его линии при $\nu = 10^{14} \text{ Гц}$ составит около 1 МГц. При таких условиях все собственные колебания перекрываются, образуя непрерывный спектр. Это означает, что в оптическом диапазоне объемный резонатор теряет резонансные свойства. Значит, оптический резонатор должен быть таким, чтобы в нем сохранилось лишь некоторые типы из собственных типов колебаний, а остальные были бы погашены. Итак, расстояние между собственными частотами составляет 10 Гц, а ширина каждой равна 1 МГц!

Чтобы разрядить спектр собственных частот оптического резонатора его необходимо сделать открытым. **Открытым резонатором** называют объемный резонатор, у которого имеется только две отражающие стенки и они не замкнуты. Резонансными свойствами обладают открытые резонаторы только определенных конфигураций. Простейший оптический резонатор образуют два плоских зеркала, расположенных на одной оси и параллельные друг другу. Резонансные свойства такой конструкции известны давно в оптике, где подобные конструкции называют интерферометрами. Поэтому плоский резонатор еще называют интерферометром Фабри – Перо по именам французских физиков, первыми исследовавшими свойства параллельных зеркал. Такой резонатор можно рассматривать как прямоугольный открытый резонатор, у которого убраны боковые стенки. Прямая линия, проходящая через центры зеркал и перпендикулярно им, называется **оптической осью резонатора**. Электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль оптической оси, будут отражаться от зеркал и интерферировать между собой – падающая с отраженной. Те из них, для которых будет выполнено условие резонанса: $p\lambda/2 = L$ будут интерферировать, образуя стоячую волну. За счет многократного прохождения таких волн через резонатор резко увеличивается эффективность их взаимодействия с рабочим веществом, помещаемым в резонатор. Волны, распространяющиеся под углом к оптической оси, после нескольких проходов и отражений выйдут за пределы резонатора и тем самым уменьшат количество мод резонатора. Этим достигается еще один способ разрежения спектра собственных частот открытого резонатора по сравнению с объемным резонатором.

4. Аксиальные типы колебаний. Колебания, распространяющиеся строго вдоль оптической оси, обладают максимальной добротностью и называются **аксиальными колебаниями**. Определим расстояние $\Delta\nu$ между соседними аксиальными колебаниями при $\lambda = 1 \text{ мкм}$ для оптического резонатора длиной $L = 1 \text{ м}$. На этой длине будет укладываться $2 \cdot 10^6$ полуволен ($p = 2 \cdot 10^6$). Расстояние между соседними типами колебаний будет

$$\Delta\nu_p = \nu_p - \nu_{p-1} = \left(\frac{c}{\lambda_p}\right) - \left(\frac{c}{\lambda_{p-1}}\right) = p \cdot \left(\frac{c}{2L}\right) - (p-1) \cdot \left(\frac{c}{2L}\right) = \left(\frac{c}{2L}\right) = \frac{3 \cdot 10^8}{2} = 150 \cdot 10^6. \quad (5.3)$$

Таким образом, при длине резонатора в 1 метр $\Delta\nu_p = 150 \text{ МГц}$, для $L = 1 \text{ см}$ $\Delta\nu_p = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$ вместо 10 Гц для объемных резонаторов.

5. Многочастотность резонатора. Несмотря на столь существенное разрежение спектра собственных частот, частотный интервал между соседними типами колебаний в оптических резонаторах с размерами $L = (1 \div 100) \text{ см}$ оказывается значительно меньше ширины спектральной линии даже в газовых средах, где ширина линии излучения

минимальна по сравнению с другими веществами. Это означает, что в пределах спектральной линии активной лазерной среды обычно укладывается много (до десятков тысяч) собственных типов колебаний резонаторов. Поэтому такой резонатор называется **многомодовым** или **многочастотным**.

При этом добротность оптического резонатора значительно выше добротности спектральной линии активного вещества. Значит спектр собственных частот в системе «активное вещество + резонатор» в оптическом диапазоне будет определяться собственными частотами резонатора, лежащими вблизи максимума спектральной линии

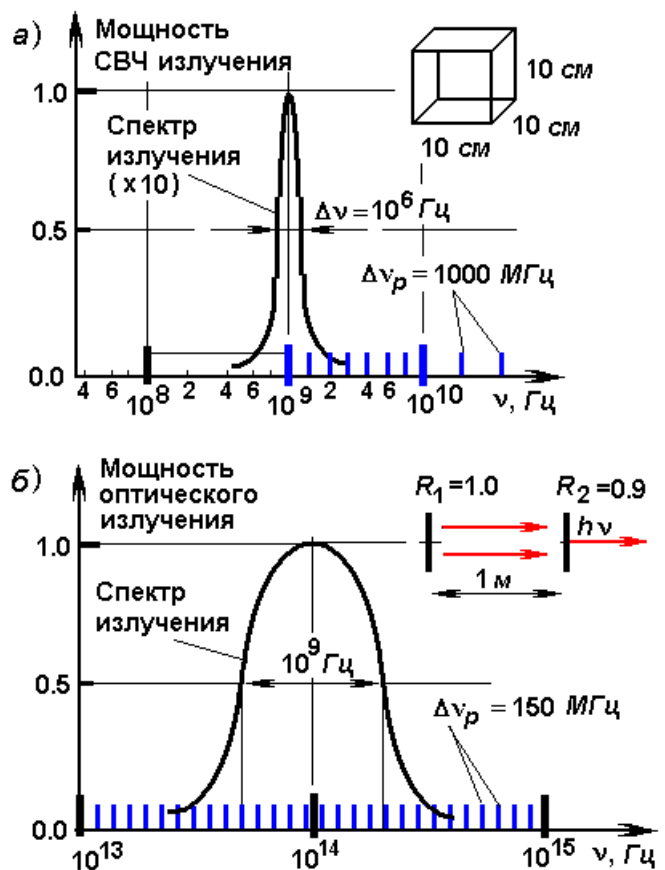


Рис. 13

излучения активного веществ лазера. Сказанное демонстрирует рис.13, на котором показаны спектральная линия излучения активного вещества СВЧ генератора (увеличена в 10 раз) – рис.13, а и линия излучения квантового генератора оптического диапазона – рис.13, б. На этих рисунках синими линиями также показаны собственные частоты закрытого (СВЧ) и открытого (оптического) резонатора. Заметим, что в оптическом генераторе в полосу излучения попадает большое число собственных частот открытого резонатора, что приводит к одновременной генерации света на многих модах. Как следует из рис.13, а, в СВЧ диапазоне наблюдается обратная картина: ширина спектральной линии мала (добротность активного вещества велика), а расстояние между частотами собственных колебаний закрытого резонатора велико. Поэтому спектр собственных частот в лазерах будет определяться спектром рабочего вещества, а генерируемое колебание является, как правило, одномодовым, т.е. предельно чистым.

6. Неаксиальные типы колебаний. Для определения свойств оптического резонатора в общем случае надо решить уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями. Если проследить за первоначальной волной, испытывающей многократные отражения и усиления, то можно убедиться, что, в конце концов, в резонаторе устанавливается некоторое стационарное распределение электромагнитного поля, которое

при последующих отражениях не изменяется. Такое стационарное распределение электромагнитного поля и определяет собственные колебания резонатора. Эти колебания, имеющие пренебрежимо малые проекции векторов \vec{E} и \vec{H} на ось z , называются **трансверсальными электромагнитными колебаниями** и обозначаются как TEM_{mnp} . Смысл индексов в этом обозначении такой же, как и у объемных резонаторов.

Величина p в этих индексах указывает число полувольт, укладывающихся вдоль направления длины резонатора и, следовательно, в оптическом диапазоне оно очень большое. Поэтому его опускают, сохраняя два других индекса. Для аксиальных колебаний $m = n = 0$ и их обозначают как TEM_{00} . Кроме этих колебаний возможны еще TEM_{10} , TEM_{01} , TEM_{11} и другие, которые называются **неаксиальными колебаниями**. Колебания этого типа должны быстро выходить из плоского резонатора, поскольку они распространяются не строго по оптической оси резонатора. На самом деле из-за дифракции на краях зеркал неаксиальные моды отражаются внутрь резонатора и в итоге имеют высокие добротности. С увеличением чисел m , n дифракционные потери растут, и добротности мод падают.

7. Добротность резонатора. Кроме собственных типов колебаний и собственных частот объемный резонатор характеризуется потерями энергии, например на стенках резонатора, на излучение в окружающее пространство и т.д. Это свойство резонатора характеризуют его добротностью. **Добротность резонатора Q** - есть скалярная величина, представляющая собой отношение запасенной энергии в резонаторе, к средней энергии, теряемой за $1/2\pi$ часть периода колебаний. В СВЧ диапазоне типичное значение добротности составляет 10^3 . Под добротностью открытого оптического резонатора можно рассчитать по формуле

$$Q = 2\pi \frac{E_{\text{полн}}}{E_{\text{потерь}}(T)} \cdot \frac{T}{T} = \frac{2\pi}{T} \frac{E_{\text{полн}}}{E_{\text{потерь}}(T)/T} = \omega \frac{E_{\text{полн}}}{E_{\text{потерь}}(1 \text{ с})}. \quad (5.4)$$

Здесь $E_{\text{полн}}$ - полная энергия, запасенная в резонаторе, $E_{\text{потерь}}(T)$ - энергия, теряемая за один период, $E_{\text{потерь}}(1 \text{ с})$ - энергия, теряемая за секунду. Из выражения (5.4) следует, что изменение энергии E_{ω} , запасенной модой на частоте ω за время dt , будет равно

$$dE_{\omega} = -E_{\omega} \frac{\omega}{Q} dt. \quad (5.5)$$

Отсюда находим, что запасенная в резонаторе энергия вследствие потерь будет со временем убывать по экспоненциальному закону

$$E_{\omega}(t) = E_{\omega}(0) \cdot \exp\left(-\frac{\omega}{Q} t\right). \quad (5.6)$$

Из выражения (4.6) можно найти время жизни фотона в заданной моде, определив его как $t_{\phi} = Q/\omega$. Оно определяет время, отсчитанное от начала колебаний, за которое запасенная в моде энергия уменьшается в e – раз или в e -раз уменьшается число фотонов.

Для вывода излучения из резонатора одно из его зеркал делают полупрозрачным. Это определяет необходимые полезные потери, которые называют *потерями на излучение*.

Пусть коэффициент отражения зеркала, через которое выводится излучение из лазера, равен R . Тогда его коэффициент пропускания будет равен $T=1-R$, т.к. потери в современных дифракционных зеркалах малы и ими можно пренебречь. Если длина резонатора велика $L \gg \lambda$, то теряемая за единицу времени энергия равна $E_{\omega}(1-R) \cdot c/2L$. Тогда по (5.4) найдем добротность резонатора, определяемую потерями на излучение

$$Q = \frac{2\omega L}{(1-R) \cdot c} = \frac{2kL}{1-R}. \quad (5.7)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор, $2L/c$ – время двойного пролета резонатора. Взяв типичные значения $\lambda = 1$ мкм, $L = 1$ м, $R = 0.9$, получим $Q \cong 1 \cdot 10^8$, что существенно выше добротности резонатора СВЧ диапазона.

Кроме потерь на излучение в реальных резонаторах возможны и другие потери.

1. Дифракционные потери. Они связаны с дифракцией электромагнитной волны на краях зеркал резонатора. Этот тип потерь определяется отношением $a^2/(\lambda L)$. Чем меньше поперечные размеры a зеркал, тем больше дифракционные потери резонатора. Дифракционные потери зависят также от типа колебания. Они минимальны для аксиальных TEM_{00} и возрастают с ростом индексов m, n . Это используют для селекции неаксиальных мод в резонаторе.
2. Потери на несовершенствах зеркал. Эти потери обусловлены возможным поглощением электромагнитного излучения в зеркалах, рассеянием на его шероховатостях, отклонением геометрии зеркал от заданной. Для их исключения к зеркалам резонатора предъявляются очень высокие требования, в частности, обработка поверхности зеркал ведется с точностью 0.1λ .
3. Потери на разюстировку зеркал. Чтобы система из двух зеркал обладала резонансными свойствами, необходимо точная их взаимная ориентация, в частности, в резонаторе с плоскими зеркалами необходимо их установить строго параллельно друг другу. Угол разюстировки этих зеркал не должен превышать нескольких угловых секунд.
4. Потери в активном веществе. Этот тип потерь вызван поглощением и рассеянием электромагнитного излучения дефектами активного вещества: геометрическими, структурными, дефектами легирования вещества полезными примесями.

5.2. Свойства плоского резонатора

Поперечные моды и числа Френеля. Рассмотрим открытый резонатор, образованный двумя плоскими квадратными зеркалами размерами $(2a \times 2a)$, находящимися на расстоянии L друг от друга, как показано на рис. 14. Собственные частоты резонатора определяются выражением (4.1). Их найдем, положив $L_x = L_y = 2a$, $L_z = L$. Поскольку в (5.1) $m, n \ll p$,



Рис.14

то это выражение можно разложить в степенной ряд по малым степеням отношений $m/p, n/p$. Произведя необходимые преобразования, получим

$$v_{mnp} \cong \frac{c}{\lambda_{mnp}} = \frac{c}{2} \left[\frac{p}{L} - \frac{1}{2} \frac{(m^2 + n^2)}{p} \frac{L}{4a^2} \right]. \quad (5.8)$$

Отсюда получаем разность аксиальных частот, когда $m = n = 0$. Разность же частот между двумя соседними неаксиальными колебаниями по m найдем из (5.8):

$$\Delta v_m = v_{m+1} - v_m = \frac{c}{4} \frac{L \left[(m+1)^2 - m^2 \right]}{4a^2 p} = \frac{cL}{8a^2 p} \left(m + \frac{1}{2} \right). \quad (5.9)$$

С учетом выражения (5.3) выражение (5.9) можно переписать в виде

$$\Delta v_m = \Delta v_p \frac{L^2}{4pa^2} \left(m + \frac{1}{2} \right). \quad (5.10)$$

Аналогично находятся расстояния по частоте для двух типов колебаний, отличающиеся друг от друга на единицу по индексу n :

$$\Delta v_n = \Delta v_p \frac{L^2}{4pa^2} \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (5.11)$$

Неаксиальные моды, отличающиеся значениями n и m , будут различаться распределением поля в плоскости зеркала, т.е. в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Поэтому неаксиальные моды еще называют **поперечными модами**. Для поперечных мод с различными индексами m структура полей будет различаться в направлении оси x , а с различными n - в направлении оси y .

Выражения (5.10) и (5.11) можно переписать в упрощенном виде

$$\Delta v_m = \Delta v_p \frac{\left(m + \frac{1}{2} \right)}{8N}, \quad \Delta v_n = \Delta v_p \frac{\left(n + \frac{1}{2} \right)}{8N},$$

где $N = a^2 / (\lambda L)$ - параметр, называемый **числом Френеля**. Оценим его для типичного

случая, когда $\lambda = 1 \text{ мкм}$, $L = 1 \text{ м}$, $2a = 1 \text{ см}$. В этих условия число Френеля $N = 25 > 1$, и расстояние между неаксиальными колебаниями $\Delta\nu_{m,n}$ будет величину порядка одного мегагерца, что меньше расстояния между аксиальными колебаниями, где $\Delta\nu_p \cong 150 \text{ МГц}$. Дифракционные потери неаксиальных мод больше, чем аксиальных, и потому добротности неаксиальных мод меньше.

На рис.15 показан спектр собственных частот плоского резонатора как для аксиальных, таки и неаксиальных типов колебаний. Расстояние по частоте между аксиальными типами $\Delta\nu_p$ увеличивается при уменьшении длины резонатора L , а между неаксиальными модами $\Delta\nu_{m,n}$ при уменьшении числа Френеля N . Моды с

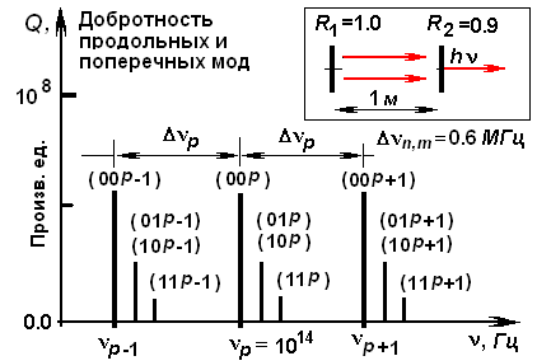


Рис. 15

одинаковыми значениями p , но разными значениями m и n , удовлетворяющими условию $m^2 + n^2 = const$, имеют одинаковую частоту и называются **частотно вырожденными**.

Планарное распределение интенсивности мод. Теперь обратимся к рассмотрению распределения электромагнитного поля в плоскости зеркала для аксиальных и неаксиальных типов колебаний. Его можно найти, решая уравнения Максвелла при заданных граничных условиях. Однако такой подход приводит к сложным и, главное, громоздким выражениям. Поэтому обычно в таких случаях для решения задач применяют принцип Гюйгенса – Френеля, согласно которому все точки, через которые проходит волновой фронт в момент времени t , можно рассматривать как источники вторичных волн, а положение фронта волны в последующий момент времени $t + dt$ дает поверхность, огибающая фронты всех вторичных волн. Этот принцип позволяет по возмущению, заданному на одной волновой поверхности, определить амплитуду и фазу возмущения в последующие моменты времени и в точках, на пути распространения волны.

Зададим произвольное распределение электромагнитного поля u_1 на зеркале S_1 (рис. 16), индуцирующее некоторое распределение поля на зеркале S_2 . Поле в произвольной

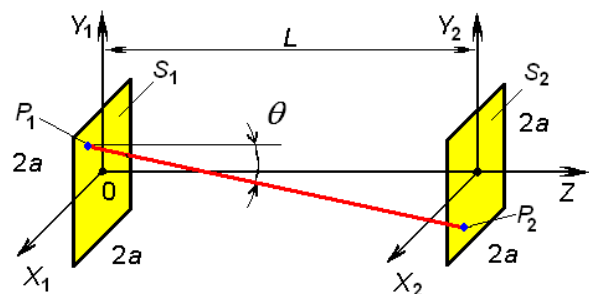


Рис. 16

точке P_2 этого зеркала можно рассчитать путем суммирования вкладов бесконечно малых гюйгенсовских источников во всех точках P_1 . В результате бесконечного суммирования поле $u_2(P_2)$ будет определяться дифракционным интегралом Кирхгофа – Френеля

$$u_2(P_2) = \frac{ik}{4\pi} \int_{S_1} u_1(P_1) \frac{\exp(ikr)}{r} (1 + \cos \theta) dS_1 \quad (5.12)$$

Если известно распределение поля на зеркале S_2 , то оно в свою очередь инициирует распределение поля на зеркале S_1 , которое может быть найдено аналогичным образом: с помощью выражения (5.12). Это распределения поля $u_1(P_1)$ вызовет образование на зеркале S_2 и т.д. Если после многократных отражений от зеркал распределение поля по зеркалам перестанет изменяться с точностью до постоянного множителя, то такое поле определяет собственные типы колебаний резонатора. Ясно, что эти стационарные распределения полей зависят от формы зеркал и геометрических размеров резонатора. При наличии стационарных состояний после p проходов поле на зеркалах становится одинаковым с точностью до комплексной постоянной, что математически можно записать в виде

$$u_p = \left(\frac{1}{\gamma}\right)^p v, \quad (5.13)$$

где функция v не изменяется от отражения к отражению; γ - комплексная постоянная, не зависящая от пространственных координат. Теперь, подставляя выражение (5.13) в выражение (5.12), получаем интегральное уравнение

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{p+1} v &= \frac{ik}{4\pi} \int_S \left(\frac{1}{\gamma}\right)^p \left(\frac{v}{r}\right) \cdot [\exp(ikr)] \cdot (1 + \cos \theta) dS \quad \text{или} \\ v &= \gamma \frac{ik}{4\pi} \int_S \left(\frac{v}{r}\right) \cdot [\exp(ikr)] \cdot (1 + \cos \theta) dS \end{aligned} \quad (5.14)$$

Функция распределения v , удовлетворяющая (5.14), определяет распределения поля на зеркалах и соответствует модам резонатора. Интегральное уравнение (5.14) решают методом итераций, который хорошо демонстрирует влияние числа проходов волной резонатора и отражений на формируемое распределение поля на зеркалах. При рассмотрении конкретных резонаторов используют также условие малости угла θ , а отличие r от L используется только в фазовом множителе $\exp(ikr)$. При подобных допущениях уравнение (5.14) упрощается до вида

$$v(x, y) = \gamma \frac{i \exp(-ikL)}{\lambda L} \int_S v(x, y) \cdot \exp(-ik(r - L)) dS.$$

Собственные функции $v_{mn}(x, y)$, являющиеся решениями этого уравнения при определенных собственных значениях γ_{mn} , характеризуют структуру поля на поверхности зеркал для различных типов колебаний резонатора. Логарифм γ_{mn} имеет реальную и мнимую части

$$\ln \gamma_{mn} = \beta_{mn} + i(\alpha_{mn} + kL). \quad (5.15)$$

где величина β_{mn} определяет затухание волны за один проход, а α_{mn} - фазовый сдвиг за один проход, добавленный к геометрическому фазовому сдвигу.

Рассмотрим результаты решения, полученные для плоского резонатора, показанного на рис. 17. Если в качестве начального распределения поля u_1 выбрать равномерное распределение по всей поверхности зеркала, то примерно через 300 отражений в резонаторе установится новое распределение – колоколообразная кривая с единственным максимумом поля в центре зеркала. Это распределение характеризует четно-симметричный тип аксиальных колебаний TEM_{00} .

Если поле разделить на две половинки и в них задать нечетно-симметричное начальное распределение типа $u_1(x) = -u(-x)$, то после последовательности отражений это распределение трансформируется в распределение с двумя максимумами в каждой половине, отличающиеся друг от друга фазой на 180 градусов. Это распределение характеризует поле моды TEM_{10} . Аналогично получают распределения для неаксиальных колебаний более высокого порядка. Из рис. 17 можно видеть, что для резонатора с плоскими зеркалами индексы m, n указывают на число областей зеркала по оси x или по оси y , в пределах которых электромагнитное поле меняет направление.

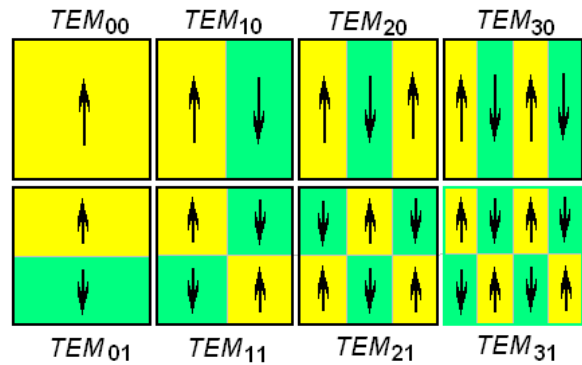


Рис. 17

Отметим одно важное обстоятельство, характеризующее размеры зеркал и его свойства. При выполнении неравенства $a^2 / (\lambda L) \ll (L/a)^2$ размеры зеркал и расстояния между ними не имеют значения, и единственно важным параметром является число Френеля: $N = a^2 / (\lambda L)$. С его увеличением амплитуда поля на краях зеркал (а значит и дифракционные потери в резонаторе) уменьшается. Распределение поля внутри плоского резонатора в разных его сечениях, перпендикулярных оптической оси, изменяется незначительно. Это позволяет эффективно использовать активный объем рабочего вещества.

Недостатком плоского резонатора с точки зрения практического применения является трудность юстировки: параллельность зеркал должна быть выставлена с точностью до нескольких угловых секунд. По этой и другим причинам разрабатывались и активно применялись на практике резонаторы с другой конфигурацией зеркал (например, сферическими зеркалами), комбинированием зеркал, а также добавлением в резонатор различных элементов геометрической оптики.

- Так появились составные и дисперсионные резонаторы, в которые для селекции продольных мод в резонатор вносят узкополосный дисперсный элемент: призма, дифракционная решетка, малые резонаторы Фабри – Перо и т.д.
- Для повышения взаимодействия поля и активного вещества применяют кольцевой резонатор, образуемый четырьмя плоскими зеркалами. Разместив в одно из плеч такого резонатора активное вещество, можно получить стоячую волну, а устранив отраженную волну, получить режим бегущей волны. В режиме бегущей волны взаимодействие света и вещества оказывается полнее за счет исключения эффект выгорания населенности в максимумах поля.
- В резонаторах с распределенной обратной связью торцевые резонаторы вообще отсутствуют, а необходимая положительная обратная связь обеспечивается рассеянием волны на периодических неоднородностях, образующих строго периодическую решетку, например, показателя преломления. Использование дифракции Вульфа – Брэгга позволяет на этой решетке выполнить одновременно две функции: с одной стороны функции фильтра частот, а с другой – функции отражателя.

6. РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Для эффективного использования лазерного излучения необходимо знать его свойства, особенности распространения и возможности преобразования. Управление распространением лазерного пучка, т.е. его пространственное преобразование, является одной из основных задач, которую приходится решать на практике. В отличие от потока электронов, управление которым осуществляется приложением электрических и магнитных полей, фотоны напрямую ее взаимодействуют с этими полями. Поэтому единственным способом изменения траектории света является использование отражения и преломления света на границах раздела двух сред или в общем случае использовать явление рефракции в оптически неоднородных структурах.

Преобразования, связанные с изменением частоты лазерного излучения, основаны на процессах нелинейного взаимодействия света с веществом.

6.1. Отражение, преломление и рефракция света

Процессы отражения и преломления (рефракции) света при прохождении через неоднородные среды и границы раздела лежат в основе пространственных преобразователей светового пучка.

Напомним, что рефракция света в широком смысле означает преломление световых волн. В узком смысле слова под рефракцией понимают искривление луча в среде с непрерывно изменяющимися характеристиками (параметрами). В той области частот, где поглощением можно пренебречь, распространение света в среде полностью определяется вещественной частью комплексного показателя преломления, т.е. показателем преломления n , называемым иногда *индексом рефракции*. Если известен закон изменения n в пространстве, то в приближении геометрической оптики траектория луча легко определяется с помощью принципа Ферма. Этот принцип еще называют принципом наикратчайшего пути или принципом наименьшего времени. Согласно этому принципу оптическая длина пути, по которому распространяется свет между точками A и B , короче оптической длины любой другой траектории, соединяющей эти точки. Как пример прохождения света через линзу. Фокусирующее действие оптической линзы основано на преломлении световых лучей при прохождении границы раздела двух сред с различными показателями преломления. Создавая определенный профиль показателя преломления $n(x, y, z)$, можно локализовать световой пучок или осуществить какое-либо другое его пространственное преобразование. Исключительно важное значение в оптоэлектронике и волновой оптике играют диэлектрические волноводы (световоды), где пучок света распространяется вдоль волновода, испытывая многочисленные отражения и рефракции.

Рассмотрим прохождение света через границу раздела двух непоглощающих сред. Пусть эта граница будет зеркально плоской. При попадании на такую границу плоской монохроматической волны часть ее отразится, а другая часть пройдет в другую среду. Амплитуды, фазы и направления распространения отраженной и прошедшей волн определяются согласованием волновых полей в соответствии с граничными условиями.

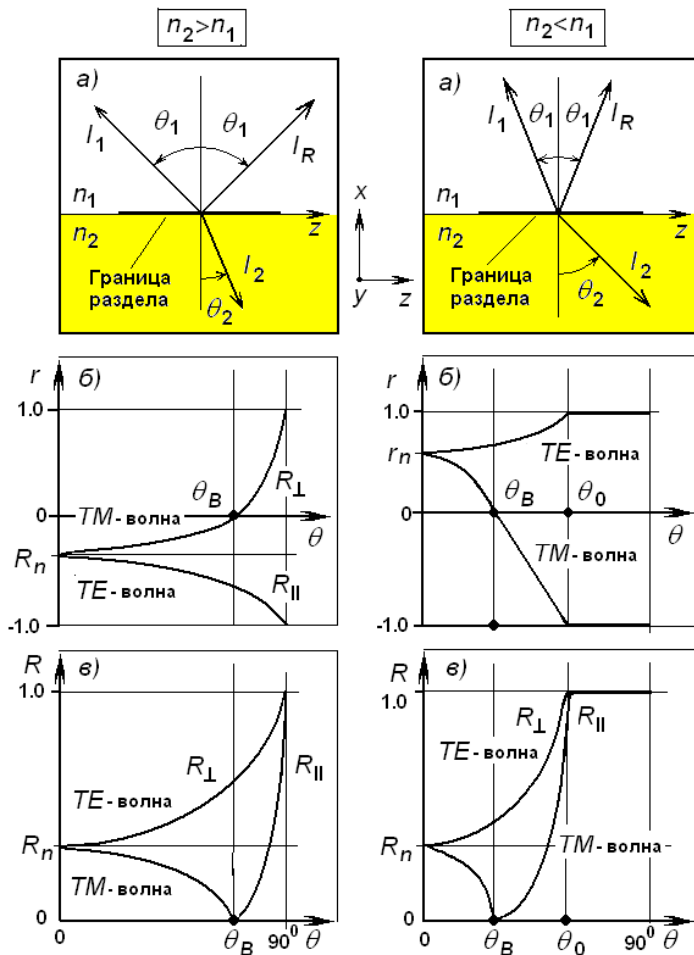


Рис. 18

обозначено: $R_n = (1 - n_{21}) / (1 + n_{21})$). При этом угол падения равен углу отражения; выполняется закон Снелиуса; падающий, отраженный и прошедший лучи лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела; интенсивность как отраженного, так и прошедшего лучей зависит как от его поляризации, так и от угла падения. Эта зависимость устанавливается соотношением Френеля.

Напомним, что электромагнитное поле можно представить в виде комбинации двух типов волн, в которых:

- вектор напряженности электрического поля \vec{E} перпендикулярен плоскости падения, т.е. лежит в плоскости границы раздела. Эта волна называется **поперечной электрической волной** и обозначается как **TE**;

Требование непрерывности фазы приводит к равенству тангенциальных (параллельных границе раздела) составляющих волновых векторов падающей (индекс «1»), в отраженной (индекс «R») и прошедшей (индекс «2») волн:

$$(k_1)_\tau = (k_R)_\tau = (k_2)_\tau = k_\tau.$$

При этом $|k| = \omega / v = 2\pi / \lambda = 2\pi n / \lambda_0$, где λ - длина волны света в веществе. В случае изотропной среды нормальные составляющие для отраженной и падающей волн равны по величине и противоположны по направлению: $(k_R)_n = -(k_1)_n$. Это допускает лучевую трактовку прохождения границы раздела двух изотропных сред в приближении геометрической оптики, как показано на рис. 18 (где

- вектор напряженности магнитного поля \vec{H} перпендикулярен плоскости падения. Такая волна *называется поперечной магнитной волной и обозначается как ТМ*. Такое разделение удобно, поскольку при заданной симметрии задачи система уравнений Максвелла разделяется на две независимые системы из трех уравнений, каждая из которых содержит для волн ТЕ компоненты E_y, H_x, H_z , а для ТМ волн компоненты H_y, E_x, E_z .

Решение задачи на прохождение электромагнитной волны через границу раздела двух сред хорошо известно. Коэффициент отражения r и коэффициент пропускания t по амплитуде зависят от угла падения θ_1 и поляризации и даются формулами Френеля:

- для волны ТЕ

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}; \quad (6.1)$$

$$t_{TE} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}. \quad (6.2)$$

- для волны ТМ

$$r_{TM} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} = -\frac{\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2)}; \quad (6.3)$$

$$t_{TM} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}. \quad (6.4)$$

Коэффициенты отражения по интенсивности получается вычислением модуля от соответствующих выражений

$$R_{TE} = |r_{TE}|^2 = \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}; \quad (6.5)$$

$$R_{TM} = |r_{TM}|^2 = \frac{\operatorname{tg}^2(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}^2(\theta_1 + \theta_2)}. \quad (6.6)$$

При нормальном падении луча на границу раздела ($\theta_1 = 0$) понятие плоскости падения теряет смысл и тогда для любой поляризации получим

$$R = \frac{I_R}{I_1} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2. \quad (6.7)$$

Анализ приведенных выражений позволяет сделать следующие выводы:

1. Для волны ТМ при $\theta_1 + \theta_2 = \pi/2$ величина коэффициента отражения $R_{TM} = 0$. Угол $\theta_1 = \theta_2 = \operatorname{arctg}(\sqrt{n_2/n_1})$, при котором коэффициент отражения R_{TM} равен нулю, называется *углом Брюстера* - θ_B .

2. При отражении от поверхности оптически менее плотной среды ($n_2 < n_1$) существует предельный угол падения θ_0

$$\theta_1 = \theta_0 = \arcsin(n_2 / n_1),$$

для которого $R = 1$. Для углов падения $\theta_1 > \theta_C$ при любой поляризации коэффициент отражения по интенсивности равен единице, а коэффициент пропускания равен нулю. Это означает, что электромагнитная волна испытывает **полное внутреннее отражение**.

3. Поскольку углы θ_1, θ_2 - вещественны, то вещественны и функции (6.1) – (6.4). Следовательно, фаза каждой компоненты отраженной и прошедшей волн либо равна фазе соответствующей компоненты падающей волны, либо отличается от нее на π (если r или t отрицательны). Так как t_{TE}, t_{TM} положительны при любых углах падения θ_1 , то фаза прошедшей волны всегда совпадает с фазой падающей. Фаза же отраженной волны будет зависеть от относительных значений θ_1 и θ_2 .

Если $n_2 > n_1$, то $\theta_1 > \theta_2$ и из выражения (5.1) получаем, что $r_{TE} < 0$, т.е. фаза отраженной и падающей волны отличаются на 180° . Для ТМ волн из выражения (6.2) найдем, что фаза изменится на 180° , если $\theta_1 + \theta_2 > \pi/2$, когда знаменатель (6.2) станет отрицательным.

Аналогичное рассмотрение можно провести для случая $n_1 > n_2$, т.е. когда вторая среда оптически менее плотная, чем первая, из которой падает световой поток. На рис.18 (правый столбец) показано поведение коэффициента отражения при прохождении волной границы раздела двух изотопных сред.

Полное внутреннее отражение. Вернемся к рассмотрению эффекта полного внутреннего отражения. Более полное его рассмотрение показывает следующее. Если луч падает на границу раздела под углом, больше критического угла полного внутреннего отражения $\theta_1 > \theta_0$, то он отражается не точно в месте падения, а проникает на некоторое

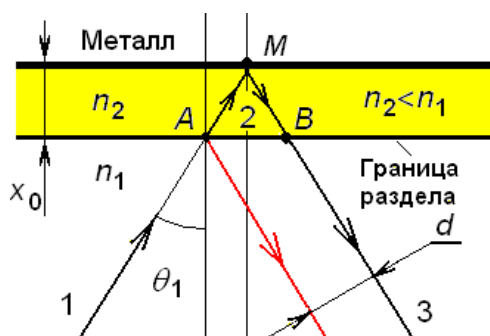


Рис.19

расстояние d во вторую среду с $n_1 > n_2$ и снова входит в первую среду, но на некотором расстоянии d вдоль поверхности под углом, равным углу отражения как это показано на рис. 19. При этом амплитуда прошедшей волны экспоненциально затухает по мере удаления от границы раздела с показателем затухания

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\sin^2 \theta_1 - (n_2 / n_1)^2} \quad (6.8)$$

Следовательно, при углах падения, когда $\sin \theta_1 > n_2 / n_1$ и $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sin^2 \theta_1$ прошедшая волна представляет собой особую поверхностную волну, амплитуда которой экспоненциально затухает по нормали к поверхности. Расстояние d на рис.19 связано с коэффициентом затухания α соотношением

$$d = 0.52n_2 \left(\frac{2\pi}{\alpha} \right). \quad (6.9)$$

Из рисунка 19, а видно, что при полном внутреннем отражении волна приобретает дополнительный фазовый сдвиг $\exp(i\Phi)$, зависящий от угла падения. Эта зависимость может быть найдена из выражений (5.8) и (5.9):

$$\Phi = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_2^2 / n_1^2}}{\cos \theta_1} \right]. \quad (6.10)$$

Можно показать, что полное внутреннее отражение плоской волны на границе двух изотропных диэлектрических сред сопровождается теми же эффектами, что и отражение от металлической плоскости, размещенной на некотором расстоянии x_0 от поверхности раздела (рис.19). Важно, что x_0 зависит от угла падения. Из рис.19 можно найти, что

$$d = 2x_0 \sin \theta_1. \quad (6.11)$$

Фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, связанный с разностью хода $\delta = AM + MB = 2x_0 \cos \theta_1$ (рис.25,б) равен

$$\Delta\varphi = kn_1 \cdot \delta = 2x_0 kn_1 \cos \theta_1 = 2x_0 \alpha.$$

К этому фазовому сдвигу необходимо добавить скачок фазы, равный π , который появляется при отражении от металлической поверхности. В результате получим

$$\Delta\varphi = 2\alpha x_0 + \pi.$$

6.2. Рассеяние света

Ранее предполагалось, что взаимодействие света и квантовой системой возможно только при соблюдении правил отбора Бора. Сейчас рассмотрим взаимодействие атомов и молекул со светом, при котором правило частот Бора не выполняется даже приближенно. Как следует из теории квантовых переходов, в первом приближении теории возмущения такое взаимодействие отсутствует. Соответствующие процессы возможны только в приближениях более высоких порядков: втором, третьем и т.д., что неизбежно приводит к малым вероятностям их реализации. Одним из таких процессов является рассеяние света.

Рассеянием света называется явление, при котором распространяющийся в среде свет отклоняется по всевозможным направлениям. Как макроскопическое явление рассеяние света может быть вызвано неоднородностями среды. Такое рассеяние описывается методами классической (геометрической) оптики.

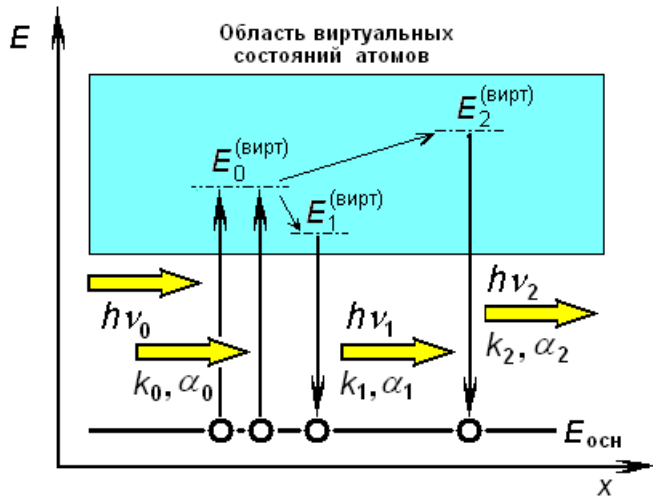


Рис. 20

Рассмотрим процессы рассеяния света на атомарно-молекулярном уровне. Когда частота внешнего излучения далека от частоты линии поглощения, квант света может быть передан атому, который перейдет в виртуальное состояние с очень малым временем жизни, но в рамках принципа неопределенности Гейзенберга. По истечении этого времени атом возвращается в основное состояние, испуская квант

той же частоты, что и падающий. При этом направление его распространения и поляризация могут быть совершенно другими и не связанными с данными параметрами падающего излучения. В простейшем случае, например, падающая волна – плоская, а испущенная – сферическая. Этот фундаментальный процесс лежит в основе атомарно-молекулярного рассеяния. Ему соответствует диаграмма взаимодействия, показанная на рис.20. Здесь фотон с энергией $h\nu_0$, поляризацией α_0 и волновым вектором k_0 взаимодействует с квантовой системой, находящейся в состоянии $E_{осн}$, переводя ее в виртуальное состояние $E_n^{(вирт)}$. Здесь индекс n принимает целые значения 1, 2 и т.д. Возвращаясь из этого неустойчивого состояния в начальное состояние, система испускает фотон с энергией $h\nu_n$, поляризацией α_n и волновым вектором k_n . При этом акте испускания должны выполняться закон сохранения энергии и закон сохранения квазиимпульса, причем испускаемые фотоны могут иметь энергию кванта как меньше энергии падающего кванта, так и большего него.

Релеевское рассеяние. В оптическом диапазоне квазиимпульс фотона $\hbar k$ меньше квазиимпульса электрона p , а тем более импульса атома или молекулы. Поэтому если энергия кванта остается неизменной, а поляризация и квазиимпульс изменяются, то законы сохранения запишутся в виде:

$$h\nu_0 = h\nu_n; \quad \alpha_0 \neq \alpha_n; \quad \overline{k_0} \neq \overline{k_n}; \quad \text{но } |k_0| = |k_n|.$$

Рассеяние, при котором изменяется только поляризация и направление распространения

волны, а длина волны излучения остается неизменной, называется **рэлеевским рассеянием**.

Комптоновское рассеяние. В рентгеновской части спектра электромагнитных колебаний и в области гамма излучения импульсом фотона уже пренебречь нельзя. В этом случае энергия фотона изменяется мало: $h\nu_0 \approx h\nu_n$; $\Delta h\nu = (h\nu_n - h\nu_0)$ - величина малая и зависит от угла рассеяния, т.е. от угла между волновыми векторами k_0 и k_n . Изменение энергии фотона при этом определяется «эффектом отдачи» аналогично тому, как это происходит при упругом соударении двух частиц. Рассеяние, при котором наблюдается малое изменение энергии фотона, зависящее от угла рассеяния, а поляризация и волновые векторы меняются по направлению и величине, называется **рассеянием Комптона**.

Рамановское рассеяние. При некоторых условиях атом может перейти из виртуального состояния в конечное, которое отличается от исходного. В этом случае испущенный фотон будет отличаться от падающего фотона не только поляризацией и направлением, но и частотой. Рассеяние света с большим изменением энергии фотона, не зависящим для изотропных сред от угла рассеяния, называется **рамановским рассеянием**. При этом виде рассеяния частоты рассеянного света представляют комбинации (суммы и разности) частот колебаний падающей волны с частотами собственных колебаний рассеивающей среды.

Энергетические диаграммы, поясняющие рамановское рассеяние разных типов, показаны на рис.21. При комбинированном (рамановском) рассеянии возможны два случая: во-первых, энергия начального состояния (обычно основного состояния) $E_{осн}$ меньше энергии

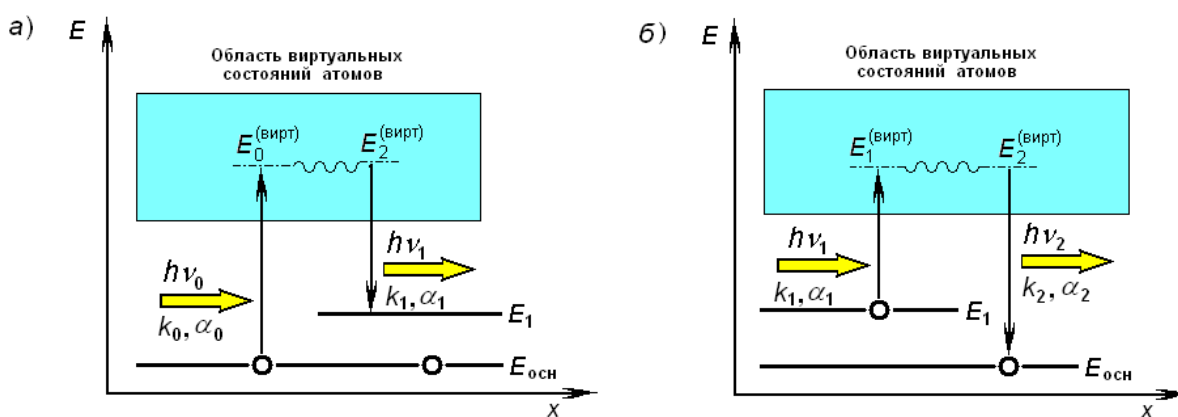


Рис. 21.

конечного состояния (рис.21, а). При этом частота рассеянного фотона смещена в область меньших частот на $\Delta\nu = (E_1 - E_0)/h$. Такое смещение в область меньших частот называют **стоксовым смещением**. Во-вторых, возможна ситуация, когда энергия начального состояния больше энергии конечного. Этому процессу соответствует диаграмма, показанная на рис. 21, б. Здесь начальным состоянием является возбужденное состояние E_1 , а конечным состоянием – основное состояние $E_{осн}$. При этом смещение частоты будет

происходить в область больших значений на ту же величину, что и в предыдущем случае: $\Delta\nu = (E_2 - E_{\text{осн}})/h$. Такое смещение называют **антистоксовым смещением**. Ясно, что интенсивность антистоксовых компонент рассеяния будет зависеть от степени возбуждения среды, т.е. от ее температуры. Нетрудно видеть, что ситуации, показанные на рис. 21, а и рис.21, б являются взаимнообратными. Поэтому один и тот же уровень E_1 в разных условиях может дать как стоксовую компоненту в спектре отражения, так и антистоксовую. В спектре рассеяния стоксовые и антистоксовые компоненты будут располагать симметрично относительно возбуждающей линии, но интенсивность антистоксовых компоненты будет значительно меньше интенсивности стоксовых из-за различия заселенностей основного и возбужденного состояний.

Напомним, что вероятности рассмотренных процессов рассеяния довольно малы, поскольку они пропорциональны произведению вероятностей переходов из начального состояния в промежуточное, из промежуточного состояния в конечное. Для процессов рассеяния излучения существуют свои правила отбора. При этом следует отличать рассмотренные выше процессы рассеяния от двухступенчатых процессов, при которых атом, поглощая фотон, сначала переходит в первое разрешенное состояние, а затем, испускает поглощенный фотон или, поглощая уже второй фотон, переходит во второе разрешенное состояние. Эти процессы ответственны за люминесценцию и двухступенчатое поглощение.

6.3. Планарный диэлектрический волновод

Эффект полного внутреннего отражения, подробно рассмотренный в предыдущем параграфе, широко используется для направленной передачи света по различного рода диэлектрическим волноводам именуемым еще *световодами*.

Рассмотрим простейший планарный волновод, представляющий собой оптически прозрачный диэлектрический слой толщиной d с показателем преломления n_1 и находящийся между двумя диэлектрическими пластинами с показателем $n_2 < n_1$.

Распространение света в таком волноводе схематически показано на рис.22. Световая

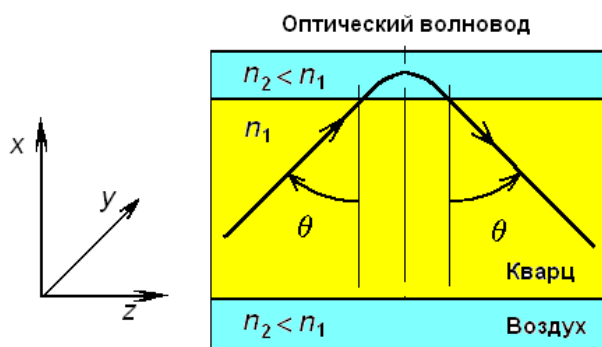


Рис.22

волна испытывает многочисленное число раз полное внутреннее отражение от верхней и нижней границ раздела. Ее траектория имеет зигзагообразной кривой. Для количественного описания распространения электромагнитной волны между двумя пластинами необходимо решить уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями. Такая задача

была решена. Результаты решения показывают следующее.

При таком распространении волна движется потому, что имеет место наложение волны самой а себя. Результирующая волна представляет собой сумму падающей и отраженной волн. Ее интенсивность будет расти только в том случае, если волны складываются в фазе, что приводит к резонансному эффекту. Он означает, что в оптическом волноводе могут распространяться только волны, у которых распределение электромагнитного поля по сечению имеет вполне определенную структуру. Волна, которая удовлетворяет условию распространения в волноводе, называется **волновой модой**. Каждой из разрешенных для данного волновода мод в геометрическом приближении может быть сопоставлен определенный дискретный угол распространения и эффективный показатель преломления $n_{\text{эфф}}$, определяющий скорость движения волновой моды вдоль оптической оси.

Поясним рассматриваемую ситуацию рисунком 23. Пусть в световоде под углом φ к его оси распространяется плоская волна с волновым вектором $k = k_0 n_1$ совпадающим с направлением оптического луча. Коэффициент распространения света вдоль оси z равен

$$\beta = k_z = k_0 n_1 \cos \varphi, \quad (6.12)$$

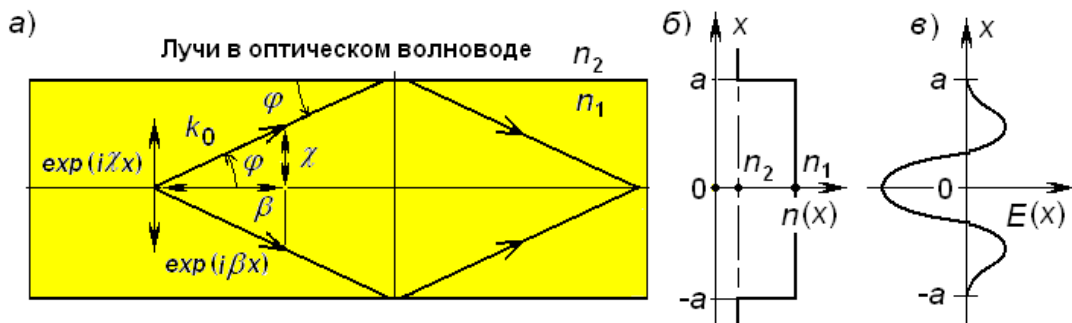


Рис. 23

Вдоль оси x коэффициент распространения света имеет вид

$$\chi = k_x = k_0 n_1 \sin \varphi. \quad (6.13)$$

Световая волна в волноводе испытывает многократные отражения. Собственная световая мода соответствует замкнутому в сердцевине свету. Для нее коэффициент распространения определяется из условия формирования двух стоячих плоских волн: $\exp(i\chi x)$ и $\exp(-i\chi x)$, а потому χ принимает дискретные собственные значения. В силу условий (6.12) и (6.13) коэффициент распространения β в направлении оси z также может принимать только дискретные значения. Следовательно, углы φ и $\pi/2 - \varphi$ также дискретны. Эта ситуация аналогична той, что имеет место в резонаторе Фабри – Перо. Только сейчас дополнительно надо учесть фазовый сдвиг (5.10), образующийся при полном внутреннем отражении.

Найдем собственные значения угла φ . Для образования стоячей волны должны интерферировать между собой такие бегущие волны, которые в точке с одной и той же координатой x имеют одинаковые фазы. Это означает, что когда волна дважды отразилась от границ волновода и вернулась к тому же значению x , ее фаза должна измениться на величину, кратную 2π , т.е.

$$2\pi[2dn_1 \sin \varphi / \lambda_0] - 2\Phi = 2\pi m,$$

где Φ определяется выражением (5.10), $m = 1, 2, \dots$, λ_0 - длина волны световой волны в вакууме. Разрешенные значения $\varphi = \varphi_m$ определяются числом m :

$$\sin \varphi_m = \frac{(m\pi + \Phi)\lambda_0}{2\pi dn_1}.$$

Существует максимальное значение числа m , вытекающее из условия полного внутреннего отражения. Максимальный угол равен $\varphi_c = \pi/2 - \theta_c$, при котором происходит полное внутреннее отражение, определяется из выражения для угла θ_c :

$$\theta_c = \arccos(n_2/n_1) = \arcsin\left(\sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2}}\right) = \arcsin \sqrt{2\Delta}. \quad (6.14)$$

Параметр Δ называется *удельной разностью показателей преломления* и определяется через показатели преломления вещества волновода и его оболочки

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx n_1 \left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right). \quad (6.15)$$

Тогда из выражений (3.14) и (3.15) получим

$$m \leq \frac{2dn_1}{\lambda_0} \sqrt{2\Delta} - \frac{\Phi}{\pi} = \frac{2V}{\pi} - \frac{\Phi}{\pi},$$

где обозначено: $V = \pi d \cdot n_1 \sqrt{2\Delta} / \lambda_0$.

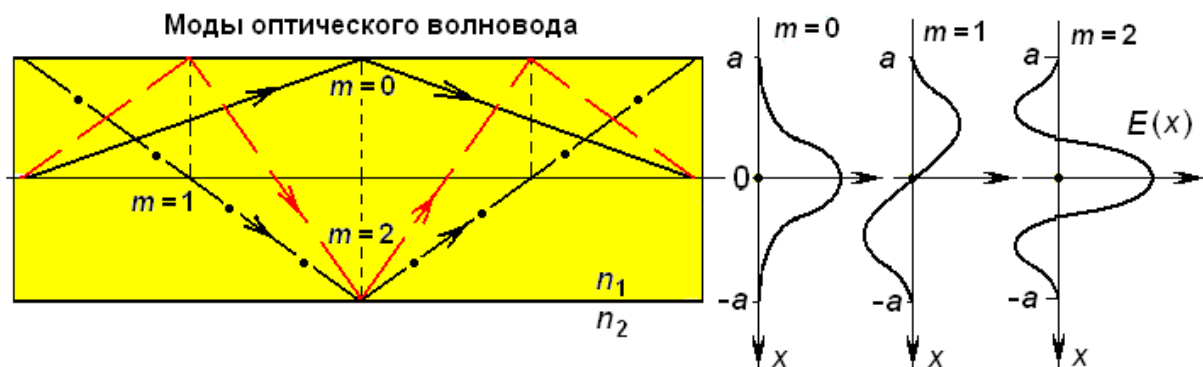


Рис.24

Каждому значению m от нуля до максимального значения m_{max} отвечает своя волновая мода, распространяющаяся в световоде с минимальными потерями. Каждой моде соответствует свое распределение поля. В качестве примера на рис. 24 показаны распределения амплитуд поля для трех волновых мод с индексами $m = 0$, $m = 1$, $m = 2$ и соответствующие им геометрические приближения. Показанные волны могут переносить энергию на большие расстояния по световоду. Заметим, что часть поля просачивается за стенки световода. Скорость распространения волновой моды вдоль оси z зависит от m :

$$v = \frac{c}{n_{эфф}} = \frac{c}{n_m}. \quad n_m = \frac{\beta_m}{k} = \beta_m c / \omega.$$

Постоянная распространения β_m для волновой моды, распространяющаяся под углом φ_m к оси волновода, находится по выражению (6.12). Отметим, то для проявления волновых мод с малыми углами φ_m иногда достаточно незначительных изменений показателя преломления: порядка 0.1%, причем эти изменения не обязательно должны быть скачкообразными. Они могут быть и довольно плавными.

7. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

7.1. Электромагнитные волны в диэлектрических кристаллах

Распространение электромагнитных волн в прозрачном немагнитном кристалле описывается уравнениями Максвелла:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}; \quad (7.1)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = 0; \quad \operatorname{div} \bar{H} = 0. \quad (7.2)$$

и материальным уравнением: $\bar{E} = \hat{\eta} \cdot \bar{D}$. Здесь \bar{E} и \bar{H} - векторы напряженности электрического и магнитного поля, \bar{D} - вектор электрической индукции, c - скорость света в вакууме. Слагаемые, соответствующие электрическому току и свободным зарядам, отсутствуют в виду того, что кристалл диэлектрический.

Если переменное электромагнитное поле распространяется в кристалле в виде плоских электромагнитных волн, зависимость полевых векторов \bar{E} , \bar{D} , \bar{H} от пространственных координат \bar{r} и времени t может быть описана следующими зависимостями:

$$\begin{aligned} \bar{E}(\bar{r}, t) &= \bar{E}_0 \cdot \exp(-i\omega t + i\bar{k}\bar{r}) \\ \bar{D}(\bar{r}, t) &= \bar{D}_0 \cdot \exp(-i\omega t + i\bar{k}\bar{r}) \\ \bar{H}(\bar{r}, t) &= \bar{H}_0 \cdot \exp(-i\omega t + i\bar{k}\bar{r}) \end{aligned} \quad (7.3)$$

Здесь ω - циклическая частота, \bar{k} - волновой вектор. Он перпендикулярен плоскости волнового фронта, причём волновой вектор

$$\bar{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \bar{m} = \frac{\omega}{v} \cdot \bar{m} = \frac{\omega}{c} \cdot n \cdot \bar{m},$$

так как $\lambda = v \cdot t = \frac{v}{f} = \frac{c}{n} \cdot \frac{1}{f} = \frac{c}{n} \cdot \frac{2\pi}{\omega}$. Здесь обозначено: \bar{m} - единичный вектор волновой нормали, λ - длина волны, v - ее фазовая скорость в среде, n - показатель преломления:

$$n = \frac{c}{v}.$$

Для анизотропных сред пространственные соотношения между векторами \bar{E} , \bar{D} , \bar{H} сложнее, чем в изотропных. Эти соотношения найдем, подставив (7.3) в выражения (7.1) (7.2):

$$[\bar{k} \times \bar{H}] = -\frac{\omega}{c} \cdot \bar{D}, \quad [\bar{k} \times \bar{E}] = \frac{\omega}{c} \bar{H}, \quad (7.4)$$

$$(\bar{k} \cdot \bar{H}) = 0, \quad (\bar{k} \cdot \bar{D}) = 0. \quad (7.5)$$

Уравнения (6.5) означают, что векторы \bar{D} и \bar{H} перпендикулярны вектору \bar{k} . Но поскольку этот же вывод следует из уравнений (6.4), то их можно в дальнейшем не рассматривать. Из уравнений (6.4) следует, что векторы \bar{D} и \bar{H} перпендикулярны вектору \bar{k} , а значит, они лежат в плоскости волнового фронта - к этому сводится условие поперечности электромагнитных волн в анизотропных средах. Кроме того, из уравнений (7.4) также следует взаимная перпендикулярность векторов \bar{H} и \bar{D} , \bar{H} и \bar{E} . Таким образом, в анизотропной среде сохраняется ортогональность и синфазность векторов \bar{H} и \bar{E} , а также векторов \bar{H} и \bar{D} , но не сохраняется параллельность векторов \bar{E} и \bar{D} , имеющая место в изотропных средах (рис.25). Разделив обе части уравнений (7.4) на ω/c , получим:

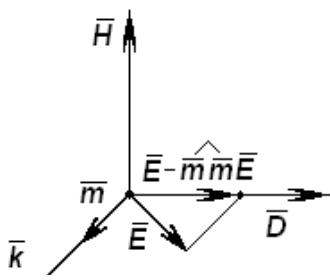


Рис. 25

$$n \cdot [\bar{m} \times \bar{H}] = -\bar{D}, \quad n \cdot [\bar{m} \times \bar{E}] = \bar{H}.$$

Исключив из них напряженность магнитного поля \bar{H} , получим уравнение для связи \bar{E} и \bar{D} в анизотропной среде:

$$n \cdot [\bar{m} \times \bar{H}] = -\bar{D},$$

$$n \cdot [\bar{m} \times [n \cdot \bar{m} \times \bar{E}]] = -\bar{D},$$

$$n^2 \cdot [\bar{m} \times [\bar{m} \times \bar{E}]] = -\bar{D}.$$

Последнее уравнение после алгебраических преобразований и раскрытия векторного произведения по правилу «БАС минус САБ»: $[\bar{a} \times [\bar{b} \times \bar{c}]] = \bar{b} \cdot (\bar{a} \cdot \bar{c}) - \bar{c} \cdot (\bar{a} \cdot \bar{b})$ дает:

$$\bar{E} - \hat{m m} \bar{E} = \frac{1}{n^2} \cdot \bar{D}. \quad (7.6)$$

Левая часть этого уравнения есть составляющая вектора \bar{E} , лежащая в плоскости волнового фронта. Она параллельна вектору \bar{D} , а отношение ее длины к длине вектора \bar{D} - есть квадрат отношения скорости волны в этой среде к скорости света в вакууме. Используя уравнение $\bar{E} = \hat{\eta} \bar{D}$, из выражения (6.6) получим:

$$(\eta_{ik} - m_i m_j \cdot \eta_{jk}) \cdot D_k = \frac{1}{n^2} \cdot D_i.$$

Здесь каждый из индексов пробегает значения от 1 до 3. Развернув это индексное выражение, получим систему трёх линейных однородных уравнений, которая определяет величину фазовой скорости и поляризацию распространяющейся через кристалл в направлении вектора \bar{m} электромагнитной волны:

$$\left. \begin{aligned} (\eta_{11} - n^{-2})D_1 + \eta_{12}D_2 + \eta_{13}D_3 &= 0 \\ \eta_{12}D_1 + (\eta_{22} - n^{-2})D_2 + \eta_{23}D_3 &= 0 \\ \eta_{13}D_1 + \eta_{23}D_2 + (\eta_{33} - n^{-2})D_3 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7.7)$$

Система (7.7) будет иметь ненулевое решение, если ее определитель равен нулю. Раскрывая его, получим уравнение третьей степени относительно собственного значения n^{-2} , решение которого довольно сложно и в общем случае дает три корня. Поэтому будем искать способ снижения степени характеристического уравнения системы (7.7), используя свойство поперечности (ортогональности) электромагнитных волн.

Для исследования системы уравнений (7.7) введем новую декартову систему координат $x'_1 x'_2 x'_3$, в которой координат ось x'_3 направим по нормали к волновому фронту: $\bar{e}'_3 \parallel \bar{m}$, $\bar{e}'_3 = \bar{m}$, а взаимно перпендикулярные оси x'_1 и x'_2 окажутся в плоскости волнового фронта без строгого условия на их ориентацию кроме взаимной перпендикулярности.

В новой системе координат компоненты тензора диэлектрической непроницаемости примут другие значения, которые обозначим η'_{ij} . Они связаны с компонентами тензора в исходной системе координат η_{kl} через элементы матрицы преобразования системы координат C_{ik} следующим образом: $\eta'_{ij} = C_{ik} C_{jl} \eta_{kl}$.

Поскольку в новых координатах в силу ортогональности электромагнитных волн $D_3 = 0$, то из системы уравнений (7.7) будем иметь уже систему двух уравнений относительно неизвестных координат вектора электрической индукции D_1 и D_2 :

$$\begin{cases} \eta'_{11} D_1 + \eta'_{12} D_2 = n^{-2} D_1 \\ \eta'_{12} D_1 + \eta'_{22} D_2 = n^{-2} D_2 \end{cases} \quad \text{или} \quad \begin{cases} (\eta'_{11} - n^{-2}) D_1 + \eta'_{12} D_2 = 0 \\ \eta'_{12} D_1 + (\eta'_{22} - n^{-2}) D_2 = 0 \end{cases} \quad (7.8)$$

Система (7.8) показывает, что n^{-2} - это собственные значения тензора

$$\begin{vmatrix} \eta'_{11} & \eta'_{12} \\ \eta'_{12} & \eta'_{22} \end{vmatrix},$$

а \bar{D} - его собственный вектор. Поэтому данный тензор естественно назвать **проекцией тензора диэлектрической непроницаемости η'** на плоскость волнового фронта. Так как он двумерный, то у него имеется два собственных значения, определяемые из характеристического уравнения:

$$\begin{vmatrix} \eta'_{11} - n^{-2} & \eta'_{12} \\ \eta'_{12} & \eta'_{22} - n^{-2} \end{vmatrix} = 0,$$

откуда находим:

$$(n^{-2})_{(1,2)} = \frac{1}{2} \cdot \left[(\eta'_{11} + \eta'_{22}) \pm \sqrt{(\eta'_{11} - \eta'_{22})^2 + (2\eta'_{12})^2} \right]. \quad (7.9)$$

Таким образом, имеем два различных значения показателей преломления плоской

электромагнитной волны, распространяющейся в кристалле в направлении $\vec{e}_3 \parallel \vec{m}$, каждой из которых соответствует своя фазовая скорость: $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$. Каждому собственному значению n_i^{-2} из (7.9) соответствует свой собственный вектор $\vec{D}^{(i)}$. Направление вектора \vec{D} в волне, распространяющейся со скоростью v_1 , определяется из уравнений:

$$\begin{cases} (\eta'_{11} - n_{(1)}^{-2}) \cdot D_1^{(1)} + \eta'_{12} \cdot D_2^{(1)} = 0 \\ \eta'_{12} \cdot D_1^{(1)} + (\eta'_{22} - n_{(1)}^{-2}) \cdot D_2^{(1)} = 0 \end{cases} \quad (7.10)$$

Направление вектора $\vec{D}^{(2)}$ находится из системы (7.10) аналогично и он перпендикулярен $\vec{D}^{(1)}$, т.к. собственные векторы взаимно перпендикулярны.

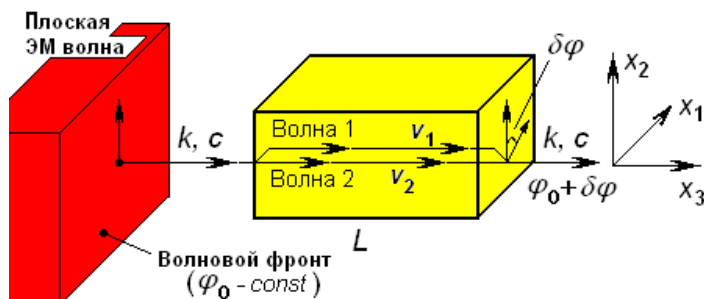


Рис. 26

Рассматриваемая ситуация и полученные результаты расчета представлены на рис. 26. Как следует из результатов аналитического рассмотрения, в анизотропных кристаллах в общем случае имеет место явление

двулучепреломления: плоская монохроматическая электромагнитная волна с определенной линейной поляризацией (направлением колебания вектора электрической индукции), вошедшая в анизотропный кристалл и прошедшая в нем расстояние порядка несколько длин волн, превращается в две линейно поляризованные волны с разными скоростями распространения фазового фронта: v_1 , v_2 и взаимно перпендикулярными векторами \vec{D} . Имея разные фазовые скорости, расщепленные волны распространяются через кристалл длиной L и на выходе из него их вектора электрической индукции будут иметь разные фазы: $\varphi_1 = \omega L n_1 / c + \omega t$ и $\varphi_2 = \omega L n_2 / c + \omega t$. Выходя из кристалла, волны должны объединиться сложением взаимно перпендикулярных векторов электрической индукции. Если бы их фазы были одинаковы ($n_1 = n_2$), то $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \omega L \cdot (n_1 - n_2) / c = 0$. При разных же значениях коэффициента преломления анизотропного кристалла возникает разность фаз, что приводит к повороту суммарной световой волны на выходе из кристалла на угол $\Delta\varphi$. Поворот плоскости поляризации электромагнитной волны при прохождении через оптически активный кристалл можно обнаружить экспериментально, сравнивая с помощью поляризатора интенсивности электромагнитной волны на входе в кристалл и на его выходе. При отсутствии набега фазы или набеге, кратном 180° , интенсивности будут равны, а при

наличии двулучепреломления интенсивность на выходе будет меньше входной. По мере роста разности фаз до 90° она будет уменьшаться по закону $\cos(\Delta\varphi)$ как проекция вектора электрического поля прошедшей волны на вектор электрического поля входящей волны.

Заметим, что оптические свойства кристаллов описываются тензором второго ранга, который имеет три собственных числа и три собственных вектора. В рассмотренной же ситуации их оказалось только два, что привело к описанию поведения двух волн. В общем случае следует ожидать преобразование одной плоской волны в три волны (так оно и есть для упругих волн). Уменьшение числа волн в данном случае обусловлено свойством электромагнитных волн: их поперечностью: в электромагнитной волне вектор электрической индукции всегда перпендикулярен направлению распространения. Именно по этой причине тензор второго ранга превратился в его проекцию на плоскость волнового фронта.

7.2. Оптическая индикатриса

Вычисления, проведенные в п. 7.1, могут быть заменены простым геометрическим построением на характеристической поверхности тензора диэлектрической непроницаемости. С помощью такого построения можно определить величины фазовых скоростей обеих волн, а также их поляризации не прибегая к решению системы уравнений (7.10) и характеристического уравнения (7.9).

Характеристическая поверхность тензора $\hat{\eta}$ описывается уравнением:

$$\eta_{ij}x_i x_j = 1 \quad (7.11)$$

и представляет собой эллипсоид с центром в начале координат, который называется **оптической индикатрисой** кристалла.

Рассмотрим центральное сечение индикатрисы плоскостью волнового фронта электромагнитной волны, распространяющейся по кристаллу. В полученном сечении будет эллипс, все точки которого удовлетворяют уравнению (7.11) и уравнению плоскости волнового фронта, проходящего через начало координат: $x_3 = 0$ – этим вводится поперечность электромагнитной волны и направление ее распространения. Уравнение, описывающее сечение, будет уравнением эллипса:

$$\eta_{11}x_1^2 + 2\eta_{21}x_1x_2 + \eta_{22}x_2^2 = 1.$$

Если оси x_1 и x_2 направить по собственным векторам двумерного тензора η , то, поскольку в этих координатах тензор примет диагональный вид с собственными значениями n_1^{-2} и n_2^{-2} на диагонали. Тогда уравнение оптической индикатрисы примет наиболее простой вид:

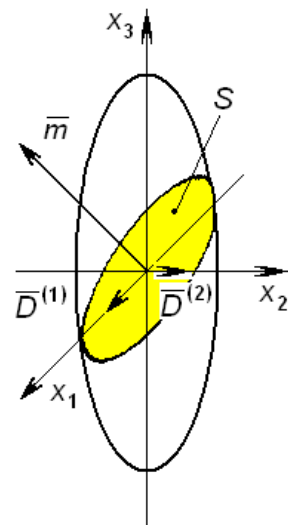


Рис. 27

$$\left(\frac{x_1}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{x_2}{n_2}\right)^2 = 1$$

Отсюда видно, что длины главных полуосей эллипса, полученного в сечении, равны n_1 и n_2 .

По этим полуосям направлены векторы электрической индукции $\bar{D}^{(1)}$ и $\bar{D}^{(2)}$.

Таким образом, чтобы вычислить скорости и поляризации электромагнитных волн, распространяющихся в кристалле в произвольном направлении, достаточно рассмотреть центральное сечение оптической индикатрисы плоскостью волнового фронта, т.е. плоскостью, перпендикулярной к вектору \bar{k} . Направления главных полуосей этого сечения совпадут с направлениями векторов \bar{D} , а длины этих полуосей будут равны показателям преломления. Рисунок 27 иллюстрирует сказанное. Здесь S - центральное сечение, перпендикулярное к направлению распространения волны, \bar{m} - вектор волновой нормали. Полуоси эллипса равны n_1 и n_2 . Ясно, что форма эллипса полностью определяется симметрией тензора $\hat{\eta}$ или, проще говоря, точечной симметрией кристалла.

I. В кристаллах высшей категории оптическая индикатриса - это сфера радиусом $n_1 = n_2 = 1/\sqrt{\eta_0}$, поскольку их тензор диэлектрической непроницаемости является шаровым с элементами $\eta_{ij} = \eta_0 \cdot \delta_{ij}$ и потому уравнение (7.11) принимает вид:

$$\eta_0 \cdot (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) = 1,$$

что представляет собой уравнение сферы указанного выше радиуса. Все центральные сечения такой оптической индикатрисы - круговые, что означает равенство показателей преломления во всех направлениях и, следовательно, отсутствие двулучепреломления. Таким образом, в отношении оптических свойств кристаллы высшей категории изотропны.

II. У кристаллов средней и низшей категории проходящий в любом направлении монохроматический свет в общем случае распадается на две плоско поляризованные волны. Однако в этих кристаллах есть особенные направления - **оптические оси (бинормали)**. Эти кристаллографические направления характеризуются тем, что нормальные к ним сечения оптической индикатрисы являются окружностями. При любом выборе осей x_1 и x_2 в плоскости волнового фронта, перпендикулярной к оптической оси, проекция тензора $\hat{\eta}$ на эту плоскость имеет вид:

$$\begin{vmatrix} \eta_{11} & 0 \\ 0 & \eta_{11} \end{vmatrix}$$

так что оба корня уравнения по определению собственных значений совпадут: $n_1^{-2} = n_2^{-2} = \eta_{11}$.

Любой вектор, лежащий в плоскости волнового фронта, для данного тензора является

собственным. Поэтому вдоль оптической оси может распространяться свет любой поляризации без двулучепреломления.

У кристаллов средней категории оптическая индикатриса - это эллипсоид вращения (в кристаллофизической системе координат):

$$\frac{x_1^2 + x_2^2}{n_1^2} + \frac{x_3^2}{n_2^2} = 1.$$

Ось вращения эллипсоида совпадает с главной осью симметрии кристалла и является его единственной оптической осью (рис. 28, а). Кристаллы средней категории являются оптически одноосными. Ориентация оптической оси в них задана положением главной ось симметрии кристалла, которая всегда направлена по x_3 . В кристаллах средней категории уравнение оптической индикатрисы имеет вид:

$$\frac{x_1^2 + x_2^2}{n_0^2} + \frac{x_3^2}{n_e^2} = 1,$$

откуда следует, что в оптически одноосных кристаллах один показатель преломления - $n_1 = n_0$ не зависит от направления, а другой - $n_2 = n_e$ изменяется с направлением. Первый из них и называют **обыкновенным**, а второй - **необыкновенным**. Происхождение этих названий связано с «обыкновенным» поведением электромагнитной волны, вектор электрической индукции которой либо лежит в плоскости x_1ox_2 - фазовая скорость этой волны не зависит от ориентации вектора \vec{D} . У «необыкновенной» волны фазовая скорость зависит от ориентации ее вектора электрической индукции, что необычно для поведения волн в обычных условиях - изотропных средах. В зависимости от направления распространения волны \vec{m} значение показателя преломления изменяется от n_0 до n_e .

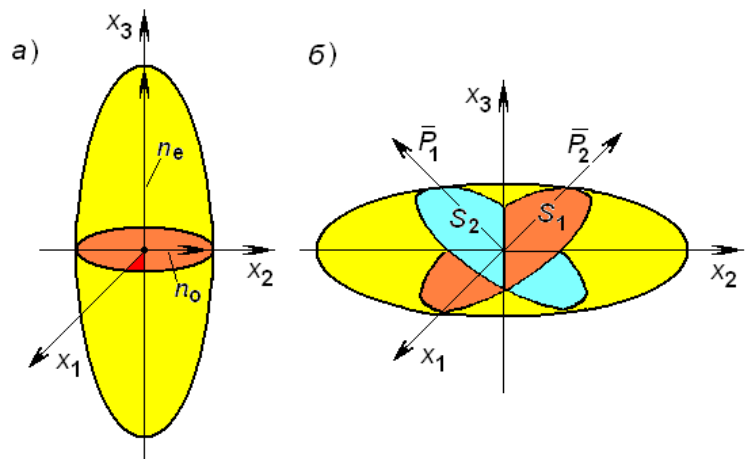


Рис. 28

Величина двулучепреломления кристалла измеряется **оптической анизотропией**, равной $\Delta n = n_e - n_0$. Если $\Delta n > 0$, то одноосные кристаллы считаются **оптически положительными** (оптическая индикатриса имеет вид эллипсоида, вытянутого вдоль оптической оси - оси симметрии наивысшего порядка). Если же $\Delta n < 0$, то форма

оптической индикатрисы - сплюснутый эллипсоид, а кристаллы считаются **оптически отрицательными**.

III. У кристаллов низшей категории оптическая индикатриса - эллипсоид общего вида. В системе координат, построенной на собственных векторах тензора $\hat{\eta}$, где тензор приобретает диагональный вид, ее уравнение будет:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1,$$

где n_i - главные полуоси эллипсоида общего вида. Эти индикатрисы имеют два круговых сечения и, соответственно, две оптические оси: \bar{P}_1, \bar{P}_2 , т.е. эти кристаллы оптически двухосны (рис.28, б): S_1 и S_2 - это круговые сечения, а нормали к ним - \bar{P}_1, \bar{P}_2 . В кристаллах этой категории оба показателя преломления необыкновенны, т.е. их величины зависят от направления вектора поляризации в волне. Эти кристаллы оптически двухосны, линия пересечения круговых сечений - средняя главная ось оптической индикатрисы. Она перпендикулярна к плоскости оптических осей.

8. КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

К квантовым приборам оптического диапазона относят не только квантовые генераторы оптического диапазона (лазеры), но и устройства управления параметрами лазерного излучения (модуляторы, дефлекторы), нелинейные оптические преобразователи умножители частоты, устройства плавного измерения параметров лазерного излучения.

8.1. Квантовые генераторы оптического диапазона

В этих устройствах агрегатное состояние активного вещества в значительной мере определяет особенности применения лазера и требуемые значения параметров генерируемого оптического излучения. По агрегатному состоянию активного вещества квантовые генераторы делят на твердотельные, жидкостные и газовые. Среди твердотельных лазеров в особую группу выделяют полупроводниковые лазеры. Это вызвано многообразием как их конструкций, так и значений параметров генерируемого излучения, а также ввиду широкого применения в различных областях науки и техники.

8.1.1. Твердотельные лазеры

В твердотельных лазерах активное вещество представляет собой кристаллическую или стеклообразную матрицу с диэлектрическими свойствами, в которой растворены атомы или молекулы, выступающие как центры генерации излучения. Матрица необходима для удержания активных центров в определенном, в том числе энергетическом, состоянии. Возбуждение центров осуществляется с помощью, в основном, оптической накачки. Требования к матрице сводятся к оптической прозрачности в области генерации излучения и полному поглощению излучения световой накачки, высокой теплопроводности и геометрической упорядоченности активных центров. Но главным требованием к матрице является требование на высокие коэффициенты поглощения энергии накачки и передачи накопленной от накачки энергии активному веществу для получения в нём инверсии населенности. В настоящее время известно много десятков кристаллов и стекол, на которых получено лазерное излучение. Наибольшее распространение получили оксидные лазерные кристаллы (розовый рубин $Al_2O_3 + Cr^{3+}$, активированный неодимом иттриево-алюминиевый гранат – ИАГ $Y_2Al_5O_{12} + Nd^{3+}$, alexандрит $BeAl_2O_4 + Cr^{3+}$ и другие кристаллы), фторидные кристаллы (CaF_2 , BaF_2), кристаллы с разупорядоченной структурой и различные стекла.

Активными примесями в кристаллах квантовой электроники являются элементы переходных групп, особенностью которых является наличие внутренних, частично заполненных оболочек, экранируемых внешней заполненной оболочкой. К их числу

относятся хром - Cr и редкоземельные металлы (лантаноиды), в частности, неодим - Nd . Нахождение активного центра в кристалле приводит к расщеплению уровней энергии центра внутрикристаллическим полем матрицы. Данный эффект, с одной стороны, увеличивает эффективность накачки, а с другой – исключает возможность использования уровня накачки в качестве верхнего лазерного уровня. Из-за использования элемента переходной группы незаполненная внутренняя оболочка является верхним уровнем лазерного перехода, добраться до которого невозможно из-за его экранировки внешней оболочкой. Наибольшим эффектом экранировки обладают элементы группы железа. Поэтому ионы хрома могут быть использованы в качестве активных центров только в кристаллических матрицах.

Принципиально другой является ситуация для переходных элементов группы редких земель. Незаполненная оболочка здесь гораздо сильнее экранирована, что позволяет помещать ионы этих элементов в аморфные среды (например, в стекло) и в разупорядоченные кристаллы.

Активный элемент изготавливают в виде круглого стержня с матовыми боками и отполированными, часто скошенными под углом Брюстера, торцами. Диаметр стержня не должен быть больше $2/\alpha_n$, где α_n - показатель затухания амплитуды поля на частоте накачки, т.к. в противном случае в центре стержня накачка будет слабая.

Накачкой служат ксеноновые или криптоновые лампы, работающие в импульсном режиме и преобразующие до 60% подведенной энергии в световую. Для увеличения поглощения накачки активным веществом изготавливают эллипсообразный кожух с охлаждением, в одном фокусе которого устанавливают лампу – накачку, а в другой – кристалл. При таком размещении все лучи, исходящие из лампы обязательно пройдут через второй фокус – активное вещество, что увеличивает КПД накачки до 30%. Другая часть излучения лампы – накачки, будучи спектрально далекой от полос поглощения кристалла, расходуется на нагрев кристалла.

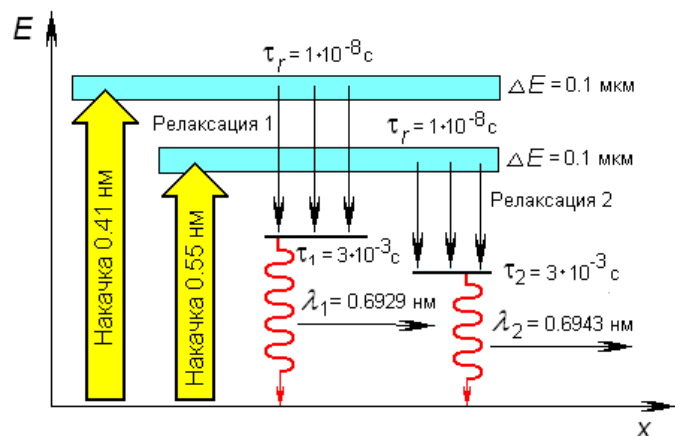


Рис. 29

При таком размещении все лучи, исходящие из лампы обязательно пройдут через второй фокус – активное вещество, что увеличивает КПД накачки до 30%. Другая часть излучения лампы – накачки, будучи спектрально далекой от полос поглощения кристалла, расходуется на нагрев кристалла.

Наиболее распространенные твердотельные лазеры это рубиновый лазер и лазер на алюмоиттриевом гранате (АИГ). В первом типе лазеров используется трехуровневая схема (рис. 29) в которой накачка осуществляется в две близко расположенные полосы со средними значениями длин волн 0.41 мкм и 0.55 мкм, что увеличивает КПД накачки. Полосы поглощения достаточно широкие – около 0.1 мкм. Время жизни на этих уровнях составляет

около 10^{-8} с, которое заканчивается безизлучательным переходом на верхние уровни излучательных переходов. Излучательные переходы осуществляются с двух уровней, обеспечивающих длины волн 0.6943 мкм и 0.6929 мкм, время жизни на которых ионов хрома составляет $3 \cdot 10^{-3}$ с. Генерируемая этими лазерами световая мощность в режиме модуляции добротности может достигать десятков мегаватт.

Более эффективными по многим параметрам являются лазеры на основе АИГ, в которых в качестве активного вещества используются ионы неодима (Nd^{3+}). В этом типе лазеров используется четырехуровневая схема накачки, что приводит к значительно меньшей пороговой мощности накачки. Активное вещество представляет собой некристаллическую матрицу АИГ, в которую введено около 1% ионы неодима (от массы матрицы). Лазер может генерировать на многих длинах волн: 1.06 – 1.10 мкм, 1.319 мкм, 0.95 мкм и другие. Выбор генерируемой длины волны осуществляется за счет использования избирательного резонатора, например, с дисперсным зеркалом. Обычно лазер настраивают на длину 1.06 мкм. Генерируемая им мощность в непрерывном режиме достигает 200 Вт. В импульсном режиме с модуляцией добротности она такая же, что и в рубиновом лазере. Недостатком данного типа лазера является более широкая линия излучения (примерно в 30 раз) по сравнению с лазерами на основе кристаллической матрицы. Причина большего уширения кроется в наличии большого числа неоднородностей структуры стеклообразной матрицы АИГ по сравнению с матрицей, например, рубинового лазера.

Суммарный КПД твердотельных лазеров обычно не превышает единиц процентов.

8.1.4. Газовые лазеры

К газовым лазерам относится обширный класс приборов квантовой оптики, у которых в качестве активной среды используются различные газы, газовые смеси и пары металлов. По методу возбуждения эти лазеры делят на газоразрядные, газодинамические и химические.

В газоразрядных лазерах возбуждение осуществляется электрическим разрядом в газе. Этот тип лазеров, в свою очередь, можно разделить на атомарные, ионные и молекулярные лазеры, которые различаются механизмом образования инверсии населенности и диапазоном генерируемых длин волн.

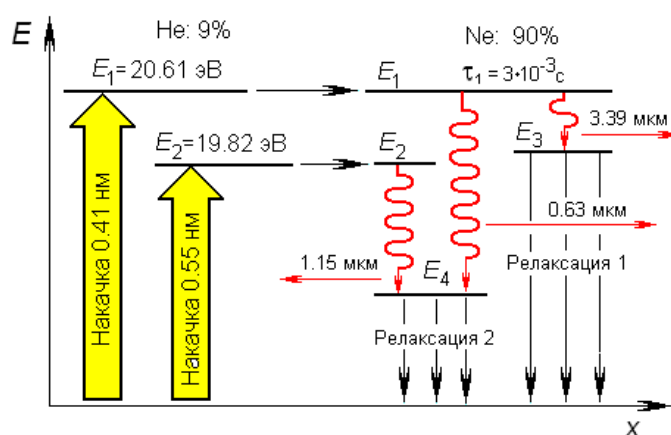


Рис. 30

Лазерные переходы на нейтральных атомах исследованы достаточно хорошо, что позволило создать источники когерентного излучения на различные длины волн, с узким спектральным диапазоном и с высокой когерентностью. Наиболее используемый лазер этого класса – лазер на основе газовой смеси гелий – неон. Его энергетическая диаграмма представлена на рис.30. В этой смеси атомы гелия предназначены для резонансной передачи энергии от электронов плазмы атомам активного вещества – атомам гелия. Используемая схема накачки – трехуровневая. Соотношение парциальных давлений неона и гелия оставляет примерно 1:10, а общее давление в газоразрядной трубке около 1 мм. рт. столба. Генерация осуществляется за счет трех переходов на длинах волн 3.39 мкм, 1.15 мкм и 0.63 мкм. Характерные значения мощности таковы: 0.63 мкм и 1.15 мкм – десятки мВт, на длине 3.39 мкм – до сотни мВт. Коэффициент полезного действия мал и составляет десятые доли процента из-за малого количества электронов в плазме .

В атомных лазерах на парах металлов (золота, меди) использует также трехуровневая схема накачки второго типа, когда лазерный переход – это переход с третьего уровня на второй. Переход 2-1 это релаксационный переход, разгружающий нижний уровень лазерного перехода 3-2. Характерной особенностью данной схемы накачки является сравнительно большое время жизни на уровне E_2 , что позволяет осуществить генерацию только в импульсном режиме с длительностью импульса меньшей времени жизни на уровне E_2 . Такой режим называется режимом самоограничения. Мощность лазеров на парах металла достигает сотен ватт в импульсном режиме. Кпд такого лазера достигает 1%. Генерируемая длина волны желтая (0.58 мкм) или зеленая (0.51 мкм).

В ионных лазерах за счет расширения энергетической шкалы используемого активного вещества генерация излучения возможна в широком спектральном диапазоне: от видимой части спектра до ультрафиолетовой. Ионные лазеры разделяют на два типа: первый тип лазеров создается на основе ионов инертных газов, вторая – на парах металлов. Типичным представителем лазеров первой группы является аргоновый лазер, а вторую группу характеризует гелий - кадмиевый лазер ($He - Cd^+$). На рисунке 31 представлена схема энергетических уровней лазера этого типа. Здесь приведены только верхний лазерный уровень 4p и нижний уровень 4s хотя их в действительности девять и два, соответственно. Возбуждение верхнего уровня 4p

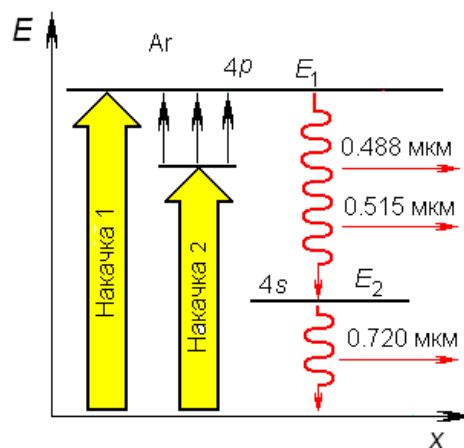


Рис. 31

разделить на два последовательных этапа. Первый этап – ионизация атома аргона и перевод его в основное состояние $3p^5$. Второй этап – возбуждение электронами плазмы иона аргона. При этом возможно заполнение уровня $4p$ двумя путями: непосредственно из основного состояния (1), через метастабильные уровни. Лазерными переходами являются переходы $4p - 4s$, соответствующие генерации излучения с длиной волны 0.488 мкм . Плотность тока, необходимая для создания инверсии населенности, составляет порядка 10^3 А/см^2 из-за малого времени жизни верхнего состояния (порядка 10^{-8} с). Промышленностью выпускаются аргоновые лазеры, генерирующие синий или зеленый свет. Их кпд крайне мал – (0.01- 0.1) %.

Молекулярные газовые лазеры используют переходы между молекулярными уровнями. В зависимости от используемых энергетических уровней молекулярные лазеры делят на лазеры на колебательно-вращательных переходах. Разность энергий между уровнями этого типа соответствует генерации в среднем и дальнем ИК диапазонах (5-300) мкм . Вторая группа – лазеры на электронно-колебательных уровнях. В этом случае длина генерируемого излучения попадает в ультрафиолетовую часть спектра. Лучшими представителями первого и второго типа лазеров являются CO_2 – лазер и N_2 - лазер. Соответственно третья группа молекулярных лазеров – это лазеры на чисто вращательных переходах с длиной волны генерируемого излучения от 25 мкм до 1 мм . Эти лазеры играют наименее важную роль из-за редкого практического применения. Типичным представителем третьей группы молекулярных лазеров является CH_3F – лазер.

Рассмотрим CO_2 - лазер подробнее (рис.32). В нем использована смесь газов CO_2 , N_2 , He . Генерация происходит при переходе между двумя колебательными уровнями, азот

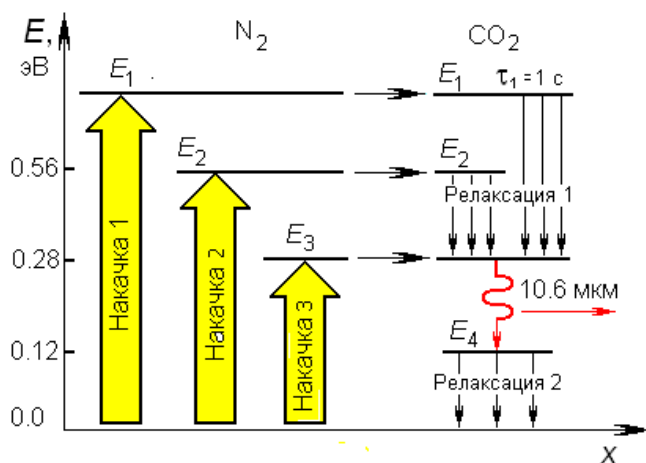


Рис. 32

повышает эффективность накачки, а гелий опустошает нижний лазерный уровень за счет резонансной передачи энергии (см. рис.32). Возбуждение молекул CO_2 как непосредственно электронами плазмы, так и молекулами азота за счет резонансной передачи энергии. Поскольку разность энергий уровней азота и CO_2 составляет величину 10^{-3} эВ , то резонансный механизм

передачи энергии имеет место и для более высоких уровней энергии. Молекулы азота имеют высокое время жизни - около 1 с, то это позволило повысить эффективность накачки до 80 %. Следовательно, кпд CO_2 – лазера определяется вероятностью лазерных переходов и приближается к 40 %. Недостатком CO_2 – лазера является близкое расположение нижнего

лазерного уровня по отношению к основному. Поэтому при нагреве газовой смеси инверсия уменьшается и при $T=(800 - 1000)$ С генерация срывается – очень сильное влияние на заселенность оказывает тепловой заброс. Ширина спектральной линии излучения этого типа лазера весьма мала – (50 - 60) МГц и определяется доплеровским уширением. Охлаждение газовой среды достигается ее постоянной прокачкой. При этом выходная мощность CO_2 – лазера может достигать 20 кВт. Лазер может работать как в непрерывном режиме, так и в импульсном. Основная проблема работы с CO_2 – лазером заключается в создании однородности плазмы в газовой трубке при повышении давления газа. Для решения этой проблемы используют импульсный режим возбуждения плазмы с частотой образования дугового разряда до нескольких кГц.

8.1.3. Жидкостные лазеры

Активным веществом жидкостного лазера является раствор определенных органических красителей в жидком растворителе, например, в этиловом спирте, метилом спирте или воде. Лазерные красители обычно принадлежат одному из следующих классов:

- полимерные красители, обеспечивающие генерацию в красной или ближней ИК области $\lambda = (0.7 \div 1.5)$ мкм;
- ксантеновые красители, генерирующие в видимой части спектра $\lambda = (0.5 \div 0.7)$ мкм;
- кумариновые красители, генерирующие в сине-зеленой области $\lambda = (0.4 \div 0.5)$ мкм;
- сцинтилляционные красители, генерирующие в УФ части спектра $\lambda < 0.4$ мкм.

В жидкостных лазерах накачка осуществляется, как правил, облучением светом, чаще всего лазерным излучением. Кпд преобразования энергии накачки в выходное излучение лазера на красителе составляет (10-40) % . Для непрерывной работы часто используют CO_2 – лазер или аргоновый лазер. Особенностью этого типа лазеров является возможность перестройки частоты генерируемого излучения в пределах $\lambda = (0.22 \div 0.96)$ мкм.

8.2. Полупроводниковые лазеры

8.2.1. Принцип работы полупроводникового лазера

В полупроводниковых лазерах активным веществом является кристалл полупроводника, возбуждаемый электронным пучком высокой энергии (лазеры с электронным возбуждением), либо светом (лазеры с оптической накачкой), либо электрическим разрядом (стримерные лазеры), либо инъекцией носителей заряда в область *p-n* перехода инжекционные лазеры). Последний тип накачки широко применяется для создания источников когерентного и некогерентного излучения для целей оптоэлектроники и фотоники.

При излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда: электронов со дна зоны проводимости и дырок с потолка валентной зоны, генерируются фотоны с энергией

$\hbar\omega = \Delta E_g$, равной ширине запрещенной зоны. В общем случае генерируемое полупроводником излучение не является когерентным ввиду преобладания спонтанных переходов. Для преобладания вынужденных переходов с излучением квантов света над вынужденными переходами с поглощением кванта света необходимо создать инверсию населенности между валентной зоной и зоной проводимости: число свободных электронов в зоне проводимости должно быть больше числа электронов в валентной зоне. Другими словами, условием инверсии населенности полупроводник необходимо сильно легировать вплоть до его вырождения: $F_n - F_p > \Delta E_g$. Здесь F_n , F_p - квазиуровни Ферми для электронов и дырок, соответственно. Оптическая накачка используется в различных полупроводниках и структурах на их основе. Эффективность оптической накачки определяется параметрами применяемого оптического излучения, свойствами полупроводника и внешними условиями (давление, температура и т.д.). Так как полупроводник имеет диэлектрическую проницаемость по порядку 10, оптическая накачка отражается от поверхности полупроводника, что определяется коэффициентом отражения $R = \left[\frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \right] \cong [2/4]^2 = 0.25$. Энергия накачки идет также на нагрев кристалла за счет решеточного поглощения излучения накачки. Поэтому необходимо использовать энергию накачки ненамного превосходящей ширину запрещенной зоны полупроводника – так уменьшают нагрев кристалла. Для оптической накачки обычно используют лазеры на основе твердотельных лазеров. Получаемая от лазеров с оптической накачкой выходная мощность превосходит мощность инжекционных лазеров. Длина волны генерируемого полупроводниковым лазером излучения определяется физико-химическими свойствами используемого полупроводника и может быть даже изменена в нужную сторону применением гетероструктур с квантовыми ямами или квантовыми точками.

Полупроводниковые лазеры с электронной накачкой используют для создания инверсии электроны высокой энергии (5 - 300) кэВ. Их глубина проникновения в полупроводник составляет несколько десятков микрон. При этом более 60% энергии электронов переходит в тепло, часть энергии уносится генерируемым гамма-излучением. В итоге один электрон накачки образует порядка 10^4 электронно-дырочных пар. Мощность таких лазеров, как правило, не превышает 50 МВт, но КПД значительно меньше, чем у инжекционных лазеров.

Инжекционные лазеры используют вырожденные полупроводники, на основе которых создают *p-n* переходы. Эти переходы включают в прямом направлении, уничтожая потенциальный барьер на границе раздела областей перехода внешним напряжением. Условие инверсии населенности выполняется тем лучше, чем больший ток протекает через переход. Минимальное напряжение, при котором усиление излучения за счет вынужденных

переходов излучения будет равно потерям в лазере, называют **пороговым**. Момент наступления лазерной генерации надежно обнаруживается как по резкому сужению спектральной линии излучения и расходимости луча света на выходе лазера, так и росту интенсивности излучения. Спектральный состав основной моды генерируемого излучения не является эквидистантным из-за значительной дисперсии активного вещества.

Угловое распределение интенсивности излучения на выходе кристалла соответствует дифракционной картине, создаваемой щелью шириной d равномерно возбужденного активного слоя. Ширину p - n перехода можно оценить по угловому распределению основного лепестка излучения

$$\theta = \frac{2\lambda_0}{d}.$$

Для лазерных диодов из арсенида галлия $\theta \approx 30^\circ$, что соответствует значению $d = 4$ мкм. В то же время известно, что за счет диффузии носителей $d_0 = \sqrt{D\tau}$, где D - коэффициент диффузии носителя заряда, τ - время их жизни. Для арсенида галлия $D = 10^2$ см²/с, а $d_0 = 1$ мкм. Таким образом, в гомогенном p - n переходе размеры рекомбинационно-активного слоя существенно больше ширины моды электромагнитного поля в том же направлении.

Резонатором в полупроводниковом лазере выступают противоположные торцы кристалла, которые тщательно полируются и выравняются для их параллельности. Пороговые значения плотности тока для гомогенного лазера составляют $(10^3 \div 10^5)$ А/см² в зависимости от температуры кристалла. Большие пороговые токи – основной недостаток лазеров на основе гомогенного материала. Для снижения порогового тока, а также для улучшения спектральных и эмиссионных параметров в настоящее время инжекционные лазеры делают на основе гетероструктур. Так, переход на гетероструктуры с множественными квантовыми ямами, дифракционными решетками Брэгга позволило создать высокоэффективные источники когерентного излучения практически с любой длиной волны в видимом и ближнем ИК диапазоне, что достигается за счет выбора материала квантовых ям и их размеров. Для исключения поглощения генерируемого излучения в областях эмиттеров электронов и дырок используют профилирование ширины запрещенной зоны областей, прилегающих к эмиттерам.

8.2.2. Применение нанобъектов в конструкции полупроводниковых лазеров

Полупроводниковые лазеры, выполненные по традиционной технологии изготовления p - n переходов на 3D-полупроводниках, являются источниками излучения с низким кпд. Причин для этого довольно много, но наиболее важные из них следующие:

- размытость области рекомбинации электронов и дырок, имеющая протяженность

больше диффузионных длин обоих типов носителей заряда;

- излучательная рекомбинация носителей в области перехода на встречных курсах имеет низкую эффективность из-за малого времени их взаимодействия и большой протяженности областей с избытками носителей заряда;

- невозможность управления спектром излучения, задаваемого шириной запрещенной зоны материала *n*- и *p*- областей;

- высокая скорость выгорания зеркала, отражающего свет от тыловой части кристалла, из-за его нахождения в высокотемпературной области рекомбинации носителей заряда;

- высокие потери на перепоглощение сгенерированного излучения при его распространении к излучающей грани из-за одинакового значения ширины запрещенной зоны активной области и эмиттеров светодиода.

Устранить указанные недостатки и тем самым увеличить КПД полупроводниковых лазеров должны были светодиодные гетероструктуры, использующие элементы нанoeлектроники.

Для устранения указанных недостатков предложено использовать свойства потенциальной ямы, которую располагают в области объемного заряда *p-n* перехода. Для этого при изготовлении перехода наносят слой вещества с шириной запрещенной зоны меньше ширины зон вещества *n*- и *p*-областей перехода. В итоге на пути движения электронов и дырок появляются потенциальные ямы. Тогда при открывании перехода прямым смещением устремляющиеся навстречу друг другу электроны и дырки из разных областей попадают в потенциальную яму для электронов (находится в зоне проводимости) и для дырок (находится в валентной зоне). Выйти за пределы своих ям носители не могут, и потому у них остается один путь – рекомбинировать друг с другом. Благо, что пространственно потенциальные ямы для электронов и дырок совмещены. Этим способом удастся увеличить число рекомбинирующих электронно–дырочных пар, а также уменьшить размеры области рекомбинации до толщины слоя узкозонного полупроводника.

Если толщина наносимого слоя узкозонного полупроводника будет меньше длины волны де Бройля, то носители заряда, находясь в этих ямах будут проявлять квантовые (волновые) свойства, что приведет к формированию дискретного зонного спектра допустимых значений энергии электронов и дырок в этих квантовых ямах. Расчеты показывают, что меняя толщину квантовых ям можно менять энергии разрешенных уровней энергии, а значит и длину волны генерируемого светового излучения.

Далее, в качестве зеркал в полупроводниковых лазерах предложено использовать многослойные структуры, проявляющие дифракцию Вульфа – Брэгга на длине волны генерируемого излучения. Получающиеся таким способом зеркала имеют практически 100% коэффициент отражения, узкий спектральный диапазон и не имеют потерь.

9.0. ФОТОПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

9.1. Общие сведения о фотоприемниках

Фотоприемники предназначены для преобразования оптического излучения в электрический сигнал. Они еще называются **фотодетекторами**, т.к. осуществляют детектирование оптического сигнала, т.е. его демодуляцию. Фотоприемник как оптический детектор должен обладать:

- большим откликом на входное воздействие;
- низким уровнем собственных шумов;
- широкой спектральной полосой, согласованной со спектром принимаемого сигнала;
- линейностью амплитудной характеристики;
- высоким быстродействием для приема коротких световых импульсов.

Однако перечисленные требования к фотоприемникам зачастую противоречат между собой и потому невозможно создать приемник, который бы устраивал разработчиков систем оптической связи во всех случаях.

Как и в случае радиоэлектроники, системы детектирования в системах оптической электроники и фотоники делятся на две группы: непосредственного или **прямого детектирования** и **детектирование с преобразованием** (аналогично гетеродинному приему). В системах преобразованием принимаемый оптический сигнал смешивают с опорным световым пучком, генерируемым оптическим гетеродином. Такой вид приема используют преимущественно в длинноволновой части оптического диапазоне с $\lambda > 10$ мкм. На более коротких волнах используют метод прямого детектирования.

9.2. Классификация и технические характеристики фотодетекторов

Все фотоприемники по принципу действия делятся на тепловые и фотонные. В свою очередь фотонные приемники разделяют на фотоприемники, основанные на внешнем фотоэффекте (фотоэлектронные умножители, вакуумные фотоэлементы, электронно – оптические преобразователи) и на внутреннем фотоэффекте (фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры и т.д.).

Для определения технических возможностей конкретного фотоприемника используют следующие параметры и характеристики:

1. **Спектральная фоточувствительность** S_λ - это мера реакции фотоприемника на оптическое излучение с длиной волны λ :

$$S_\lambda = \frac{dU}{d\Phi_\lambda}, \left[\frac{B}{Bm} \right] \quad \text{или} \quad S_\lambda = \frac{dI}{d\Phi_\lambda}, \left[\frac{A}{Bm} \right].$$

Для тепловых приемников S_λ не зависит от длины волны, поскольку по принципу их действия фотоотклик формируется за счет изменения температуры приемного элемента, вызванного поглощением оптического излучения. У фотонных приемников существует предельная (максимальная) длина волны λ_m , выше которой энергии кванта принимаемого излучения недостаточно для формирования фотоэффекта. На рис. 33 показаны спектры фоточувствительности для тепловых и фотонных приемников. Для фотонных приемников наряду с параметром S_λ применяют понятие квантового выхода η , который определяют как отношение числа носителей заряда, созданных принимаемым оптическим излучением. В идеальном фотонном приемнике при $\lambda < \lambda_m$ имеем $\eta=1$, а при больших длинах волн $\lambda > \lambda_m$ квантовый выход отсутствует: $\eta=0$.

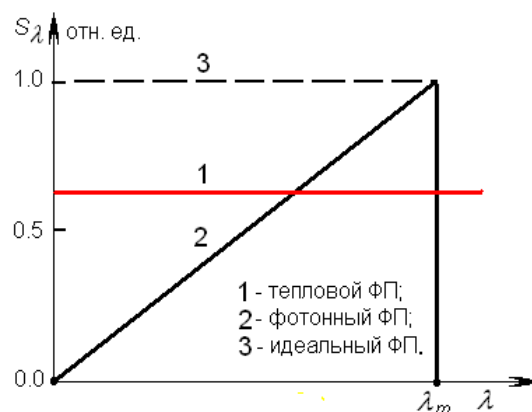


Рис. 33

2. **Минимально различимый сигнал Φ_{\min}** - это та величина светового потока, измеряемая в [Вт], которая на выходе фотоприемника создает сигнал, равный по амплитуде уровню шума. Так как интенсивность белого шума пропорциональна корню из полосы пропускания Δf усилительного тракта, то вводят следующий параметр.
3. **Эквивалентная мощность шума NEP** - это мощность светового потока на входе фотоприемника, которая на его выходе в единичной полосе частот вызывает сигнал, равный напряжению шума этого фотоприемника:

$$NEP = \frac{\Phi}{\sqrt{\Delta f}} \frac{U_{ш}}{U_c}, \left[\frac{Bm}{\Gamma y^{1/2}} \right].$$

4. **Обнаружительная способность D** -

$$D = \frac{1}{NEP}, \left[\frac{\Gamma y^{1/2}}{Bm} \right].$$

Эта величина зависит от площади фотоприемника A , т.к. уровень шума зависит от площади как \sqrt{A} .

5. **Обнаружительная способность фотоприемника D^***

$$D^* = \sqrt{A} \cdot D, \left[\text{см} \cdot \Gamma y^{1/2} / Bm \right].$$

Это наиболее полная и объективная оценка метрологических возможностей фотоприемника, т.к. она не зависит от его площади и полосы пропускания усилителя.

6. **Инерционность фотоприемника** – это способность фотоприемника реагировать на быстрые изменения интенсивности принимаемого сигнала без его искажения. Она характеризуется граничной частотой f_{\max} , при которой чувствительность фотоприемника падает в заданное число раз (в 2 или $\sqrt{2}$ - раз) или постоянной времени τ (для линейных процессов). Для детекторов, фотосигнал которых имеет экспоненциальные законы нарастания и спада с постоянной времени τ , зависимость фоточувствительности от частоты модуляции светового потока имеет вид

$$S_{\lambda}(f) = \frac{S_{\lambda}(0)}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2}.$$

Тепловые приемники.

Принцип действия тепловых приемников основан на регистрации изменений свойств фоточувствительного элемента, вызванных изменением температуры вследствие поглощения оптического излучения. Существуют различные типы тепловых фотоприемников, основанных на различных фотоэффектах:

- **болометры**, использующие изменение проводимости тонкой металлической, полупроводниковой или сверхпроводящей пленки;
- **термоэлектрические фотоприемники** типа термопар или термостолбиков, использующих возникновение термоэдс на контакте двух металлов;
- **пироэлектрические приемники**, основанные на пироэффекте в пироэлектрических и ферроэлектрических кристаллах, находящихся вблизи температуры Кюри;
- оптико-акустические приемники (ОАП), называемые иногда пневматическими ИК-детекторами или элементами Голея, использующие периодические расширения и сжатие газа при его нагреве от промодулированного по амплитуде оптического излучения, поглощаемого тонкой металлической мембраной.

Инерционность тепловых приемников довольно велика (>10 мс), а чувствительность сравнительно мала ($D^* \approx 10^8 \dots 10^{10}$) $см^2 \cdot Гц^{1/2} / Вт$. Поэтому в системах передачи информации их не используют. Тепловые приемники применяются там, где необходима постоянная спектральная чувствительность, а также в далекой ИК области спектра.

Фотонные приемники.

Этот тип приемников эффективно работают в той части спектра, где энергия фотона значительно превосходит энергию фонона (kT). В случае, когда энергия фонона сравнивается с энергией фотона $kT \approx \hbar\omega$, тепловое возбуждение работает активнее оптического и потому эффективность фотонного приемника резко падает. Поэтому фотонные приемники, предназначенные для работы в диапазоне длин волн $\lambda > 3$ мкм, как правило, работают при

охлаждении тем более глубокого, чем больше длина волны.

Фотонные приемники, основанные как на внешнем, так и на внутреннем фотоэффекте, обладают малой инерционностью, высокой чувствительностью и высокой обнаружительной способностью, близкой к теоретическому пределу. Поэтому в оптической электронике применяются в основном фотонные приемники.

Оптическую информацию, принимаемую или передаваемую в оптической электронике, можно разделить на два типа: оптические сигналы, дискретные во времени и в пространстве; и оптические образы или картины. Поэтому фотонные приемники делят на две группы:

1. Дискретные, как правило, одноэлементные фотоприемники с малой фоточувствительной площадкой, предназначенные для приема коротких оптических импульсов и обладающие высокой спектральной чувствительностью S_λ в заданной области спектра, высокой обнаружительной способностью и малой инерционностью. Лучшим сочетанием параметров в этой группе фотоприемников обладают фотодиоды, особенно *p-i-n* и лавинные диоды.
2. Матричные фотоприемники предназначены для приема световых образов и изображений. Как правило, это многоэлементные фотоприемники с самосканированием и высоким пространственным разрешением, высокой чувствительностью в сравнительно широком спектральном диапазоне. Лучшими характеристиками в этой группе фотоприемников обладают фоточувствительные приборы с зарядовой связью.

9.3. Фоторезисторы

Фоторезистор представляет собой простейший тип фотонного приемника, принцип действия которого основан на регистрации изменений сопротивления однородного полупроводникового образца при его освещении. В зависимости от использования того или иного механизма поглощения (собственного или примесного) оптического излучения различают собственные и примесные фоторезисторы. Первые предназначены для работы, как правило, в видимой части спектра и ближней ИК области, что определяется шириной запрещенной зоны используемого для изготовления фоторезистора полупроводника. Вторые предназначены для работы в средней и дальней ИК области, что определяется энергетическим положением уровня примеси в запрещенной зоне полупроводниковой матрицы. Примесные фоторезисторы, как правило, требуют глубокого охлаждения (до 77 К).

9.3.1. Параметры, характеризующие фотопроводимость

Фоторезистор как фотоприемник характеризуется теми же параметрами, которые перечислены ранее. Кроме того, учитывая специфику механизма формирования фотосигнала, введены дополнительные параметры: отношение темнового сопротивления к

сопротивлению при заданном освещении, именуемое **кратностью изменения сопротивления**, а также **коэффициент усиления фотопроводимости**.

Электронные переходы при оптической генерации могут быть различными. На рис. 34 показана энергетическая диаграмма полупроводника, содержащего глубокую донорную с энергией активации E_d и акцепторную примесь с энергией активации E_a . Если энергия фотонов $\hbar\omega_c \geq \Delta E_g$, то неравновесные электроны и дырки образуются в результате возбуждения электронов, переходящих из валентной зоны в зону проводимости, а также дырок, остающихся в валентной зоне. Это так называемая собственная оптическая генерация и, соответственно, **собственная фотопроводимость**. Обратный процесс есть рекомбинация «электрон – дырка». В результате оптической генерации в области собственного поглощения в полупроводнике образуется пара свободных носителей заряда противоположных знаков. Поэтому данный тип фотопроводимости еще называют **биполярной**.

Однако при наличии достаточного количества примесей в полупроводнике фотопроводимость может возникать и при $\hbar\omega_{пр} < \Delta E_g$. При падении на такой полупроводник света с энергией

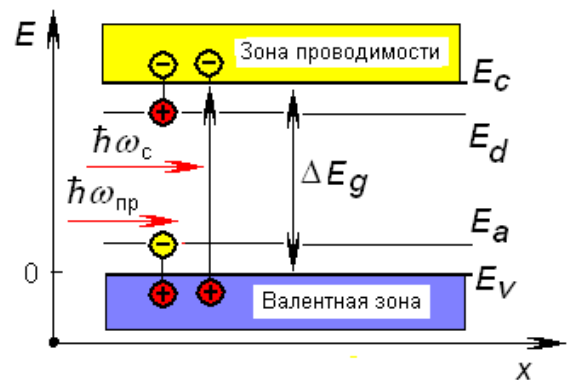


Рис. 34

$\hbar\omega_{пр} > E_c - E_d$ происходит возбуждение электронов донорной примеси в зону проводимости. Это случай примесной оптической генерации и, соответственно, **примесной фотопроводимости**. В случае, когда $\hbar\omega_{пр} > E_a - E_v$, возможна генерация дырок в валентной зоне и образование отрицательно заряженного акцептора. Оба случая – случаи **монополярной** проводимости. Поглощение в собственной полосе длин волн на несколько порядков больше поглощения в примесной области.

Скорость оптической генерации связана с коэффициентом поглощения света. Пусть $I(x)$ есть интенсивность монохроматического светового потока на расстоянии x от освещаемой поверхности полупроводника, а α – коэффициент поглощения. Тогда количество энергии, поглощаемой в единицу времени на единичной площади в слое, расположенном между слоями x и $x + dx$, есть:

$$\begin{aligned} -dI &= I(x + dx) - I(x) = I_0 \exp(-\alpha(x + dx)) - I_0 \exp(-\alpha x) = \\ &= I_0 \exp(-\alpha x) \exp(-\alpha \cdot dx) - I_0 \exp(-\alpha x) = I_0 \exp(-\alpha x) \cdot [\exp(-\alpha \cdot dx) - 1] = \\ &= I(x) \cdot [1 - \alpha \cdot dx - 1] = -I(x) \cdot \alpha \cdot dx, \end{aligned}$$

где произведено разложение экспоненциальной функции в ряд Тейлора по степеням dx

вблизи точки x . Следовательно, число поглощаемых фотонов за единицу времени в единичном объеме, равно $\alpha \cdot I(x)/\hbar\omega$. Поэтому скорость оптической генерации g можно представить в виде:

$$g = \eta(\omega) \cdot \alpha(\omega) \cdot I(x)/\hbar\omega .$$

Здесь обозначено: $\eta(\omega)$ – **квантовый выход внутреннего фотоэффекта**, который равен числу пар свободных носителей, рождаемых в среднем одним поглощенным фотоном. Квантовый выход может быть больше единицы, если при поглощении одного фотона высокой энергии возникает две или более электронно-дырочные пары. Обычно, квантовый выход меньше единицы, поскольку часть фотонов поглощается либо решеткой (фононами), либо свободными носителями в зонах без образования дополнительных электронов и дырок. В общем случае g различно в разных точках полупроводника – случай **неоднородной генерации**. В приведенной выше формуле для функции генерации размер области локализации неравновесных носителей заряда задается длиной свободного пробега фотона, которая обратна коэффициенту поглощения. В действительности образование неравновесных подвижных носителей приводит к диффузионному расплыванию области освещения так, что за время жизни неравновесных электронов и дырок они уходят из области генерации на расстояние, равное их диффузионной длине - $L_{\text{диф}}^{(n)}$, $L_{\text{диф}}^{(p)}$. Это в среднем около 1 мкм, что больше длины свободного пробега фотона в среднем в сотни раз. Поэтому при освещении полупроводника непрерывным излучением или импульсами света продолжительностью больше времени жизни носителей заряда τ_n , τ_p выражение для скорости оптической генерации будет иметь вид

$$g = \frac{\eta(\omega) \cdot I(x)}{L_{\text{диф}}^{(p)} \cdot \hbar\omega} \quad (9.1)$$

Для того чтобы определиться в количестве возможных фотоэффектов в полупроводнике при его освещении излучением из собственной полосы поглощения, обратимся к выражению для проводимости полупроводника, которая в общем случае представляет собой сумму проводимостей по зоне проводимости, создаваемой свободными электронами – σ_n , и проводимости по валентной зоне, создаваемой дырками – σ_p :

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e\mu_n n + e\mu_p p . \quad (9.2)$$

Экспериментально установлено, что при падении на полупроводник излучения с интенсивностью I проводимость полупроводника изменяется на величину $\delta\sigma(I)$. Так как

рассматриваются только слабые световые потоки, то, согласно правилам дифференциального исчисления, без каких-либо дополнительных предположений можно вычислить полный дифференциал выражения (9.2):

$$\delta\sigma(l) = e n \cdot \delta\mu_n + e p \cdot \delta\mu_p + e \mu_n \cdot \delta n + e \mu_p \cdot \delta p, \quad (9.3)$$

где $\delta\mu_n$, $\delta\mu_p$, δn , δp представляют собой полные дифференциалы соответствующих величин. Таким образом, согласно выражению (9.3), освещение полупроводника может изменить его проводимость двумя способами: изменив концентрации свободных носителей в зонах, а также изменив их подвижности. Однако относительное влияние этих двух причин в реальности оказывается различным. Действительно, возникающая при поглощении фотона пара «электрон – дырка» получает некоторый квазиимпульс и энергию ($\hbar\omega - \Delta E_g$), которая идет на кинетическую энергию электрона. Если кинетическая энергия велика, то электрон быстро перемещается в междоузлии кристалла и испытывает множественные столкновения, происходящие чаще, чем у свободного электрона, находящегося внизу зоны проводимости. Поэтому его избыточная энергия быстро растрчивается. В результате через некоторое время, именуемое **временем релаксации энергии** – $\tau_E \sim 10^{-12} \text{ с}$ и которое много меньше τ_n, τ_p , средняя энергия фотоэлектронов, имевших в момент своего рождения большую кинетическую энергию, принимает значение, соответствующее температуре решетки. В таком случае говорят, что электрон **термолизировался** – его кинетическая энергия стала соответствовать температуре кристалла.

Таким образом, за время своей жизни фотоэлектроны в зоне успевают быстро термолизироваться (прийти в состояние термодинамического равновесия с решеткой), так что все их параметры в течение практически всего времени жизни будут такими же, как и у равновесных носителей. В этом случае подвижности фотоэлектронов равны подвижности темновых (равновесных) электронов. Значит, даже если освещать полупроводник светом с $\hbar\omega \gg \Delta E_g$, то избыток энергии вызывает изменение и концентрации носителей, и изменение их подвижностей, но через очень короткое время $\tau_E \ll \tau_n, \tau_p$ подвижности фотоносителей становятся такими же, что и у темновых электронов и дырок. Следовательно, с высокой степенью точности можно считать, что в результате поглощения света в полупроводниках изменяются только концентрации свободных носителей заряда: электронов и (или) дырок. Тогда выражение (9.3) для фотопроводимости освещаемого полупроводника с высокой степенью точности можно записать так:

$$\delta\sigma = e(\mu_p \cdot \delta p + \mu_n \cdot \delta n).$$

В дальнейшем будут рассматриваться только такие ситуации.

Будем считать, что происходит однородная генерация пар ($g_n = g_p = g = const$) и что в полупроводнике нет тока. Тогда, умножая кинетические уравнения для концентраций носителей в зонах на $e\mu_n$, $e\mu_p$ и складывая их, получим:

$$\frac{\partial \delta \sigma}{\partial t} = e(\mu_p + \mu_n)g - \frac{\delta \sigma}{\tau_{\phi n}}; \quad (9.4)$$

где обозначено:

$$\tau_{\phi n} = \frac{\mu_n \cdot \delta n + \mu_p \cdot \delta p}{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}}. \quad (9.5)$$

Из выражения (9.5) видно, что характеристическое время $\tau_{\phi n}$ – **время релаксации фотопроводимости** определяет время установления стационарного значения фотопроводимости $\delta \sigma$ при изменении условий освещения. В стационарном состоянии фотопроводимость равна

$$\delta \sigma(t \gg \tau_{\phi n}) = \delta \sigma_s = e(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{\phi n}. \quad (9.6)$$

Здесь под $\tau_{\phi n}$ понимается его значение в стационарном состоянии, т.е. при установившихся значениях δp и δn .

9.3.2. Полевые свойства фотопроводимости

Для измерения фотопроводимости и ее кинетики разработано много различных методик.

Рассмотрим одну из них, блок - схема которой показана на рис. 35. Фотопроводник R ,

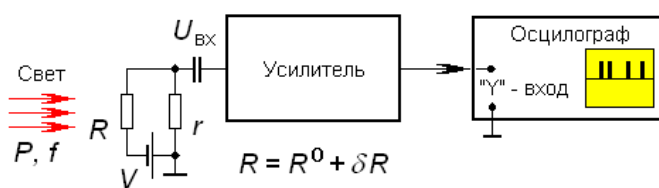


Рис. 35

включенный последовательно с источником напряжения и нагрузочным сопротивлением r , освещается прерывистым светом. Модуляция интенсивности света

может быть получена, например, с помощью вращающегося непрозрачного диска с прорезью. Для регистрации изменений сопротивления фоторезистора через него пропускается ток, создаваемый источником постоянного напряжения V . Вследствие изменения проводимости полупроводника в цепи возникает ток, а на сопротивлении r появляется падение напряжения, в котором заключена информация об изменении проводимости полупроводника, т.е. модуляции света. Это напряжение усиливается усилителем, а затем визуализируется с помощью осциллографа. При изменении

сопротивления фоторезистора на величину δR напряжение на входе усилителя будет:

$$U_{\text{вх}} = V \frac{r}{R^0 + r} \cdot \frac{\delta R}{R^0},$$

где R^0 - величина сопротивления фотопроводника в отсутствии освещения, δR - изменение сопротивления фоторезистора за счет его освещения светом мощностью P , модулированной синусоидальным сигналом частотой f . Изменение сопротивления фоторезистора можно связать с изменением его проводимости:

$$\delta R(I) = -\frac{\delta \sigma}{\sigma^0} \frac{L}{S} = -R^0 \frac{\delta \sigma}{\sigma^0}.$$

Здесь L , S - длина полупроводникового фоторезистора и его площадь, σ^0 - темновая проводимость. В итоге напряжение на входе усилителя будет равно:

$$U_{\text{вх}} = -V \cdot \left(\frac{r}{R^0 + r} \right) \cdot \frac{\delta \sigma}{\sigma^0}. \quad (9.7)$$

Отсюда видно, что чем больше V , тем больше сигнал на входе усилителя. Более того, данное выражение показывает, что для получения большого сигнала от фотопроводимости полупроводника необходимо выбирать сопротивление нагрузки r больше темного сопротивления фоторезистора: $r \gg R^0$. Таким образом, оптимальной схема запитывания фоторезистора является схема в виде источника постоянного тока.

Из выражения (9.7) следует, что чем больше время релаксации фотопроводимости $\tau_{\phi n}$, тем больше $\delta \sigma$, т.е. тем выше чувствительность фоторезистора к оптическому излучению. Однако при увеличении $\tau_{\phi n}$ одновременно с ростом фоточувствительности увеличивается время установления фотопроводимости, т.е. будет больше инерционность фоторезистора и им нельзя регистрировать быстрые процессы. С этим противоречием в сочетании высокой фоточувствительности и высокого быстродействия фотоприемника приходится считаться при выборе фоторезисторов для практических целей.

Если $\tau_{\phi n}$ постоянно во времени, то при постоянном освещении полупроводника величина фотопроводимости будет нарастать во времени, асимптотически стремясь к своему максимальному значению $\delta \sigma_s$. На практике передача оптических сигналов осуществляется с помощью импульсов. Поэтому представляет интерес исследовать поведение сигнала фотопроводимости при импульсном освещении фоторезистора. Пусть T - длительность светового импульса, за которым следует затемнение фоторезистора такой же продолжительности. Тогда период модуляции светового потока составит $2T$. Будем считать,

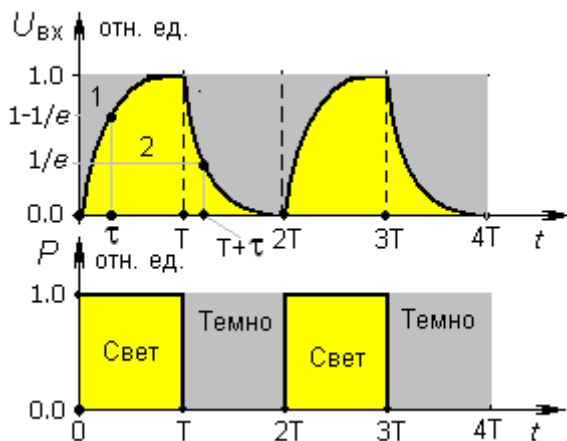


Рис. 36

что импульсы света длинные: $T \gg \tau_{\phi n}$ и потому за время его действия фотопроводимость достигает своего максимального значения $\delta\sigma_s$.

На отрезке времени $(T; 2T)$ генерация неравновесных носителей заряда отсутствует, а доминирует рекомбинация ранее созданных фотоэлектронов и фотодырок. Поэтому фотопроводимость уменьшается по экспоненциальному закону:

$$\delta\sigma(t) = \delta\sigma_s \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\phi n}}\right). \quad (9.8)$$

Ход зависимости фотопроводимости от времени при импульсном освещении показан на верхнем графике рис. 36. На нижнем графике показано изменение во времени мощности светового потока.

Кривые релаксации фотопроводимости могут быть использованы для определения параметров полупроводника. На начальном участке нарастания $\delta\sigma$ ($t \ll \tau_{\phi n}$) можно пренебречь рекомбинацией неравновесных носителей заряда, т.к. она проявится при временах наблюдения сравнимых или больших $\tau_{\phi n}$). Тогда

$$\delta\sigma(t) \approx e(\mu_n + \mu_p)gt.$$

Линейное увеличение фотопроводимости со временем освещения характеризуется наклоном, тангенс угла которого равен

$$tg(\alpha) = e(\mu_n + \mu_p)\eta \cdot \alpha \cdot I_0 / h\omega,$$

где η – квантовый выход, α – коэффициент поглощения. Этот участок роста фотопроводимости не зависит от процессов рекомбинации, а определяется только процессами генерации. Поэтому исследование начальной стадии нарастания фотопроводимости используют для экспериментального определения квантового выхода η .

При выключении света спад фотопроводимости используют для определения времени релаксации фотопроводимости как время, за которое фотопроводимость уменьшается от своего максимального значения $\delta\sigma_s$ в e -раз. На верхнем графике рис.36 показаны оба способа экспериментального определения времени релаксации фотопроводимости по нарастающему (путь «1») и спадающему (путь «2») участкам релаксации

9.3.3. Коэффициент усиления фотопроводимости

Будем считать, что рассматриваемый полупроводниковый образец с омическими контактами на концах имеет длину L . Образец освещается излучением из частотного диапазона, соответствующего собственному поглощению. В цепи с нагрузочным сопротивлением R (рис.37) возникающий фототок при действии электрического поля E будет равен:

$$j_{\phi} = \delta\sigma_s E = (e\mu_n\delta n + e\mu_p\delta p)E.$$

Расписав концентрации неравновесных носителей заряда в виде: $\delta n = g\tau_n$, $\delta p = g\tau_p$, где g - скорость генерации электронов и дырок светом, получим:

$$j_{\phi} \approx e(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \cdot g \cdot E.$$

Введем в рассмотрение время пролета образца электроном и дыркой, определив их следующим образом

$$t_n = \frac{L}{v_n} = \frac{L}{\mu_n \cdot E}; \quad t_p = \frac{L}{v_p} = \frac{L}{\mu_p \cdot E},$$

где v_n , v_p – скорости электронов и дырок. Отсюда находим:

$$j_{\phi} \approx e \cdot \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right) \cdot L \cdot g. \quad (9.9)$$

Обозначим: $K = \tau_n/t_n + \tau_p/t_p$. Эта величина показывает, сколько раз за время своей жизни электрон и дырка могут пролететь через весь образец, т.е. участвовать в фотопроводимости. С учетом введенного параметра K выражение для фототока примет вид:

$$j_{\phi} \approx e \cdot K \cdot L \cdot g.$$

Из данного выражения следует, что если $K < 1$, то электрон и дырка успевают прорекомбинировать, не пролетев полностью образец. Значит, они не дали полный вклад в фотопроводимость. Увеличив прикладываемое электрическое поле, можно уменьшить t_n и t_p , а значит, увеличить j_{ϕ} . Параметр K называют **коэффициентом усиления фотопроводимости**. С его помощью можно оптимизировать параметры входной цепи схемы регистрации сигнала фотопроводимости от конкретного типа фоторезистора. При решении практических задач необходимо стремиться к тому, чтобы K было максимальным. Зависимость величины фототока от приложенного поля обычно имеет вид, показанный на

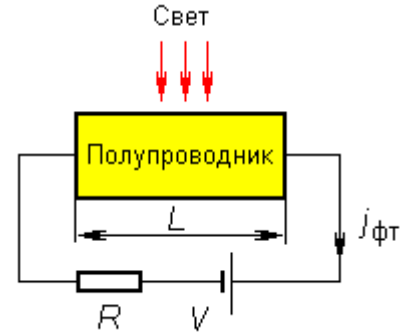


Рис. 37

рис. 24. Величину электрического поля E_0 , при котором достигается предельное значение K , можно найти из условия: $t_n \approx \tau_n$, ($t_p \approx \tau_p$)

$$E_0 \approx \frac{L}{\mu_n \cdot \tau_n} \quad \text{или} \quad V_0 \approx \frac{L^2}{\mu_n \cdot \tau_n}. \quad (9.10)$$

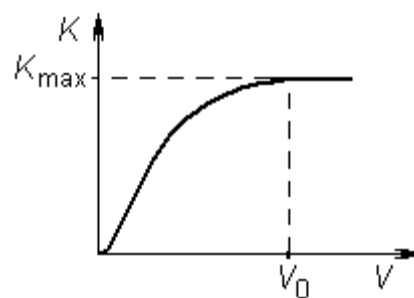


Рис. 38

Увеличивать напряжение на образце V выше V_0 нецелесообразно, т.к. при $V = V_0$ неравновесные носители заряда обоих знаков дали максимальный вклад в фотопроводимость, и K достигает максимального значения (около двух для биполярной фотопроводимости). В случае примесной фотопроводимости, когда в ее формировании принимает участие только один тип подвижного носителя заряда, а второй носитель заряда (ион донорной или акцепторной примеси) неподвижен, ситуация с выбором напряжения смещения сложнее. Уход подвижного носителя заряда раньше времени его жизни нарушит условие электрической нейтральности в объеме полупроводника (там остается ионизированный атом примеси). Для восстановления нарушенного равновесия через отрицательный (или положительный, в зависимости от знака свободного носителя) контакт фоторезистора в полупроводник будет инжектирован с новый электрон (или дырка). И так будет происходить до тех пор, пока неравновесный электрон не прорекомбинирует в объеме полупроводника. Значит, в этом случае коэффициент усиления может оказаться большой величиной (рис.38).

9.3.4. Частотные свойства фотопроводимости

Если интенсивность падающего оптического излучения модулирована по гармоническому закону (так, излучение ламп накаливания модулировано по амплитуде частотой $2 \times 50 = 100 \text{ Гц}$), то

$$g_n = g_0 \exp(i\omega t), \quad g_p = g_0 \exp(i\omega t). \quad (9.11)$$

Разумно считать, что изменения концентраций носителей заряда также подчиняются гармоническому закону изменения во времени на той же частоте, и поэтому решения кинетических уравнений для концентраций электронов и дырок будем отыскивать в виде

$$\Delta n = \Delta n_0 \cdot \exp(i\omega t), \quad \Delta p_p = \Delta p_0 \cdot \exp(i\omega t). \quad (9.12)$$

Подставив выражения (9.11) и (9.12) в кинетическое уравнение для избытка концентрации носителей заряда найдем, что максимальные значения концентраций неравновесных носителей заряда зависят от частоты модуляции светового потока:

$$\Delta n_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{1 + i\omega \cdot \tau_n}, \quad \Delta p_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{1 + i\omega \cdot \tau_p}. \quad (9.13)$$

В выражении (9.13) физический смысл изменения концентраций имеют только реальные части выражений. Отыскивая их, получим:

$$\Delta n_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{1 + \omega^2 \cdot \tau_n^2}, \quad \Delta p_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{1 + \omega^2 \cdot \tau_p^2}. \quad (9.14)$$

Выражения (9.14) показывают, что амплитуды изменений концентраций носителей в зонах зависят от соотношения частоты модуляции светового потока и времени жизни носителей.

Если частота модуляции ω низкая ($\omega \cdot \tau_n \ll 1$, $\omega \cdot \tau_p \ll 1$), то изменения концентраций носителей заряда максимальны и равны (обозначим этот случай верхним индексом *HЧ*)

$$\Delta n_0^{HЧ} = g_0 \cdot \tau_n, \quad \Delta p_0^{HЧ} = g_0 \cdot \tau_p. \quad (9.15)$$

На высокой частоте ($\omega \cdot \tau_n \gg 1$, $\omega \cdot \tau_p \gg 1$) изменения концентраций уменьшаются с ростом частоты (этот случай обозначим индексом *BЧ*):

$$\Delta n_0^{BЧ} = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{\omega^2 \cdot \tau_n^2}, \quad \Delta p_0^{BЧ} = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{\omega^2 \cdot \tau_p^2}. \quad (9.16)$$

В большинстве практически важных случаев $\tau_n = \tau_p$, поэтому обозначим $\tau_{n,p} = \tau_n = \tau_p$. Частота ω_0 , на которой начинается спад амплитуды избыточных концентраций носителей заряда, определяется выражением (9.14)

$$\omega_0 \cdot \tau_{n,p} = 1 \quad (9.17)$$

и называется линейной частотой среза:

$$f_0 = 1/\tau_{n,p}. \quad (9.18)$$

На этой частоте амплитуда неравновесной концентрации уменьшается по сравнению с максимальным значением в два раза.

Из выражений (9.14) следует важный вывод: измеряя экспериментально зависимость амплитуд концентраций неравновесных носителей заряда от частоты модуляции светового потока, по частоте среза можно определить время жизни неравновесных носителей заряда. Тогда на низкой частоте модуляции, зная значения времен жизни неравновесных электронов и дырок $\tau_{n,p}$, по выражениям (9.15) можно найти скорость их генерации, а из неё вычислить квантовую эффективность полупроводника, если известно значение интенсивности света I_0 .

Способом, аналогичным рассмотренному выше для вычисления частотной зависимости концентрации носителей заряда, можно найти закон изменения величины фотопроводимости

$\Delta\sigma$ от частоты модуляции светового потока и получить следующее выражение:

$$\Delta\sigma = \frac{q(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{\phi n}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{\phi n}^2}, \quad (9.19)$$

где $g = \eta \cdot \alpha \cdot (1 - R) \cdot I_0$ - скорость генерации электронно-дырочных пар за счет поглощения падающего излучения, а $\tau_{\phi n}$ - время релаксации фотопроводимости ($\delta n \approx \delta p$)

$$\tau_{\phi n} = \frac{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}}{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}} \approx \frac{\mu_n + \mu_p}{\frac{\mu_n}{\tau_n} + \frac{\mu_p}{\tau_p}} = \frac{(\mu_n + \mu_p) \cdot \tau_n \tau_p}{\mu_n \tau_p + \mu_p \tau_n}. \quad (9.20)$$

Из выражения (9.19) следует, что фотопроводимость полупроводника на низких частотах модуляции остается постоянной величиной, а на высоких уменьшается пропорционально квадрату частоты модуляции оптического излучения. При этом частота среза фотопроводимости определяется как величина, обратная времени релаксации фотопроводимости.

Таким образом, исследуя свойства фотопроводимости, можно по приведенным выражениям вычислить фундаментальные параметры полупроводника.

9.3.5. Типичные параметры фоторезисторов

Фоторезисторы изготавливают в виде тонких пленок или змеевидных нитей, нанесенных на подложку из изолятора: стекла, сапфира, керамики или высокоомного полупроводника. Наиболее распространенными фоторезисторами являются фоторезисторы, изготовленные из CdSe, CdS, PbS, ZnSe и т.д. Для улучшения поглощения света поверхность полупроводниковой пленки чернят нанесением пленки двуокиси титана толщиной около 100 Ангстрем. Размещением фоторезистора в герметичный корпус с оптическим окном исключают влияние внешних факторов (влажность, загазованность) на параметры фоторезистора.

Фоторезистор марки СФ2-12 при $T=300$ К.

1. Материал фоточувствительной области – n-CdS; ($\Delta E_g = 2.42 \text{ эВ}$)
2. Спектральный диапазон чувствительности – (0.4 – 0.5) мкм;
3. Размеры фоточувствительной площадки – (0.3x1.5) см;
4. Рабочее напряжение – 5 В;
5. Темновое сопротивление – 10^7 Ом;
6. Темновой ток – 3×10^{-7} А;
7. Отношение темного сопротивления

- к световому при освещении 200 лк - 600 отн. ед.;
- 8. Инерционность (быстродействие) - 10^{-2} с.
- 9. Обнаружительная способность - 10^{14} (см Гц $^{1/2}$ Вт $^{-1}$)

Фоторезистор марки СФ3-2Б при T=300 К.

- 1. Материал фоточувствительной области - n-CdSe; ($\Delta E_g = 1.74$ эВ)
- 2. Спектральный диапазон чувствительности - (0.4 – 0.7) мкм;
- 3. Размеры фоточувствительной площадки - (0.58x0.58) см;
- 4. Рабочее напряжение - 10 В;
- 5. Темновое сопротивление - 10^8 Ом;
- 6. Темновой ток - 10^{-7} А;
- 7. Отношение темного сопротивления к световому при освещении 200 лк - 1 500 отн. ед.;
- 8. Инерционность (быстродействие) - 10^{-2} с.
- 9. Обнаружительная способность - 10^{13} (см Гц $^{1/2}$ Вт $^{-1}$)

Фоторезистор марки СФ4-3 при T=77 К.

- 1. Материал фоточувствительной области - n-PbSe; ($\Delta E_g = 0.28$ эВ)
- 2. Спектральный диапазон чувствительности - (0.6 – 4.4) мкм;
- 3. Спектральная область максимальной чувствительности - (3.7 ± 0.2) мкм;
- 4. Размеры фоточувствительной площадки - (0.01x0.01) см;
- 5. Рабочее напряжение - 5 В;
- 6. Темновое сопротивление - не менее 10^6 Ом;
- 7. Темновой ток - 10^{-6} А;
- 8. Отношение темного сопротивления к световому при освещении 200 лк - 100 отн. ед.;
- 9. Инерционность (быстродействие) - 10^{-2} с.
- 10. Обнаружительная способность - 10^{10} (см Гц $^{1/2}$ Вт $^{-1}$)

9.4. Фотовольтаические эффекты в полупроводниках

9.4.1. Общие сведения

Рассмотренная выше фотопроводимость полупроводников имеет положительные и отрицательные качества. К положительным качествам фотопроводимости можно отнести простоту изготовления полупроводникового образца, предназначенного для регистрации фотопроводимости – брусок полупроводника с омическими контактами на противоположных

торцах, а также простота интерпретации физических процессов, формирующих явление фотопроводимости. К отрицательным качествам фотопроводимости относятся следующие: необходимость в схеме фотоприемника иметь периодически обновляемый источник постоянного напряжения, что ограничивает область применения данного фотоэффекта (исключаются системы космического базирования и т.п.), протекание постоянного тока через полупроводник приводит к дополнительным шумам (дробовым, контактными), что снижает обнаружительную способность фотоприемника. Заметим, что схемотехнически регистрация фотопроводимости, как правило, осуществляется ее переводом в напряжение – падение напряжения на сопротивлении нагрузки входного тракта фотоприемника.

Эти обстоятельства побуждают искать фотоэффекты, не нуждающиеся в источниках постоянного напряжения, а сами вырабатывающие напряжения, пропорциональные интенсивности оптического излучения.

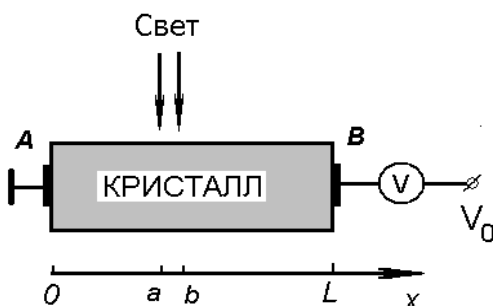


Рис. 39

При освещении полупроводника изменяется его электропроводность, а также возникают электродвижущие силы. Общая причина их возникновения (или фотоэдс), по крайней мере в наиболее важных случаях, одна и та же: пространственное разделение неравновесных носителей заряда за счет их диффузии или за счет действия внутреннего электрического поля

полупроводника, которое создается специально или возникает случайным образом. Двигаясь от места их генерации, неравновесные носители создают направленные потоки зарядов, которые продолжаются до тех пор, пока пространственное разделение электронов и дырок не создаст электрическое поле - фотоэдс, препятствующее дальнейшему перемещению неравновесных носителей заряда.

Несмотря на общую картину происхождения фотовольтаических эффектов, удобно говорить о разных типах фотоэдс в зависимости от особенностей строения полупроводника и условий проведения регистрации излучения. Остановимся на общем условии возникновения фотоэдс.

Чтобы сделать рассуждения простыми и наглядными, рассмотрим полупроводник в виде прямоугольного параллелепипеда, часть которого «ab» освещается излучением из полосы собственного поглощения. Образец ограничен слева и справа одинаковыми металлическими электродами A и B для измерения фотоэдс (рис. 39). Полупроводник может быть неоднородным, т.е. примеси в нем могут быть распределены неравномерно по длине образца, а отдельные его части могут иметь даже различный тип проводимости

(электронный или дырочный). Будем считать, что подвижности электронов и дырок при освещении не меняются. Неравновесные концентрации электронов и дырок δn и δp будем предполагать зависящими только от координаты, отсчитываемой x вдоль образца в направлении регистрации фотоэдс (контактов). Пусть к полупроводнику приложено постоянное напряжение V_0

При освещении в образце появятся токи с плотностями, содержащими дрейфовую и диффузионную компоненты:

$$j_p = \sigma_p E - eD_p \frac{dp}{dx}; \quad j_n = \sigma_n E + eD_n \frac{dn}{dx}.$$

Полная плотность тока будет:

$$j = j_n + j_p = \sigma \left(E_0 + e \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\sigma} \right)$$

где $\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$ – полная электропроводность в данном материале. С другой стороны, согласно закону Ома, можно записать:

$$j = \sigma(E + E^*),$$

где E^* – напряженность поля, возникшая из-за освещения полупроводника. Сравнивая оба выражения для j , найдем

$$E^* = \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_n n + \mu_p p}.$$

Тогда полное фотонапряжение, измеренное на торцах образца A и B , будет

$$V^* = \int_0^L E^* dx = \int_0^L \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_n n + \mu_p p} dx, \quad (9.21)$$

где интегрирование проводится вдоль образца по направлению к контактам. Из выражения (9.21) следует, что возникающая на торцах полупроводника фотоэдс тем больше, чем значительнее различие в величинах диффузионных потоков электронов и дырок, а также чем меньше темновая проводимость полупроводника. При этом важно, что регистрируется фотонапряжение, поэтому в выражении (9.21) в этот параметр дают вклады градиенты концентраций и равновесных, и неравновесных электронов и дырок.

Чтобы выяснить общие свойства фотоиндуцированного напряжения, исследуем более подробно полученное выражение.

Однородный полупроводник. Предположим, что рассматриваемый полупроводник однороден и в нем полные концентрации носителей заряда есть суммы темновых концентраций и неравновесных:

$$p = p_0 + \delta p; \quad n = n_0 + \delta n.$$

Поскольку исходно полупроводник считается однородным, то $\frac{dn_0}{dx} = \frac{dp_0}{dx} = 0$. В случае одинакового градиента неравновесных электронов и дырок

$$D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{e} \left[\mu_n \frac{d\delta n}{dx} - \mu_p \frac{d\delta p}{dx} \right] = \frac{kT}{e} [\mu_n - \mu_p] \frac{d\delta p}{dx},$$

поскольку градиенты избыточных концентраций носителей заряда обычно одинаковы. Тогда по выражению (9.21)

$$V^* = \frac{kT}{e} (\mu_n - \mu_p) \int_{\delta p(0)}^{\delta p(L)} \frac{d(\delta p)}{\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + (\mu_n + \mu_p) \delta p}.$$

Здесь подынтегральное выражение представляет собой дифференциал функции

$$\ln \left[\frac{\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + (\mu_n + \mu_p) \cdot \delta p}{\mu_n + \mu_p} \right]$$

и потому, вычислив ее значение в точках A и B , получим разность двух значений логарифмической функции, отличающихся друг от друга только небольшим значением $\delta p(x)$. Следовательно, в этом случае фотоэдс V^* будет сравнительно малой величиной.

Таким образом, в однородном полупроводнике с одинаковыми градиентами неравновесных электронов и дырок фотоэдс на освещаемом полупроводнике мало.

Примесное освещение. Пусть свет создает только основные носители. Будем для определенности рассматривать полупроводник n -типа. Для него справедливы следующие неравенства:

$$D_n \frac{dn}{dx} \gg D_p \frac{dp}{dx}, \quad \mu_n n \gg \mu_p p.$$

Поэтому выражение (9.21) дает:

$$\begin{aligned} V^* &= \frac{kT}{e} \int_{\delta n(0)}^{\delta n(L)} \frac{d\delta n}{n_0 + \delta n} = \frac{kT}{e} \int_{1+\delta n(0)/n_0}^{1+\delta n(L)/n_0} \frac{d(1+\delta n/n_0)}{1+\delta n/n_0} = \\ &= \frac{kT}{e} \left[\ln \left(1 + \frac{\delta n(L)}{n_0} \right) - \ln \left(1 + \frac{\delta n(0)}{n_0} \right) \right] \cong \frac{kT}{e} \left[\frac{\delta n(L) - \delta n(0)}{n_0} \right] \end{aligned}$$

Здесь в знаменателе стоит большое число: концентрация основных носителей. Следовательно, примесное освещение полупроводника, в результате которого создаются

только основные неравновесные носители заряда, создает на концах полупроводника малую по величине фотоэдс.

Если продолжить этот анализ, то можно показать (приводится без полного математического доказательства), что для возникновения значительной по величине фотоэдс необходимо, чтобы полупроводник должен быть неоднородным по уровню легирования вдоль направления регистрации фотонапряжения (это обеспечит большой градиент концентраций) или же (и) свет должен создавать большое количество неосновных носителей заряда. Поясним этот вывод простым примером. Пусть в полупроводнике имеется 1000 основных носителей, например, электронов и 100 неосновных – дырок. Пусть освещение полупроводника создает одинаковое количество тех и других: например, по 10 штук. Освещение изменило число основных носителей на 1%, а неосновных – на 10%. Поэтому и вклад в фотоэдс от изменения числа неосновных носителей следует ожидать больший, чем от основных.

9.4.2. Электронно-дырочные переходы

Из выражения для величины фотовольтаического эффекта (9.21) следует, что она тем больше, чем меньше проводимость полупроводника, т.е. чем более высокоомен полупроводник. Наибольшим сопротивлением обладает полупроводник с концентрациями носителей заряда, равными собственной концентрации $n = p = n_i$. Однако изготовить такой носителей заряда, равными собственной концентрации $n = p = n_i$. Поэтому целесообразно для регистрации оптического излучения использовать образец, в котором имеется отдельная область с собственной проводимостью. Такую область можно получить, изготовив полупроводниковый $p-n$ переход. Как известно, он образуется на границе раздела двух полупроводниковых образцов, обладающих разными типами проводимости: электронной (n -тип) и дырочной (p -тип). Чтобы избежать неконтролируемого влияния поверхностей на свойства $p-n$ - перехода, его изготавливают из одного монокристалла легированием торцов образца донорной и акцепторной примесями, а затем вжиганием примесей в объем высокотемпературной обработкой. Рис. 40 поясняет сказанное. Здесь в левой части кристалла создана дырочная проводимость с концентрацией основных носителей (дырок) $p \approx N_a - N_d$, а в правой части – электронная ($n \approx N_a - N_d$). Между ними образуется переходной слой, в котором концентрация примесей быстро изменяется. В некоторой тонкой области этого слоя доноры и акцепторы компенсируют друг друга ($N_a \approx N_d$) и потому в ней

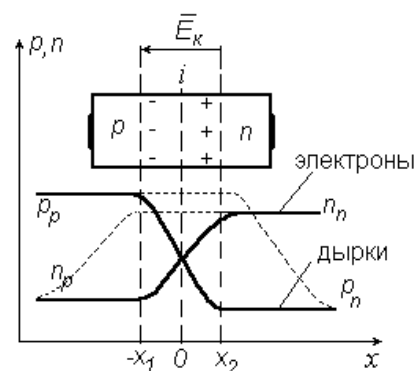


Рис. 40

имеет место собственная проводимость (*i*-проводимость).

Требуемое распределение доноров и акцепторов осуществляется с помощью специальных технологических приемов. Распределение концентраций электронов и дырок в *p-n*-переходе показано на рис. 40 сплошными линиями. Причина формирования именно такого хода зависимостей концентраций равновесных носителей кроется в большом различии концентраций подвижных носителей заряда в *n* - и *p* -областях. В результате этого электроны из *n* - области устремляются туда, где их мало, т.е. в *p* -область, а дырки из *p* - области будут диффундировать в *n* -область. Эти два встречных потока будут продолжаться до тех пор, пока оставляемые без подвижного заряда положительные ионы в *n*-области и отрицательные в *p*-области не создадут электрическое поле $-\bar{E}_k$ (рис. 41), которое затормозит процесс диффузии равновесных носителей. Это поле направлено от *n* - к *p* - области.

Одним из важных параметров *p-n*-перехода является высота его потенциального барьера φ_0 . Чтобы ее оценить, вспомним, что в равновесном состоянии положение уровня Ферми в *n* - и *p*-областях должно быть одинаковым (см. рис. 41) что дае

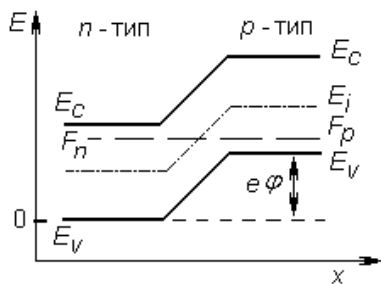


Рис. 41

$$q\varphi_0 + (F_p - E_v) = F_n - E_v.$$

Уровень Ферми в *n* - области перехода относительно середины запрещенной зоны E_i определяется концентрацией донорной примеси в ней:

$$F_n - E_i = kT \cdot \ln(N_d / n_i).$$

Положение уровня Ферми в *p*-области перехода определяется концентрацией акцепторной примеси:

$$F_p - E_i = -kT \cdot \ln(N_a / n_i).$$

Поэтому будем иметь:

$$e\varphi_0 = kT \cdot \left\{ \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) + \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \right\} \quad \text{или} \quad \varphi_0 = \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right). \quad (9.22)$$

Такова высота потенциального барьера между *n* - и *p*-областью в отсутствии освещения, электрического поля и других факторов, нарушающих состояние термодинамического равновесия в полупроводнике. Она оказывается тем выше, чем выше уровень легирования областей и ниже собственная концентрация полупроводника. Величина барьера *p-n*-перехода не превышает ширину запрещенной зоны полупроводника, т.к. в этих условиях уровень Ферми занимает предельные положения в запрещенной зоне: в *n* -области совпадает с дном зоны проводимости, а в *p*-области – с потолком валентной зоны.

Важной характеристикой p - n -перехода является его вольт-амперная характеристика (ВАХ). Выражение для ее аналитического вычисления таково (приводится без вывода):

$$j(V) = j_s \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right).$$

Данная характеристика дает экспоненциальный рост тока при приложении положительных напряжений («+» на p -области) и постоянство тока в области отрицательных напряжений:

$j(V) = -j_s$, где ток j_s называется **обратным током** или **током насыщения**. Его величина определяется технологией изготовления p - n перехода, качеством используемого полупроводникового материала.

Пусть теперь к переходу приложено внешнее напряжение так, что на p -области находится «+» источника (рис. 42). Это приложенное напряжение частично компенсирует поле \bar{E}_K . В результате равновесие между диффузионным потоком носителей и током проводимости поля \bar{E}_K будет нарушено в пользу первого. В результате дырки из p -области устремятся в

n -область, где они станут неосновными носителями заряда. Так как $p_p \gg p_n$, то эти дырки в n -области будут рекомбинировать с электронами. Однако вследствие конечного значения времени жизни дырок τ_p , рекомбинация произойдет не сразу, и поэтому в некоторой области за пределами перехода концентрация дырок будет больше p_n . По этим же причинам увеличится концентрация электронов в n -области, так как дополнительные электроны войдут из электрода для компенсации объемного заряда пришедших дырок: основные носители в n -области – электроны будут переходить в p -область, становясь там неосновными носителями, и постепенно рекомбинировать с основными носителями – дырками. Поэтому, слева от перехода концентрация электронов увеличивается, а также увеличивается концентрация дырок, которые войдут из левого электрода для компенсации объемного заряда электронов. Это явление получило название инжекции неосновных носителей. В результате приложения напряжения V указанной полярности с ростом величины V ток через переход будет расти по экспоненте.

9.4.3. Барьерная фотоэдс

Обратимся к вопросу о влиянии освещения на свойства полупроводников. При освещении p - n -перехода высота барьера понижается на величину, пропорциональную уровню освещения. Изменение высоты барьера на границе раздела двух типов проводимости

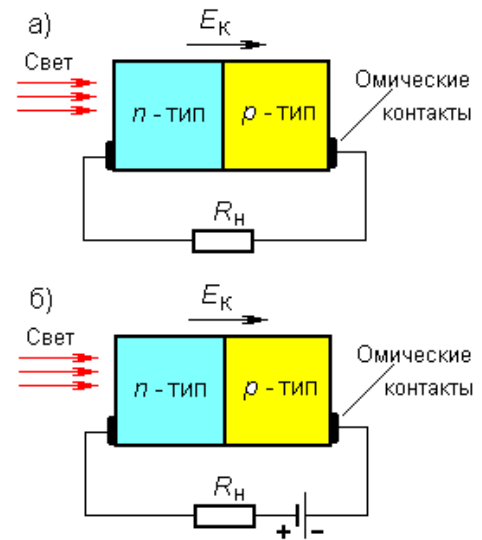


Рис. 42

называют **барьерной фотоэдс**. Она возникает в том случае, когда свет генерирует носители заряда вблизи $p-n$ -перехода. Следует различать две принципиально различные схемы включения освещаемого перехода. В первой из них $p-n$ -переход замкнут на внешнюю нагрузку без внешнего источника напряжения и является преобразователем световой энергии в электрическую (рис. 42, а). Такое включение называют **фотовентильный режим** работы.

Другая схема во внешней цепи содержит источник напряжения, включенный так, чтобы на $p-n$ -переходе было запорное напряжение (рис. 420, б) – это так называемый **фотодиодный режим**. В схеме б существующий в цепи ток сильно изменяется с освещением. Поэтому изменяется падение напряжения на сопротивлении R . При правильном выборе напряжения источника и внешнего сопротивления величина сигнала в фотодиодном

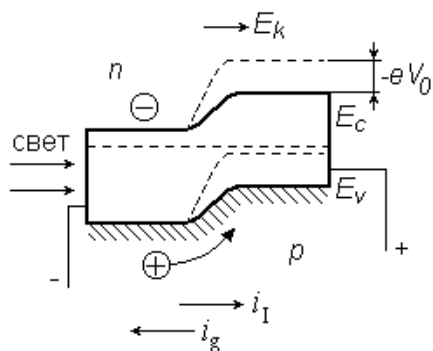


Рис. 43

режиме может быть сделана больше, чем в фотовентильном. Величина вентильной фотоэдс на несколько порядков больше, чем эдс Дембера и объемная фотоэдс. Физическая причина ее появления заключается в том, что электрическое поле $p-n$ -перехода разделяет фотодырки и фотоэлектроны, подошедшие к переходу. Поясним это, предположив, что сильно поглощаемое излучение падает на одну из

граней кристалла, параллельную плоскости $p-n$ -перехода. Для определенности будем считать, что освещается n -область, излучение поглощается в ней. Толщина этого слоя выбирается меньше длины диффузии неосновных носителей в нем (дырок). На концах прибора измеряется эдс холостого хода (см. рис. 43).

Фотоэлектроны и фотодырки в n -слое будут диффундировать вглубь слоя, и некоторая их доля, не успев прорекомбинировать, достигнет $p-n$ -перехода. Однако для основных носителей (электронов) в $p-n$ -переходе существует потенциальный барьер, и поэтому они не пройдут в p -область. Для неосновных носителей (дырок) потенциального барьера нет, и потому все достигшие переход дырки перенесутся полем перехода в p -область. При этом они создадут фототок $j_{фт}$. Если g – скорость световой генерации электронно-дырочных пар в n -области, а β – их доля, дошедшая до $p-n$ -перехода, то $j_{фт} = eg\beta$. Вследствие появления фототока $j_{фт}$ p -область будет заряжаться положительно, а n -область – отрицательно, и между n - и p -областями появится разность потенциалов – барьерная фотоэдс $V_б^*$. Снижение высоты барьера между n - и p -областями перехода на величину фотоэдс согласно ВАХ приведет к росту прямого темнового тока, созданного основными носителями – j_{np} :

$$j_{np} = j_s \left[\exp\left(\frac{eV_{\phi}^*}{kT}\right) - 1 \right].$$

Он направлен обратно току $j_{\phi m}$. Его стационарное значение может быть найдено из условия равновесия, при котором полный ток через переход отсутствует: $j_{\phi m} = j_{np}$. Тогда, используя выражение для ВАХ p - n -перехода при его освещении, получим:

$$j_{\phi m} = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{eV_{\phi}^*}{kT}\right) - 1 \right],$$

где j_s – обратный ток p - n -перехода. Отсюда можно найти величину вентильной фотоэдс:

$$V_{\phi}^* = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left[1 + \frac{j_{\phi m}}{j_s} \right]. \quad (9.22)$$

Как следует из данного выражения, вентильная фотоэдс тем больше, чем меньше обратный ток перехода и выше уровень освещенности. Следовательно, для получения высокочувствительного фотодиода необходимо сильное легирование n - и p -областей p - n перехода. При малых уровнях освещения барьерная фотоэдс равна

$$V_{\phi}^* = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left[1 + \frac{j_{\phi m}}{j_s} \right] \approx \frac{kT}{q} \cdot \left(\frac{j_{\phi m}}{j_s} \right), \quad (9.23)$$

т.е. она прямо пропорциональна интенсивности падающего излучения:

$$j_{\phi m} = q \cdot \eta \cdot g = q \cdot \mu \cdot I_0 \cdot (1 - R) / \hbar \omega \cdot L_{\text{диф}}.$$

Рост барьерной фотоэдс с увеличением уровня освещения не беспределен. Поскольку V^* направлено обратно к ϕ_0 – высоте барьера, то она не может быть больше высоты барьера. Следовательно, величина фотоэдс не может превышать разность потенциалов между n - и p -областями, а ее максимальная величина равна ширине запрещенной зоны ΔE_g :

$$V_{\text{max}}^* \approx \Delta E_g / q.$$

Так, для кремния $V_{\text{max}}^* \approx 1 \text{ В}$, а для германия $V_{\text{max}}^* \approx 0.6 \text{ В}$ при быстроедействии, определяемом временем жизни неравновесных носителей заряда в p - n -переходе. В зависимости от физико-химического состава полупроводникового материала оно колеблется в диапазоне от 10^{-3} до 10^{-6} с.

В настоящее время p - n -переход – один из наиболее используемых фотодатчиков, т.к. он обладает высокой чувствительностью и приемлемым быстроедействием, не требует источников напряжения (как требует фоторезистор), технологически совместим со схемой обработки сигналов, т.е. все компоненты фотоприемника на основе барьерной фотоэдс можно

изготовить в едином технологическом цикле: фоточувствительный элемент, схему усиления фотоэда, детектирования и т.д. причем на одной полупроводниковой подложке.

9.5. Типичные параметры фотодиодов

Марка фотодиода ФД-8К при $T=300$ К.

1. Материал фоточувствительной области – Si; ($\Delta E_g = 1.12 \text{ эВ}$)
2. Спектральный диапазон чувствительности – (0.4 – 1.1) мкм;
3. Область максимальной чувствительности – (0.85-0.92) мкм;
4. Размеры фоточувствительной площадки – (2.0x2.0) мм;
5. Рабочее обратное напряжение – 30 В;
6. Обратный ток – 7×10^{-6} А;
7. Спектральная чувствительность и – 0.042 мкА/лк.;
8. Инерционность (быстродействие) – 10^{-5} с.

Марка лавинного фотодиода ФД-256 при $T=300$ К.

1. Материал фоточувствительной области – Si; ($\Delta E_g = 1.12 \text{ эВ}$)
2. Спектральный диапазон чувствительности – (0.4 – 1.1) мкм;
3. Область максимальной чувствительности – (0.85-0.95) мкм;
4. Размеры фоточувствительной площадки – (1.4x1.4) мм;
5. Рабочее обратное напряжение – 10 В;
6. Обратный ток – 5×10^{-9} А;
7. Спектральная чувствительность и – 0.02 мкА/лк.;
8. Инерционность (быстродействие) – 10^{-8} с.
9. Обнаружительная способность – 10^{14} (см Гц $^{1/2}$ Вт $^{-1}$)

Марка фотодиода ФД-263 при $T=300$ К.

1. Материал фоточувствительной области – Si; ($\Delta E_g = 1.12 \text{ эВ}$)
2. Спектральный диапазон чувствительности – (0.4 – 1.1) мкм;
3. Область максимальной чувствительности – (0.80-0.90) мкм;
4. Размеры фоточувствительной площадки – (3.0x3.0) мм;
5. Рабочее обратное напряжение – 12 В;
6. Обратный ток – 10^{-10} А;
7. Спектральная чувствительность и – 0.12 А/Вт.;
8. Инерционность (быстродействие) – 5×10^{-5} с.

9.6. Разновидности фотовольтаических приемников

В предыдущем параграфе показано, что фотовольтаический эффект может возникнуть в

любом полупроводнике или полупроводниковой структуре, содержащей неоднородность электрического потенциала. Появление встроенного электрического поля приводит к пространственному разделению неравновесных носителей заряда, которое создает диполь из неравновесных зарядов. Именно его наличие обнаруживается на торцах полупроводника как неравновесная разность потенциалов, т.е. фотоэдс.

В зависимости от того, какая неоднородность создана в полупроводнике, различают несколько типовых фотоприемников фотовольтаического типа.

1. Фотодиоды на инвертированной МДП-структуре. Если полемому электроду структуры «металл – диэлектрик - полупроводник» (МДП) на основе полупроводника, например, *p*-типа приложить постоянное положительное напряжение, то в приповерхностном слое полупроводника на границе с диэлектриком за счет кулоновского взаимодействия поля и заряда электронов соберется большое число электронов. Если напряжение большое (для кремниевых структур это напряжение составляет единицы вольта), то концентрация собранных у границы раздела электронов может оказаться равной или даже больше концентрации дырок в объеме полупроводниковой подложки *p*-типа. Следовательно, между объемом полупроводника, представляющим собой *p*- область электронно – дырочного перехода, и приповерхностным слоем электронов, выступающим как *n*-область перехода, будет существовать область собственной проводимости. Таким образом, приложение большого инвертирующего напряжения у поверхности полупроводника создается *p-n* переход. Он обладает всеми свойствами диффузионного перехода и в том числе фоточувствительностью к оптическому излучению из собственной полосы длин волн электромагнитного излучения.

2. Лавинные фотодиоды. Этот тип фотодиодов представляет собой обычный *p-n* переход диффузионного типа, отличающийся от других переходов высоким качеством области пространственного заряда. Это качество позволяет выдерживать высокие напряжения на фотодиоде без пробоя. Если к такому фотодиоду приложить высокое напряжение (для кремниевых диодов от 30 вольт и выше), то в области пространственного заряда образуется высокое поле, которое может вызвать лавинный пробой разгоном электронов и дырок, сгенерированных поглощенными фотонами. В результате этого число неравновесных носителей заряда увеличивается многократно, а значит, увеличивается сигнал фотоэдс или фототок такого диода. Коэффициент умножения в лавинных фотодиодах можно изменять величиной прикладываемого напряжения от единиц до тысяч.

3. PIN – диоды отличаются от рядовых фотодиодов, изготовленных по диффузионной технологии тем, что в нем между областями *n*- и *p*-типа помещают слой полупроводника с собственной проводимостью длиной в десятки и более микрон. Эта длина значительно

больше переходной i -области, создаваемой контактом применяемых областей разной проводимости. В результате такого топологического решения получим:

- увеличивается область регистрации оптического излучения без потерь (электрическое поле разделяет созданные светом в этом слое электроны и дырки за очень короткое время, на несколько порядков меньшее времени жизни неравновесной пары «электрон - дырка»);

- пространственное разделение неравновесных носителей заряда электрическим полем перехода происходит на расстояние в десятки - сотни раз большее, чем в диффузионном p - n переходе. Следовательно, возникающий в результате разделения диполь будет в соответствующее число раз больше, а значит и возникающая фотоэдс также будет больше фотоэдс диффузионного p - n перехода.

4. Фотодиоды на варизонной структуре. Одним из способов создания встроенной неоднородности, создающее электрическое поле для пространственного разделения неравновесных носителей заряда в полупроводнике, является выращивание полупроводникового материала с изменяющейся шириной запрещенной зоны вдоль полупроводникового образца. Это можно достичь плавным изменением химического состава, из которого растет полупроводник. При этом нет необходимости менять ширину запрещенной зоны полупроводника на всей его толщине. Достаточно ограничиться приповерхностным слоем толщиной в единицы микрон, где происходят основные процессы поглощения света и генерации неравновесных носителей заряда. Важным обстоятельством данной ситуации является наличие встроенного электрического поля, локализованного в той части полупроводника, где имеет место изменение ширины запрещенной зоны полупроводника. Ускоряясь в этом поле, неравновесные электроны и дырки приобретают кинетическую энергию, достаточную для ударной ионизации атомов полупроводника. В результате этого число неравновесных носителей заряда возрастает по сравнению со случаем отсутствия варизонного слоя. При этом электроны будут сосредотачиваться в одной части полупроводника, тогда как дырки преимущественно останутся в области генерации (размазанной процессом их диффузии), т.е. в другой части. Следовательно, образуется диполь из неравновесных носителей, центры положительного и отрицательного зарядов которого разнесены в пространстве. Значит, на торцах варизонного полупроводника появится фотоэдс, величина которого будет зависеть от интенсивности регистрируемого излучения, коэффициента усиления в поле варизонности, а также толщины варизонного слоя (градиента ширины запрещенной зоны). Кроме усиления фототока в варизонном полупроводнике, этот вариант фотовольтаического эффекта обладает также увеличенным спектральным диапазоном фоточувствительности.

10. ОСНОВНЫЕ ПРИБОРЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

10.1. Лазеры и излучающие устройства различного назначения

- **Титан-сапфировый лазер** - твердотельный лазер, активной средой которого является монокристалл сапфира Al_2O_3 с примесью ионов Ti^{3+} . Этот лазер отличается широким рабочим спектральным диапазоном (690-1100 нм). Титан-сапфировый лазер требует для накачки мощный лазер с длиной волны излучения в зеленой области спектра. В качестве лазера накачки титан-сапфирового может использоваться Nd:VVO₄ лазер с удвоением частот (или частоты) генерации.

- **Nd:VVO₄ лазер** - твердотельный лазер на ванадате иттрия (YVO₄) с легированием неодимом. Длина волны основного излучения - 1064 нм. В непрерывном режиме эффективная генерация второй гармоники излучения с длиной волны 532 нм достигается при внутрирезонаторном удвоении частоты генерации лазера с помощью нелинейного кристалла. Одночастотная генерация Nd:VVO₄ лазера реализуется в кольцевом резонаторе с использованием спектрально-селективного элемента.

- **Лазер на красителях** - жидкостный лазер, активной средой которого является раствор органического красителя. Рабочая спектральная область такого лазера на одном красителе составляет 50-100 нм, а на разных красителях перекрывает весь видимый диапазон спектра. Современная технология исполнения лазеров на красителях позволяет использовать эти лазеры практически как твердотельные, существуют даже комбинированные модели перестраиваемых лазеров, на базе которых реализуется как лазер на красителях, так и титан-сапфировый лазер.

- **Одночастотный лазер** - лазер, спектр излучения которого содержит только одну частоту. Ширина линии излучения такого лазера определяется нестабильностью значения частоты генерации из-за различных воздействий на резонатор лазера (механических, акустических и т.д.). Ширина линии излучения одночастотного лазера может быть значительно (на порядок, два и более) уменьшена с помощью системы стабилизации частоты генерации лазера. В такой системе стабилизации используется некий спектральный репер - пик пропускания интерферометра или атомная линия поглощения и т.д., к которому "привязывается" частота излучения лазера. Как правило, стабилизация частоты генерации лазера позволяет уменьшить как кратковременное "дрожание" частоты, так и её долговременный дрейф. Одночастотные лазеры могут быть реализованы на базе практически всех распространённых лазеров - твердотельных, полупроводниковых, волоконных, жидкостных и т.д. Ключевыми параметрами одночастотных лазеров наряду с шириной линии излучения являются также область плавной перестройки частоты генерации, спектральная область полной перестройки

частоты излучения и выходная мощность лазера. Одними из наиболее распространённых одночастотных лазеров, обеспечивающих выходную мощность излучения на уровне нескольких ватт и ширину полной спектральной области перестройки длины волны излучения на уровне нескольких сотен нанометров являются титан-сапфировый лазер и лазер на красителях.

- **Одномодовый лазер** - лазер, генерирующий на низшей поперечной электромагнитной моде (TEM₀₀) оптического резонатора. Иногда одномодовым лазером называют одночастотный лазер, генерирующий на одной продольной электромагнитной моде резонатора, однако это не совсем корректно. Одночастотный лазер всегда является одномодовым, а одномодовый лазер, генерирующий на одной поперечной моде резонатора, может при этом генерировать на нескольких продольных модах резонатора и являться, соответственно, неоднородным лазером. Поперечное распределение интенсивности излучения одномодового лазера характеризуется распределением Гаусса.

- **Перестраиваемый лазер** – лазер, длина волны излучения которого может изменяться в спектральном диапазоне, ширина которого существенно больше ширины линии излучения лазера. Перестраиваемые лазеры могут быть твердотельными, жидкостными, волоконными, полупроводниковыми, гибридными и т.д. Наибольшие области спектральной перестройки линии излучения имеют твердотельные лазеры: Ti:Sapphire лазер (690-1100 нм), Cr:ZnSe лазер (1970 – 2760 нм), Fe:ZnSe лазер (3950-5050 нм), и жидкостные лазеры: лазер на красителях (400-700 нм). В последние годы в связи с разработкой высокоэффективных нелинейных кристаллов альтернативой перестраиваемым лазерам в ряде применений могут быть оптические параметрические генераторы, накачиваемые лазерами с фиксированной длиной волны излучения. Перестройка длины волны излучения такого генератора производится при помощи изменения ориентации или температуры нелинейного кристалла.

- **Фемтосекундный лазер** - лазер, генерирующий ультракороткие световые импульсы. Как правило, такие импульсы генерируются с высокой частотой повторения в диапазоне 1 МГц - 3 ГГц. Фемтосекундные импульсы длительностью десятки и сотни фемтосекунд могут генерироваться как твердотельными и цельноволоконными лазерами, так и их гибридами - волоконно-дискретными лазерами. Из-за высокой пиковой мощности фемтосекундных световых импульсов они достаточно легко спектрально преобразуются методами нелинейной оптики (параметрическая генерация, генерация второй гармоники и т.д.).

- **Волоконный лазер** - лазер, резонатор которого формируется с помощью оптоволокна. Излучение такого лазера полностью или частично генерируется внутри оптоволокна. При полностью волоконной реализации такой лазер называется цельноволоконным, при

комбинированном использовании волоконных и других элементов в конструкции лазера он называется гибридным или волоконно-дискретным. В волоконном лазере можно получать как одночастотную генерацию, так и генерацию фемтосекундных световых импульсов.

10.2. Основные преобразователи лазерного излучения

- **Селекция длины волны излучения лазера** – выделение узкой линии излучения лазера из широкого спектра генерации. С помощью селекции длин волн излучения лазера можно уменьшать ширину линии излучения, а также осуществлять перестройку линии излучения в пределах спектральной полосы усиления активной среды лазера. В широко перестраиваемых лазерах селекция длины волны излучения производится одним или двумя-тремя спектрально-селективными элементами, отличающимися степенью спектральной селективности. Для начальной спектральной селекции излучения лазера используется наиболее грубый селектор (например, дуолучепреломляющий фильтр в непрерывных лазерах или призма / дифракционная решетка в импульсных лазерах), для более тонкой спектральной селекции используются, как правило, эталоны Фабри-Перо. Для плавной (или квазиплавной) перестройки узкой линии излучения перестраиваемого лазера необходимо синхронно перестраивать используемые спектрально-селективные элементы.

- **Активная и пассивная стабилизация частоты генерации лазера** – методы стабилизации, направленные на уменьшение ширины линии излучения лазера и уменьшение спектрального дрейфа линии излучения за продолжительное время. В пассивных методах стабилизация осуществляется выбором для резонатора лазера материалов с низким коэффициентом теплового расширения (инвар, ситалл, кварц и т.д.), виброизоляцией резонатора лазера с помощью материалов, гасящих механические и акустические возмущения (резина, пенопласт, и т.д.). Ширина линии излучения пассивно стабилизированных одночастотных лазеров составляет, как правило, единицы МГц. В системах активной стабилизации частоты генерации лазера используется какой-нибудь частотный репер (пик пропускания интерферометра, атомная или молекулярная линия поглощения и т.д.), к которому с помощью электронной системы "привязывается" частота лазера. Ширина линии излучения активно стабилизированного одночастотного лазера составляет обычно менее 1 МГц, а в наиболее продвинутых системах может достигать единиц кГц или даже Гц.

- **Суперконтинуум** - когерентное излучение с ультрашироким спектром. Спектр суперконтинуума может перекрывать одну и более октав оптического спектра (октава спектра - диапазон от длины волны до её удвоенного значения, например от 400 до 800 нм и т.д.). Суперконтинуум генерируется под действием мощных лазерных импульсов или при

накачке мощным непрерывным излучением в различных средах, наиболее используемыми из которых для получения суперконтинуума являются специальные оптические волокна.

- **Компьютерно-управляемая перестраиваемая лазерная система** - система, в которой изменение длины волны излучения лазера в широком спектральном диапазоне производится под управлением компьютера по заданной программе. Длина волны излучения лазера перестраивается с помощью спектрально-селективных элементов, установленных в резонаторе лазера и имеющих электро-механические приводы. Сигналы управления от компьютера подаются через специальный интерфейс на эти приводы. Для контроля длины волны излучения лазера в таких системах обычно используется прецизионный быстродействующий измеритель длин волн излучения.

- **Резонансный удвоитель частоты для непрерывных одночастотных лазеров** - удвоитель частоты излучения с помощью нелинейного кристалла, установленного во внешнем высокодобротном оптическом резонаторе. Эффективность генерации второй гармоники таких удвоителей довольно высока для непрерывного излучения и составляет 25-40% при мощности входного излучения 1 Вт. Резонансный удвоитель частоты излучения является чрезвычайно полезным дополнением CW одночастотного лазера, позволяя эффективно преобразовывать его излучение в более коротковолновый спектральный диапазон.

- **Автокоррелятор** - прибор для определения длительности ультракоротких (фемтосекундных, пикосекундных) импульсов лазера. Автокоррелятор включает сканируемый интерферометр Майкельсона и нелинейный фотоприемник. Как правило, автокорреляционные функции лазерных импульсов регистрируются и обрабатываются с помощью компьютера. Наиболее совершенные автокорреляторы позволяют определять длительность как фемтосекундных, так и пикосекундных импульсов излучения.

- **Оптические телекоммуникации** – системы высокоскоростной передачи информации с помощью коротких световых импульсов в оптоволокне. Волоконно-оптические линии являются сегодня самыми совершенными каналами связи для передачи больших потоков информации. Волоконные кабели закапываются в землю, прокладываются по дну океанов, протягиваются вместе с линиями электропередач и т.д. Информация, передаваемая по оптоволокну, слабо чувствительна к внешним помехам, её сложно ”перехватить” из оптоволокон. Источниками излучения в волоконно-оптических линиях служат лазеры (полупроводниковые, волоконные), а для усиления световых импульсов, прошедших большие расстояния (50-100 км), применяются оптические усилители с накачкой от лазеров.

10.3. Области применения приборов квантовой электроники и фотоники

1. Инновации и высокие технологии фотоники общего применения

- Лазерные указки и дальномеры;
- CD, DVD и Blue-Ray проигрыватели / рекодеры;
- Лазерные принтеры;
- Лазерные шоу;
- Лазерные телевизоры.

2. Инновации и высокие технологии фотоники в телекоммуникациях

- Оптические линии связи;
- Источники излучения (DWDM), оптические усилители;
- Высокоскоростные линии, солитоны, форматы кодирования, новые подходы;
- Квантовая криптография.

3. Инновации и высокие технологии фотоники в энергосбережении

- Технологии переработки солнечной энергии;
- Энергоэффективные источники излучения – лазерные диоды, светодиоды.

4. Инновации и высокие технологии фотоники в обработке и хранении информации

- Оптические компьютеры;
- Оптические голографические запоминающие устройства.

5. Инновации и высокие технологии фотоники в биологии

- Лазерное секвенирование ДНК;
- Лазерные биосенсоры;
- Лазерная биодиагностика.

6. Инновации и высокие технологии фотоники в обработке материалов

- Лазерная резка, сварка, маркировка;
- Лазерная микро- и нанообработка с использованием коротких импульсов;
- Лазерная модификация свойств прозрачных материалов (показателя преломления и пр.).

7. Инновации и высокие технологии фотоники в медицине

- Фотодинамическая терапия;
- Лазерная коррекция зрения, лазерная хирургия и косметология;
- Лазерная диагностика, оптическая когерентная томография.

8. Инновации и высокие технологии фотоники в военных применениях

- Мощные военные лазеры наземного и воздушного базирования (лазерное оружие);
- Лазерные системы наведения и защиты;
- Лазерная локация и разведка.

11 ЛИТЕРАТУРА

Основная:

1. Пихтин А.Н. Квантовая и оптическая электроника. Учебник для вузов./ А.Н. Пихтин. – М.: Абрис, 2012. – 656 с.: илл. – Библиогр.: ISBN 978-5-4372-0004-9: УДК 621.383 (075). Нваличие в библиотеке ТУСУР – 42 экз.
2. Физические основы оптоэлектроники. Учебное пособие/ Давыдов В.Н.- ТУСУР – 2016.139 с. [Электронный ресурс] – Режим доступа: <https://edu.tusur.ru/publications/5963>, свободный.

Дополнительная:

1. Малышев В.А. Основы квантовой электрой лазерной техники: Учебное пособие для вузов./ В.А. Малышев. – М.: Высшая школа, 2005. – 542 с. ISBN 5-06-004853-5% 295.24 р. УДК 621.373.8(075.8). Наличие в библиотеке ТУСУР – 38 экз.
2. Борисенко В.Е. Нанозлектроника: Учебное пособие для вузов/ В.Е. Борисенко, А.И. Воробьев, Е.А. Уткин. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2012. – 224с. : илл. – (Нанотехнологии) – Библиогр. В конце частей. – ISBN 978- 5 -94774-914-4 : УДК 621.382 – 022.532 (075.8). Наличие в библиотеке ТУСУР – 81 экз.
3. Игнатов А.Н. Оптоэлектроника и нанофотоника: Учебное пособие для вузов/ Специальная литература. Библиогр.: с.526-530. – ISBN 978-5-8114-1136-8 : УДК 621.383(075.8) 621.383-022.532(075.8). Наличие в библиотеке ТУСУР – 15 экз.
4. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника . Пер. с франц. под ред. О.Н. Ермакова. /Э. Розеншер, Б. Винтер. Мир электроники. Оптоэлектроника. – М.: Техносфера. – 2006. – 592 с.
5. Щука А.А. Электроника. /Под ред. проф. А.С. Сигова. – СПб.: БХВ-Петербург. 2006. – 800 с.