

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

Ленинградский ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
электротехнический институт имени В.И.Ульянова (Ленина)

А.В.МЕЗЕНОВ

ГЕНЕРИРОВАНИЕ
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Учебное пособие

Ленинград
1989

Оглавление

Введение.....	3
1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С АТОМНЫМИ СИСТЕМАМИ..	5
1.1. Излучение элементарного осциллятора.....	5
1.2. Разрешенные и запрещенные оптические переходы.....	8
1.3. Ширина и контур спектральных линий.....	10
1.4. Вероятности спонтанных и вынужденных переходов.....	15
1.5. Оптическое излучение равновесных и неравновесных атомных систем.....	20
2. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ.....	25
2.1. Квантовые состояния одноэлектронного атома. Правила отбора.....	25
2.2. Мультиплетная структура уровней и спектров многоэлектронных атомов.....	30
2.3. Энергетические состояния и спектры молекул.....	32
2.4. Спектроскопические характеристики твердых тел.....	37
3. ИСТОЧНИКИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	43
3.1. Основные свойства теплового равновесного излучения. Закон Киркгофа.....	43
3.2. Законы спектрального распределения излучения АЧГ.....	45
3.3. Тепловое излучение реальных тел.....	46
3.4. Источники теплового излучения.....	48
4. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ИСТОЧНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	50
4.1. Элементарные процессы возбуждения и излучения в плазме газового разряда.....	50
4.2. Общие свойства и характеристики излучения газоразрядных источников света.....	52
5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ.....	56
5.1. Порошковые и пленочные поликристаллические излучатели	56
5.2. Инъекционная люминесценция. Светодиоды.....	57
6. ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРОВ.....	59
6.1. Лазерные активные среды.....	59
6.2. Многомодовый и одномодовые режимы лазерной генерации..	64
6.3. Непрерывный и импульсные режимы лазерной генерации....	68
6.4. Применение нелинейных оптических процессов в лазерной технике.....	72
Библиографический список.....	78

Введение

Генераторами оптического или светового излучения называются приборы, предназначенные для преобразования различных видов энергии в энергию электромагнитного излучения оптического диапазона электромагнитных колебаний с условными гарнишами от $3 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{17}$ Гц, что соответствует длинам волн в вакууме от 1000 дс 0,001 мкм. Природа электромагнитного излучения во всем его обширном спектре частот едина: его взаимодействие с веществом в процессах генерирования, распространения и приема осуществляется через движение заряженных частиц вещества. Однако по мере изменения частоты проявляются те или иные особенности взаимодействия излучения с веществом. Выделение отдельных диапазонов волн определяется характером этих особенностей и определенной общностью способов описания взаимодействия излучения с веществом для каждого из них. Различаются также приемы генерирования, преобразования и регистрации излучения и конструкторско-технологические основы создания характерных для каждого диапазона устройств. Для оптической области спектра характерно проявление в равной степени волновых и корпускулярных свойств излучения и частиц вещества. В конструкциях типичных оптических приборов используются такие элементы как линзы, призмы, зеркала, дифракционные решетки и т.д.. Неопределенность же границ оптического диапазона связана не только с единством электромагнитной природы, но и с взаимным проникновением методов и технических устройств, развитых в оптике и радиоэлектронике, со стороны длинных волн, и в рентгенотехнике, со стороны коротких длин волн.

В основе работы типичных для оптической области источников излучения лежат элементарные акты испускания света, связанные с изменениями энергетических состояний отдельных электронов и ионов, входящих в состав излучающего ансамбля частиц или атомной системы. Суммарный эффект элементарных процессов возбуждения и излучения отдельных частиц зависит от статистики состояний частиц вещества и излучения, временной и пространственной связи между излучением отдельных частиц. Наиболее последовательно процессы испускания, поглощения и рассеяния света атомными системами описываются в рамках квантовой электродинамики. Однако в инженерно-технической

литературе и в соответствующих учебных курсах обычно используются те или иные приближенные модели процессов, в которых в зависимости от методических потребностей наглядности и простоты получения количественных соотношений, а также с учетом общефизической подготовки студентов, комбинируются представления об излучении как о световых лучах (приближение геометрической оптики), световых волнах (классическая волновая оптика) и потоке фотонов с рассмотрением свойств вещества как с точки зрения квантовой механики, так и в рамках классической физики.

Достигнутые за последние десятилетия успехи в физике твердо-го тела и плазмы, квантовой электронике, технологии получения полупроводниковых структур, оптических материалов и элементов привели к разработке новых типов излучателей света, созданию обширной номенклатуры светоизлучающих приборов, сильно отличающихся по конструкциям, используемым материалам, технологиям изготовления и по областям применения. Как следствие этого, возникла тенденция в монографической и учебной литературе разделенного рассмотрения различных типов светоизлучающих приборов, что создало определенные затруднения для студентов при прохождении общих курсов по генераторам оптического излучения.

В данном учебном пособии на единой методологической основе, базирующейся в основном на вероятностном описании процессов взаимодействия излучения с веществом, излагаются общие принципы работы тепловых, различных люминесцентных и лазерных источников света с учетом подготовки студентов по общей физике, квантовой механике, статистической физике, геометрической и физической оптике и оптике кристаллов. Свойства и характеристики конкретных приборов и устройств рассматриваются лишь в общих чертах или в качестве примеров. Материал пособия рассчитан на то, что его изучение облегчит работу студентов со специальной литературой и с учебниками, посвященными подробному рассмотрению свойств, конструкций и характеристик отдельных типов генераторов оптического излучения. Для ориентирования в этой литературе приводится список рекомендованной литературы и даются соответствующие ссылки.

I. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С АТОМНЫМИ СИСТЕМАМИ

I.I. Излучение элементарного осциллятора

По выработанным в классической физике представлениям электромагнитные колебания создаются при изменении скорости движения заряженной частицы или при изменении электрического тока. Например, при соударениях движущихся заряженных частиц с другими частицами или телами возникает так называемое тормозное излучение. Простейшей системой зарядов, которая может быть источником излучения на определенной частоте, является электрический диполь, состоящий из двух упругосвязанных зарядов ($+e$ и $-e$), совершающих колебания с резонансной частотой $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ и амплитудой r_0 . Усредненная по времени мощность излучения такого элементарного осциллятора

$$P = \omega_0^4 d_0^2 / 6\pi\epsilon_0 c^3, \quad (I.I)$$

где $d_0 = er_0$ – амплитуда колебаний дипольного момента.

Электромагнитные колебания одиночного диполя распространяются в форме сферической волны, вектор электрического поля которой лежит в плоскостях, проходящих через ось диполя. Интенсивность излучения под углом Θ к оси диполя пропорциональна $\sin^2\Theta$ и симметрично распределена относительно поворота вокруг оси диполя: диполь не излучает в осевом направлении, его интенсивность максимальна в направлении, перпендикулярном оси диполя.

Обмен энергией между электрическим диполем и действующим на него внешним полем зависит от соотношения частот и фаз колебаний поля и дипольного момента. При этом возможно такое согласование колебаний, при котором энергия колебаний диполя будет передаваться электромагнитному полю (индуцированное излучение). Однако в случае множества осцилляторов со случайными фазами колебаний в среднем диполь будет поглощать излучение.

При сложных распределениях движущихся в объеме зарядов их истинное распределение можно с той или иной степенью приближения представить в виде суммы электрических и магнитных мультиполей (электрический диполь, магнитный диполь, электрический квадруполь и т.д.). Если линейные размеры элементарного осциллятора много меньше длины волны электромагнитного поля, что имеет место для атомных размеров и длин волн оптического диапазона, то преимущес-

твенно будет проявляться дипольный механизм взаимодействия, мультиполи более высоких порядков будут иметь значительно меньшие амплитуды колебаний, так как их возбуждение требует заметных градиентов полей в пределах объема осциллятора. По мере увеличения отношения размеров осциллятора и длины волны излучения роль мультиполей высших порядков будет увеличиваться, что проявляется, например, при взаимодействии атомов с рентгеновским излучением или больших молекул с оптическим излучением.

Важнейшей особенностью квантовых систем (атомы, молекулы и т.п.) является то, что их внутренние энергии могут принимать дискретные значения из характерного для каждой конкретной системы набора. При переходе системы из одного энергетического состояния с энергией E_m в другое с энергией E_n ее энергия изменяется скачкообразно на величину $\Delta E_{mn} = E_m - E_n$. Квантовые переходы, при которых система обменивается энергией с оптическим излучением, называются оптическими переходами. При излучательном переходе теряется веществом энергия передается полю порциями, и те же порции энергии приобретаются веществом от излучения при поглощательном переходе. Электромагнитное поле с определенной порцией энергии рассматривается как особого рода частица — фотон. Между частотой электромагнитных колебаний ν_{mn} и энергией фотона, равной разности соответствующих энергетических уровней, существует фундаментальная связь $\nu_{mn} = \Delta E_{mn}/\hbar$, где \hbar — постоянная Планка. Фотон, обладая волновыми свойствами, в то же время проявляет себя как единое целое: поглощается или испускается целиком, имеет импульс $\hbar\nu/c = \hbar/\lambda$ и единичный спиновый момент.

Противоречивость между представлением взаимодействия излучения с веществом в виде скачков и классическим описанием исчезает при рассмотрении квантовых переходов на основе теории возмущений. Искающее воздействие на квантовую систему электромагнитного поля может трактоваться как примесь различных возможных состояний к исходному. Волновая функция, описывающая возмущенную систему, содержит компоненты всех состояний системы и, следовательно, отражает вероятность перехода в различные состояния. Вероятность конкретного перехода зависит от соотношения частот излучения и перехода (взаимодействие максимально при совпадении частот) и от сил взаимодействия между электромагнитным полем и зарядами, которые определяются интенсивностью излучения и характером смещения зарядов

во время перехода. Очевидно, что чем больше смещение разноименных зарядов, т.е. чем больше проявляется дипольный момент, тем более сильным будет взаимодействие с полем, а соответственно, будут более сильными спектральные линии излучения или поглощения вещества.

Используя общее квантовомеханическое правило определения средних значений динамических переменных, ожидаемое значение дипольного момента $\langle d \rangle$ можно определить из выражения

$$\langle d \rangle = \langle \Psi | d | \Psi \rangle = e \langle \Psi | r | \Psi \rangle \quad (I.2)$$

Здесь d – квантовый оператор дипольного момента, который совпадает с моментом, и для электрона в атоме может быть представлен в виде $e\Gamma$, где Γ – радиус-вектор, характеризующий положение электрона относительно ядра атома.

При подстановке в (I.2) собственной функции оператора энергии i -го состояния $\Psi_i = \Psi_i(\Gamma) e^{-E_i t/\hbar}$ среднее значение дипольного момента $\langle d \rangle = 0$. Это говорит о том, что средняя координата электрона в стационарном состоянии не изменяется, и, следовательно, в стационарном состоянии электрон не может поглощать или испускать электромагнитное излучение.

Для описания перехода атома из m -го в n -е состояние в выражение (I.2) следует подставить суперпозиционную функцию этих двух состояний $|\Psi\rangle = |c_m \Psi_m + c_n \Psi_n|$, где коэффициенты $|c_m|^2$ и $|c_n|^2$ характеризуют вероятность нахождения атома в состоянии m и n соответственно. В результате преобразований в выражении для $\langle d \rangle$ получается составляющая

$$\langle d \rangle = 2 |c_m c_n \langle \Psi_m | d | \Psi_n \rangle \cos \omega_{mn} t = 2 e \langle r_{mn} \rangle \cos \omega_{mn} t, \quad (I.3)$$

где $\omega_{mn} = \Delta E_{mn} / \hbar$ ($\hbar = h/2\pi$). Выражение (I.3) говорит о том, что переходу атома из одного состояния в другое можно сопоставить колеблющийся диполь. Такие переходы называются оптическими дипольными.

Для количественного описания взаимодействия излучения с квантовым переходом можно использовать соответствующие соотношения классической электродинамики, например (I.1), с заменой амплитуды дипольного момента на удвоенную величину r_{mn} (удвоение связано с переходом от показательных функций к тригонометрическим). По сравнению с моделью скачка такое описание позволяет давать физическую интерпретацию характера взаимодействия излучения с квантовыми пе-

переходами для различных комбинаций состояний и определять пространственные и поляризационные характеристики квантового осциллятора. Однако расчеты $\langle d \rangle$ сравнительно не сложны только для простых систем (электронные переходы в одноэлектронном атоме, вращательные и колебательные переходы в простых молекулах), для систем многих сильно взаимодействующих частиц вычисления $\langle d \rangle$ -практически невозможны. Поэтому для описания процессов излучения и поглощения используются упрощенные модели.

Обратим внимание на то обстоятельство, что квантовая система в общем случае характеризуется множеством стационарных состояний и, следовательно, множеством возможных переходов из одного начального состояния в другие, каждому из которых соответствует своя частота и эквивалентная амплитуда классического диполя. При сопоставлении квантового осциллятора и классического мощность излучения (поглощения) квантовой системой на одной из возможных частот рассматривается как доля мощности излучения (поглощения) классического осциллятора на той же частоте. В качестве параметров, характеризующих эту долю, могут быть использованы различные величины, непосредственно или косвенно отражающие способность квантового перехода взаимодействовать с излучением (силы осцилляторов, вероятности переходов, эффективные сечения и др.). Значения этих параметров чаще определяются по измеряемым в эксперименте величинам.

I.2. Разрешенные и запрещенные оптические переходы

Сопоставление спектральных линий излучения или поглощения с энергетическими уровнями атомов и молекул показывает, что не каждой комбинации энергетических состояний соответствует спектральная линия, т.е. часть переходов не происходит путем обмена энергией с электромагнитным полем. Причем большая часть интенсивных спектральных линий соответствует таким переходам, при которых формируется электрический дипольный момент. Рассмотрим ряд примеров, в которых наглядно проявляется формирование или отсутствие диполя при переходе.

В случае электронных переходов в атоме необходимо рассмотреть формы электронных орбиталей комбинируемых состояний. Очевидно, что при переходе электрона между сферически симметричной s -орбиталью и p -орбиталью (рис. I.1) происходит изменение распределения плотности заряда от сферически симметричного к вытянутому вдоль соотв-

вующих осей координат. В то же время при переходе между двумя сферически симметричными орбиталями миграция заряда будет происходить с сохранением сферической симметрии. Следовательно, в этом и ему подобных случаях дипольный момент перехода не формируется, и на частотах, соответствующих таким комбинациям состояний электрона, атом не может взаимодействовать с электромагнитным полем посредством дипольного механизма.

Вращение и колебательное движение атомов простых полярных молекул можно интерпретировать как осциллирующий электрический диполь. Излучение или поглощение определенных порций энергии электромагнитного излучения у таких молекул будет сопровождаться переходами между вращательными или колебательными энергетическими уровнями. Вращательные и колебательные движения двухатомных неполярных молекул не приводят к перераспределению зарядов, и они не могут ни поглощать, ни испускать фотоны за счет изменения энергии вращательного и колебательного движений.

Этим качественным представлениям о разрешенных и запрещенных переходах в теории соответствует отличие от нуля или равенство нулю дипольного момента перехода или амплитуды колебаний зарядов. Так как амплитуда колебаний частицы при переходе определяется характером распределения плотности вероятности нахождения частицы в пространстве для двух комбинируемых состояний, то правила отбора разрешенных переходов могут быть определены из изменения симметрии (четности) собственных координаторных функций энергетических состояний. Так дипольным переходам электронов в атомах соответствуют комбинации четных и нечетных относительно ядра атома координатных функций (рис. I.1). Правила отбора следуют также из закона сохранения моментов количества движения: при испускании и поглощении фотона общий момент системы должен сохраниться.

Однако правило отнесения всех переходов, для которых не выполняется механизм электрического дипольного взаимодействия, к запрещенным не является строгим. Большинство запрещенных переходов проявляют себя слабыми линиями, а отдельные - столь же интенсивными, как дипольные переходы. Это объясняется несколькими причинами. Кро-

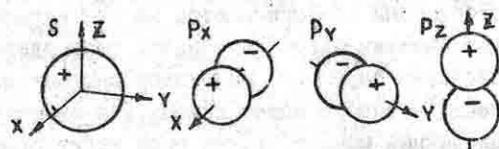


Рис. I.1. Диаграммы s- и p-орбиталей

ме переходов типа электрического диполя могут происходить магнитные дипольные и электрические квадрупольные переходы. Хотя эти взаимодействия и значительно более слабые, но, подчиняясь другим правилам отбора, они обнаруживаются на тех переходах, на которых не происходит электрического дипольного взаимодействия. Сильное влияние на свойства переходов оказывает внешнее электрическое поле, под действием которого может изменяться симметрия системы, индуцироваться дипольный момент. Такие поля могут проявляться при взаимодействии частиц в газах и особенно сильно в твердых телах. Различные взаимодействия внутри атома или молекулы, например, ядерные возмущения, взаимодействие электронного и колебательного движений в молекуле и др., также могут оказывать влияние на вероятность переходов.

I.3. Ширина и контур спектральных линий

Спектральные линии дискретных квантовых оптических переходов не являются строго монохроматическими: испускание и поглощение излучения происходит в некотором интервале частот с максимумом на резонансной частоте. Напомним, что строго монохроматическому излучению или строго гармоническим колебаниям соответствуют бесконечные во времени колебания по синусоидальному закону. Ограничение колебаний по длительности, изменениям амплитуд и фаз колебаний соответствует суперпозиция гармонических колебаний с распределением амплитуд по частотам, связанным с преобразованием Фурье. Распределение интенсивности излучения или поглощения вблизи резонансной частоты для каждого перехода описывается функцией $g(\nu)$ (нормируемой обычно по условию $\int g(\nu) d\nu = 1$), которая называется форм-фактором или формой спектральной линии.

Контур спектрального распределения характеризуется шириной линии: частотный интервал между двумя частотами, соответствующими

половинной интенсивности в максимуме, $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ (рис. I.2). Ширина линии, выраженная в круговых частотах или в длинах волн, равна $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ и $\Delta\lambda = c\Delta\nu/\nu^2$ соответственно. Относительная ширина линии (и обратная ей величина добротности спектральной линии) однаакова при любом ее измерении: $\Delta\nu/\nu = \Delta\lambda/\lambda$. Область спектра в пределах ширины линии называется центральной, а область за ее пре-

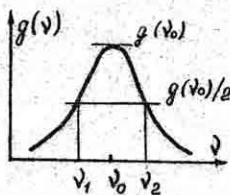


Рис. I.2. Контур спектральной линии

делами – крыльями линии.

Физические процессы, определяющие формирование контуров спектральных линий ансамблей частиц, весьма разнообразны и сложны. Рассмотрим основные механизмы уширения спектральных линий.

Для покоящейся изолированной частицы уширение линии обуславливается конечным временем работы осциллятора или конечным временем жизни состояний квантовой системы при оптическом переходе. Такое расширение линий называется естественным или радиационным. С классической точки зрения его можно связать с затуханием колебаний осциллятора вследствие потери энергии на излучение. В соответствии с Фурье-преобразованием контур линий естественного уширения, называемый лоренцевским, симметричен относительно центральной частоты:

$$g(\omega) = \gamma / \{2\pi[(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2]\} \quad (I.4)$$

Здесь γ – постоянная затухания, равная обратной величине времени τ , за которое мощность излучения осциллятора уменьшается в e раз: $P(t) = P(0)e^{-\gamma t}$. Из анализа выражения (I.4) следует, что $\Delta\omega_e = 1/\tau = \gamma$, $\Delta\nu_e = 1/2\pi\tau$. Количественные оценки величин для классической модели электронного оптического перехода дают следующие результаты: $\tau \approx 10^{-8}$ с, $\Delta\nu \approx 10$ МГц, $\Delta\lambda \approx 10^{-4}$ Å, что близко по порядку величин для дипольно-разрешенных переходов. Однако по классической теории интенсивность излучения однозначно связана с частотой, что не соответствует экспериментальным результатам для квантовых осцилляторов.

С квантовой точки зрения конечное время жизни частицы в определенном энергетическом состоянии T приводит в соответствии с принципом неопределенностей к размытию энергии состояния $\Delta E = \hbar/T$. Ширина линии для перехода между состояниями с энергиями E_m и E_n определяется сложением расширений комбинирующихся уровней: $\Delta\nu = (\Delta E_m + \Delta E_n)/\hbar$. Форма контура линии по квантовой теории также получается лоренцевской, так как расширение уровней связано с ограничением во времени колебательных Ψ -функций состояний. Замена классической константы затухания γ на величину $\gamma_{mn} = 1/\tau_m + 1/\tau_n$ расширяет содержание формулы (I.4): коэффициент γ_{mn} позволяет учитывать не только радиационное уширение линий, но и другие процессы, приводящие к сокращению времени жизни состояний или к нарушению когерентности колебаний во время перехода.

Отметим, что естественное уширение даже для дипольных переходов очень мало (амплитуда колебаний осциллятора, эквивалентного

электронному переходу уменьшается в e раз за 10^7 колебаний), и в обычных условиях оно перекрывается уширением под действием других факторов.

В газовых средах профили спектральных линий определяются в основном движением излучающих частиц относительно направления наблюдения (эффект Доплера) и взаимодействием их с другими частицами (штарковское уширение).

Если излучающая частица имеет вдоль направления наблюдения составляющую скорости $\pm v$, то наблюдаемая частота будет испытывать по отношению к частоте излучения неподвижной частицы v доплеровский сдвиг $\pm \nu v/c$, где знак плюс соответствует увеличению наблюдаемой частоты при движении частицы в сторону наблюдателя, а знак минус - уменьшению частоты при движении частицы от наблюдателя (при поглощении в сторону распространения внешней волны и навстречу ей соответственно).

Беспорядочное тепловое движение частиц приводит к непрерывному симметричному относительно центральной частоты смещению частот с гауссовским контуром спектральной линии шириной $\Delta\nu_g = 2\sqrt{kT}/(Mc^2)v$, где K - постоянная Больцмана; T - температура газа; M - атомная масса излучающих частиц. В видимой области спектра доплеровская ширина линий при обычных условиях превосходит естественную примерно на два порядка: для линии Na ($\lambda = 5891 \text{ \AA}$, $M = 23$) при $T = 500 \text{ K}$ $\Delta\nu_g = 2 \cdot 10^9 \text{ Гц}$, $\Delta\lambda_g = 10^{-2} \text{ \AA}$.

Доплеровский эффект при наличии направленного макроскопического движения частиц приводит к смещению центра спектральной линии.

Столкновительное уширение, обусловленное возникающими при сближении частиц электрическими полями, приводит к смещению и расщеплению энергетических уровней. Величина и характер этого расширения зависит от типа взаимодействующих частиц. Наиболее сильное расширение вызывают заряженные частицы, при концентрации заряженных частиц порядка 1% их влияние становится преобладающим. Не вдаваясь в детали теории столкновительного уширения, прокомментируем его механизмы для двух крайних приближений: кратковременного (ударного) и медленного относительно времени испускания излучения взаимодействия частиц.

Уширение линий под действием коротких ударов можно объяснить тем, что колебательный процесс развивается на ряд некогерентных частей или укорачивается при тушащих ударах. Фурье-разложение укоро-

ченых цугов волн приводит к более широкой спектральной линии с лоренцевским контуром (I.4), в котором сокращение времени когерентных колебаний учитывается введением коэффициента $\gamma_c = 1/\tau_c$, где τ_c – среднее время между соударениями. При нормальных условиях $\tau_c \approx 10^{-10}$ с, т.е. примерно на два порядка меньше времени дипольных переходов, и соответственно столкновительное уширение на два порядка превосходит естественное. Ударная теория хорошо объясняет расширение от взаимодействия с быстро движущимися частицами, например с электронами.

Во втором предельном случае предполагается, что излучающая частица испытывает возмущение во время всего процесса излучения. Так как энергетические уровни верхнего и нижнего состояний по разному смещаются при сближении взаимодействующих частиц, то расширение спектральной линии можно объяснить плавным изменением фазы колебаний.

Соотношение между доплеровским и столкновительным уширениями зависит от температуры и давления газа: с ростом температуры возрастает роль доплеровского механизма уширения, а с ростом давления – столкновительного. Доплеровский механизм сильно проявляется в излучении атомов в видимой области спектра (относительно большие частоты и малые массы частиц). Для излучения молекул, как более тяжелых частиц в инфракрасной области обычно преобладает столкновительный механизм.

Расширение спектральных линий излучающих частиц твердых тел связано прежде всего с колебательным движением атомов твердого тела, приводящим к флуктуациям сильного внутрикристаллического электрического поля. Такой механизм уширения можно трактовать как столкновительный, обусловленный взаимодействием излучающих частиц с фононами. Неоднородности структуры твердого тела и связанные с ними локальные неоднородности поля приводят к дополнительному уширению, обусловленному неодинаковым смещением энергетических уровней частиц, находящихся в различных условиях. Наиболее сильно локальные неоднородности проявляются в аморфных телах. Соотношение между уширениями, обусловленными этими двумя механизмами, также зависит от температуры: с увеличением температуры в основном возрастают флуктуации внутрикристаллического поля, и соответственно сильно увеличивается столкновительное уширение.

Все механизмы уширения спектральных линий можно разделить на две категории: механизмы однородного и неоднородного уширения. При однородном уширении все излучающие частицы ансамбля имеют в сред-

нем во времени одинаковую центральную частоту и одинаковые контура спектральных линий, совпадающие с контуром линии всего ансамбля в целом. К однородному уширению относятся естественное, ударное и вызванное любыми релаксационными процессами, приводящими к сокращению времени жизни энергетических состояний. Форма однородно уширенных линий описывается лоренцевой функцией.

При неоднородном уширении резонансные частоты (или наблюдаемые резонансные частоты) отдельных частиц не совпадают, и линии для ансамбля частиц получаются более широкими по сравнению с уширением отдельных групп частиц того же ансамбля. К неоднородному уширению относятся доплеровское уширение и все уширения, вызванные локальными неоднородностями структуры среды, а также неоднородным распределением температуры, плотности, давления, электрических и магнитных полей в пределах ансамбля частиц, взаимодействующих с излучением. Неоднородное уширение описывается гауссовой функцией.

Различные механизмы уширения спектральных линий действуют одновременно и независимо и поэтому контура реальных линий не могут быть только однородно или неоднородно уширенными. На практике контур относят к тому или иному типу в зависимости от того, какой механизм уширения преобладает. Образование результирующего контура (рис. I.3, а, кривая 1) определяется сверткой функций, описывающих независимые механизмы уширения (кривые 2 и 3). Спектральную линию, уширенную совместным действием механизмов однородного и неоднородного уширений, удобно представлять как бы составленную из множества спектральных пакетов с однородным уширением, нормированных на ту долю частиц, которые дают вклад в однородное уширение пакета с ре-

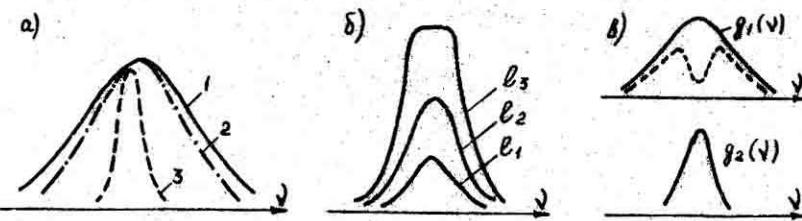


Рис. I.3. Образование единого контура линии при двух механизмах уширения (а) и искажение контуров в оптически толстых (б) и в неоднородных средах (в)

зонансной частотой, смещаемой по спектральной шкале в соответствии с неоднородным уширением.

Контура спектральных линий могут по различным причинам существенно отличаться от форм, определяемых механизмами уширения. Формы линий непосредственно соответствуют функциям фундаментальных механизмов уширения только в однородных оптически тонких для центральной частоты средах. Из тонких слоев достаточно прозрачных сред излучение практически всех излучающих частиц выходит наружу, и интенсивность излучения на всех частотах в пределах контура линии в этом случае увеличивается пропорционально толщине слоя ℓ (кривые для ℓ_1 и ℓ_2 на рис. I.3,б). Для линий поглощения этому соответствуют линейные участки экспоненциальных функций поглощения $A(\nu) = I - e^{-\chi(\nu)\ell}$, где $\chi(\nu)$ – спектральный коэффициент поглощения. По мере увеличения $\chi(\nu)\ell$ экспоненциальный характер функций поглощения и излучения проявится вначале для центральной части линии, что приведет к уплощению контура линии вблизи центральной части перехода (кривая для ℓ_3).

Еще более значительные искажения могут наблюдаться в неоднородных средах. Например, если излучение более нагретого участка 1 среды проходит через менее нагретый участок 2 того же вещества, то на центральной частоте может наблюдаться не максимум, а провал (рис. I.3,в). Это объясняется тем, что контур линии $g_2(\nu)$ во второй зоне, где излучение преимущественно поглощается, будет более узким по сравнению с контуром линии излучения $g_1(\nu)$ первой зоны.

Различный характер искажений контуров линий поглощения и усиления при однородном и неоднородном уширении проявляется во взаимодействиях с веществом излучения высокой интенсивности, вызывающего изменения населенности энергетических уровней [2].

I.4. Вероятности спонтанных и вынужденных переходов

Реально наблюдаемое оптическое излучение всегда связано с объемами вещества, содержащими множество излучающих и поглощающих частиц. Совокупный эффект большого числа элементарных процессов, определяющий свойства источников света, зависит от соотношения процессов возбуждения частиц, испускания и поглощения излучения и безизлучательных релаксационных процессов. Рассмотрим основные закономерности, лежащие в основе работы большинства типов генераторов оптического излучения, опираясь на полуфеноменологическую теорию описания трех основных элементарных процессов взаимодействия излучения

с частицами вещества: спонтанного испускания, вынужденного (индуцированного) излучения и резонансного поглощения.

Спонтанные излучающие переходы инициируются возмущающим воздействием фотонного вакуума (нулевыми колебаниями электромагнитного поля) и происходят как бы самопроизвольно: частицы испускают излучение независимо друг от друга; частоты, поляризация, фазы и направление распространения излучения, испускаемого различными частицами, не согласованы между собой и не связаны с внешним полем. Поэтому спонтанное излучение объема вещества некогерентно, ненаправленно и неполяризовано.

Вероятность спонтанного перехода с уровня E_m на уровень E_n за время dt можно записать в виде

$$dW_{mn}^{sp} = A_{mn} dt ,$$

где A_{mn} – коэффициент вероятности Эйнштейна для спонтанного перехода, равный обратной величине времени жизни частицы на уровне E_m по отношению к спонтанному переходу, что соответствует числу спонтанных переходов, приходящихся в среднем на одну возбужденную частицу в единицу времени. Значения коэффициента A_{mn} не зависят от внешних воздействий и являются константой для каждой конкретной комбинации квантовых состояний. Для наиболее разрешенных переходов в оптическом диапазоне их значения имеют порядок 10^8 с^{-1} .

Вынужденные излучательные и поглощательные переходы инициируются внешним электромагнитным полем на частоте перехода, возбуждаемые при этих переходах колебания заряженных частиц когерентны с колебаниями внешнего поля. Поэтому появляющийся при стимулированном переходе фотон неразличим с фотоном, индуцирующим переход, т.е. новый фотон имеет ту же частоту, фазу, поляризацию и распространяется в том же направлении, что и первичный фотон. Если на систему частиц действует внешняя монохроматическая волна, то индуцированное этой волной излучение различных частиц будет когерентным между собой и с внешним полем, что в принципе может обеспечить формирование в веществе макроскопического дипольного момента и эффект усиления проходящего через вещество излучения.

Вероятности вынужденных излучательных и поглощательных переходов должны быть пропорциональными интенсивности вынуждающего поля или плотности потока фотонов, поэтому выражения для них могут быть записаны в виде:

$$dW_{mn}^{IDA} = B_{mn} \rho(v) dt ; \quad dW_{nm} = B_{nm} \rho(v) dt , \quad (1.5)$$

где $\rho(\nu)$ (Дж/Гц·м³) - спектральная объемная плотность энергии внешнего поля, а коэффициенты B_{mn} и B_{nm} - коэффициенты вероятности Эйнштейна для вынужденных переходов, значения которых равны числу вынужденных переходов, приходящихся в среднем за одну секунду на одну излучающую или поглощающую частицу соответственно. Эти величины, как и коэффициент A_{mn} для спонтанных переходов, являются константами для каждого конкретного перехода.

Число тех или иных переходов в единицу времени в единичном объеме вещества пропорционально рассмотренным выше вероятностям переходов для отдельных частиц и концентрациям частиц в соответствующих состояниях, которые принято называть населенностями состояний. Если населенность верхнего уровня обозначить N_m , а нижнего - N_n , то выражения для скоростей спонтанных и вынужденных переходов можно записать в виде

$$\left(\frac{dN_m}{dt}\right)^{сп} = A_{mn}N_m; \left(\frac{dN_m}{dt}\right)^{вын} = B_{mn}N_m\rho(\nu); \left(\frac{dN_n}{dt}\right) = B_{nm}N_n\rho(\nu). \quad (I.6)$$

Используя полученные выражения для скоростей оптических переходов (в общем случае с учетом всех возможных процессов возбуждения и релаксации), можно составлять скоростные уравнения для населенностей уровней и уравнения баланса переходов для системы энергетических состояний. Для установления фундаментальной связи между коэффициентами Эйнштейна и зависимостей оптических переходов от населенностей уровней проанализируем баланс процессов излучения и поглощения в условиях термодинамического равновесия при отсутствии неоптических переходов в системе двух уровней.

При температурном равновесии за счет динамического баланса процессов возбуждений и релаксации населенности энергетических уровней сохраняются постоянными и однозначно определяются температурой. В нашем примере равновесию должно соответствовать равенство чисел излучаемых и поглощаемых фотонов в системе частиц в единицу времени. С использованием выражений (I.6) соответствующее уравнение баланса можно представить в виде

$$[A_{mn} + B_{mn}\rho^0(\nu)]N_m = B_{nm}N_n\rho^0(\nu), \quad (I.7)$$

где $\rho^0(\nu)$ - спектральная плотность энергии излучения при термодинамическом равновесии.

Населенности энергетических уровней определяются температурой в соответствии с той статистикой, которой подчиняются рассматриваемые частицы. Для системы слабо взаимодействующих частиц, например

для частиц газовой среды, населенности уровней определяются распределением Больцмана, в соответствии с которым можно записать соотношение

$$(N_m/q_m)/(N_n/q_n) = \exp[-(E_m - E_n)/(\kappa T)], \quad (I.8)$$

где T – абсолютная температура; q_m и q_n – статистические веса энергетических уровней; отношения N_m/q_m и N_n/q_n равны населенностям отдельных состояний.

Из уравнения (I.7) с учетом (I.8) можно получить формулу для спектральной плотности равновесного излучения, выражющую закон Планка через коэффициенты Эйнштейна:

$$\rho(v) = 8\pi h v^3 / [c^3 (e^{hv/\kappa T} - 1)] = A_{mn} / (B_{nm} q_n e^{hv/\kappa T} / q_m - B_{mn}). \quad (I.9)$$

Анализ формулы (I.9) при $T \rightarrow \infty$ приводит к следующим соотношениям между коэффициентами вероятности Эйнштейна:

$$A_{mn} / B_{mn} = 8\pi h v^3 / c^3; \quad (I.10)$$

$$q_m B_{mn} = q_n B_{nm}. \quad (I.11)$$

В проведенном анализе рассматривалось полное число оптических переходов между двумя уровнями без учета различий частот, поляризации и направления распространения фотонов. В этом смысле введенные коэффициенты Эйнштейна A_{mn} , B_{mn} и B_{nm} могут быть названы интегральными. По каждому из указанных параметров могут быть введены дифференциальные коэффициенты.

Для учета распределения вероятности спонтанных и вынужденных переходов по спектру вводятся спектральные коэффициенты Эйнштейна $A_{mn}(v)$, $B_{mn}(v)$ и $B_{nm}(v)$, значения которых равны числу соответствующих переходов в интервале частот dv на частоте v . Между ними существует такая же связь, что и между интегральными коэффициентами, которая описывается соотношениями (I.10) и (I.11).

Связь между спектральным и интегральным коэффициентами Эйнштейна для спонтанных переходов однозначно определяется выражениями:

$$A_{mn}(v) = A_{mn} g(v), \quad A_{mn} = \int_0^\infty A_{mn}(v) dv, \quad (I.12)$$

где $g(v)$ – функция формы спектральной линии для рассматриваемого перехода. Аналогичные соотношения будут связывать между собой спектральные и интегральные коэффициенты для вынужденных переходов при условии постоянства спектральной плотности энергии вынуждающего излучения низкой интенсивности, что непосредственно следует из опре-

деления полной вероятности переходов под действием внешнего поля со спектральной плотностью:

$$\int_0^{\infty} \tilde{B}_{mn}(\nu) \rho(\nu) d\nu = B_{mn} \rho(\nu), \quad \int_0^{\infty} B_{nm}(\nu) \rho(\nu) d\nu = B_{nm} \rho(\nu). \quad (I.13)$$

В общем случае результат интегрирования в приведенных выражениях будет различным для различных функций $\rho(\nu)$.

Проведенный упрощенный анализ взаимодействия излучения с веществом с помощью скоростных (кинетических уравнений) на примере двухуровневой системы легко может быть распространен и на многоуровневые системы с учетом всех переходов между уровнями. При этом системы уравнений могут получаться громоздкими, но их составление не представляет принципиальных трудностей.

Безызлучательные переходы легко учитываются введением в скоростные уравнения дополнительных членов, учитывающих скорости этих переходов. Например, если уход частиц с верхнего уровня происходит только за счет спонтанных излучательных переходов, то скорость опустошения верхнего уровня выразится следующим образом:

$$-dN_m/dt = A_{mn} N_m(t),$$

откуда легко получается закон убывания населенности верхнего уровня и затухания мощности спонтанного излучения во времени:

$$N_m(t) = N_m(0) e^{-A_{mn} t}, \quad P(t) = A_{mn} N_m(0) \hbar v_{mn} e^{-A_{mn} t} = P(0) e^{-t/\tau_{mn}},$$

Если одновременно со спонтанными переходами происходят и независящие от них безызлучательные переходы, характеризуемые временем перехода τ_δ , то полная вероятность переходов будет равна сумме вероятностей каждого процесса в отдельности, и результирующее время жизни верхнего уровня τ_m будет определяться из выражения $1/\tau_m = 1/\tau_\delta + 1/\tau_{mn}$. Убывание населенности верхнего уровня и затухание мощности спонтанного излучения будут в этом случае происходить по экспоненциальному закону с постоянной времени τ_m , а не τ_{mn} : $P(t) = P(0) e^{-t/\tau_m}$.

Безызлучательные переходы приводят к уменьшению интенсивности испускаемого частицами излучения, которое оценивается квантовым выходом излучения – отношением числа оптических переходов к полному числу переходов. В нашем примере квантовый выход спонтанного излучения будет равен $\eta = \tau_m / \tau_{mn}$. По экспериментально измеренным значениям величин η и τ_m можно находить значения τ_{mn} и τ_δ .

Для описания вынужденных оптических переходов наряду с коэф-

фициентами Эйнштейна удобно использовать и такие параметры как эффективные сечения поглощательного σ_{nm} и излучательного $\tilde{\sigma}_{mn}$ - переходов: мощность внешнего поля или часть потока фотонов, приходящаяся на площади σ_{nm} и $\tilde{\sigma}_{mn}$, равны мощности или числу фотонов, поглощаемых или испускаемых в единицу времени одной поглощающей или излучающей частицей соответственно. Из сопоставления выражений (I.5) и выраженных через σ_{mn} и $\tilde{\sigma}_{nm}$ вероятностей вынужденных переходов:

$W_{mn} = \tilde{\sigma}_{mn} F(\nu)$, $W_{nm} = \sigma_{nm} F(\nu)$, где $F(\nu)$ - плотность направленного потока фотонов, следует, что эффективные сечения переходов связаны с коэффициентами Эйнштейна следующими соотношениями:

$$\sigma_{mn} = B_{mn} h\nu/c; \quad \tilde{\sigma}_{nm} = B_{nm} h\nu/c.$$

Между собой эффективные сечения переходов связаны, как и коэффициенты Эйнштейна, соотношениями (I.I0), (I.II), а спектральные и интегральные эффективные сечения - выражениями типа (I.I2), (I.I3).

2.5. Оптическое излучение равновесных и неравновесных атомных систем

На основе приведенных в предыдущем параграфе соотношений проанализируем общие закономерности формирования излучения в зависимости от характера населенностей энергетических уровней.

Рассмотрим сначала некоторые особенности вероятностей оптических переходов, которые отражаются в соотношениях между коэффициентами Эйнштейна.

Из выражения (I.I0) следует, что отношение коэффициентов вероятности A_{mn}/B_{mn} пропорционально кубу частоты, и, следовательно, вклад спонтанного излучения в формирование общего излучения атомной системы на частоте перехода ν_{mn} быстро возрастает с увеличением частоты относительно вклада индуцированного излучения. С ростом частоты увеличивается роль спонтанных переходов и в релаксационных процессах, так как коэффициент A_{mn} пропорционален частоте по всему спектру электромагнитного излучения. Для разрезенных дипольных переходов, излучающих в районе видимой области спектра, коэффициент A_{mn} имеет значения порядка 10^8 с^{-1} ($\tau_{mn} = 10^{-8} \text{ с}$). Для переходов, соответствующих длинным инфракрасным волнам, его значения уменьшаются на несколько порядков, и роль спонтанных излучательных переходов в процессах релаксации становится пренебрежимо малой по

сравнению с безызлучательными переходами. В коротковолновой оптической и в рентгеновской областях спонтанные переходы происходят за время, меньшее 10^{-8} с.

Выражение (I,II) показывает, что при $q_m = q_n$ коэффициенты вероятности вынужденных процессов для поглощающих и излучающих частиц на одном и том же переходе равны между собой. И, следовательно, отношение скоростей вынужденных поглощательных и излучательных переходов в системе частиц будет определяться отношением населенностей нижнего и верхнего энергетических уровней перехода: при равенстве населенностей происходит выравнивание скоростей вынужденных поглощательных и излучательных переходов.

Оценим теперь роль спонтанных и вынужденных излучательных переходов в формировании излучения атомной системы при термодинамическом равновесии, когда возбуждение частиц вещества происходит только за счет энергии теплового движения частиц и равновесного электромагнитного поля. Для частиц, описываемых статистикой Больцмана, при тепловом равновесии населенности энергетических состояний будут быстро убывать по мере увеличения энергии; схематически это показано на рис.I.4,а. Выражение для отношения вероятностей излучательных индуцированных и спонтанных переходов может быть получено из формулы закона Планка (I.9):

$$B_{mn} \rho^0(\nu) / A_{mn} = (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}.$$

С учетом того, что в прилегающих к видимому излучению областях спектра $h\nu$ имеет значения порядка 1 эВ, а значения kT даже при температуре 5000 К - менее одного электронвольта, получаем $(e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \ll 1$. Следовательно, для реальных температур тепловых генераторов света в коротковолновой части оптического диапазона волн роль индуцированного излучения принебрежимо мала по сравнению со спонтанным излучением, и баланс радиационных переходов сводится при $N_n \gg N_m$ к балансу поглощательных переходов спонтанными излучательными переходами: $A_{mn} N_m \approx B_{nm} N_n \rho^0(\nu)$.

Таким образом, излучение тепловых излучателей в типично оптическом диапазоне формируется практически только за счет спонтанных излучательных переходов.

Отметим, что с уменьшением частоты излучения увеличивается роль индуцированных излучательных переходов в балансе оптических переходов и в формировании испускаемого нагретыми телами излуче-

ния. Это связано с уменьшением отношения A_{mn}/B_{mn} и с выравниванием населенностей состояний по мере сближения их энергий, например E_m и E_n на рис. I.4, б. Хотя, как уже отмечалось, в низкочастотной области роль оптических переходов будет незначительной по сравнению с безызлучательными, и интенсивность теплового излучения будет низкой.

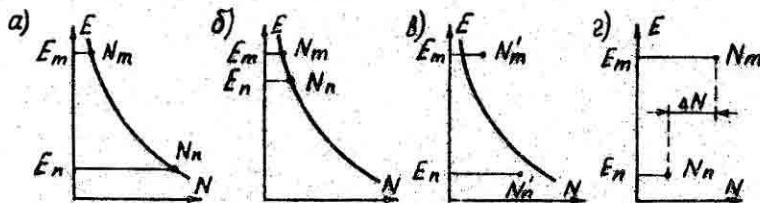


Рис. I.4. Равновесные и неравновесные населенности энергетических уровней

Увеличение интенсивности излучения на отдельном переходе относительно уровня теплового излучения может быть достигнуто путем увеличения населенности верхнего энергетического уровня данного перехода. Допустим, что под действием каких-либо внешних факторов, селективно изменяющих населенности отдельных уровней, населенность верхнего уровня N_m перехода $E_m \rightarrow E_n$ увеличивается, а нижнего N_n уменьшается на такую величину δN , что $N'_m = N_m + \delta N > N'_n = N_n - \delta N$ (рис. I.4, в), а населенности остальных энергетических состояний при этом не изменяются и определяются температурой вещества. При таких условиях общий спектр излучения вещества будет определяться его температурой, и только на частотах, соответствующих переходу $E_m \rightarrow E_n$, мощность спонтанного излучения единицы объема вещества возрастает на $A_{mn} \delta N h\nu$. Так как для переходов, соответствующих высокочастотной области спектра, в равновесном состоянии $N_m \ll N_n$, то легко может быть обеспечено условие $\delta N \gg N_m$ при $N'_m < N'_n$. Очевидно, что в таком случае прибавка мощности спонтанного излучения на выделенном переходе будет существенно превосходить мощность теплового излучения, а роль индуцированного излучения по-прежнему будет незначительной. Такое излучение, избыточное над тепловым и обусловленное изменением населенностей уровней рабочего перехода относительно равновесной населенности, называется люминесцентным излучением. Излучение

генераторов, работающих по такому принципу, формируется в основном за счет спонтанных переходов.

Для получения люминесцентного излучения используются различные внешние источники энергии возбуждения (кроме стационарного нагрева): световое излучение, электронная бомбардировка, сильные электрические поля, радиоактивное излучение, химические реакции и др. В зависимости от источника возбуждения различаются и виды люминесцентного излучения: фото-, катодо-, электро-, радио-, хемилюминесценция и др.

Рассмотренные закономерности лежат в основе работы многих типов тепловых и люминесцентных генераторов оптического излучения, характерным для которых является формирование генерируемого излучения преимущественно за счет спонтанных переходов и, как следствие этого, его некогерентность. Индуцированные излучательные переходы в источниках такого типа не имеют практического значения.

В то же время анализ выражений для вероятностей и скоростей переходов указывает на возможности создания таких условий, в которых скорости вынужденных излучательных переходов могут превосходить скорости поглощательных и спонтанных переходов. Из сравнения скоростей вынужденных переходов ($B_{mn} \rho(\nu) N_m$ и $B_{lm} \rho(\nu) N_l$) видно, что при $N_m > N_l$ (рис. I.4, г) процессы вынужденного испускания в ансамбле частиц будут преобладать над поглощением излучения. Такой характер населенности пары уровней называется инверсным, а величина $\Delta N = (N_m - N_l)$ – плотностью инверсной населенности.

Проведя сравнение скоростей спонтанных $A_{mn} N_m$ и вынужденных излучательных $B_{mn} N_m \rho(\nu)$ -переходов, отметим, что они определяются населенностью одного и того же верхнего состояния, но если вероятность спонтанного перехода не зависит от мощности внешнего вынуждающего поля, то вероятность вынужденного перехода пропорциональна ей. Поэтому увеличением мощности вынуждающего излучения можно существенно повысить интенсивность индуцированного излучения относительно спонтанного. В частности, сильное электромагнитное поле может индуцировать излучение и на оптически запрещенных переходах, характеризуемых малой вероятностью спонтанных переходов.

В средах с инверсной населенностью возникают принципиально новые явления. В веществах, находящихся в обычном состоянии, в каждом элементарном объеме преобладают вынужденные поглощательные переходы. Поэтому они ослабляют проходящее через них излучение, в

том числе и собственное спонтанное излучение в источниках теплового и люминесцентного излучения. При распространении же излучения в средах с инверсной населенностью оно будет усиливаться вследствие преобладания стимулируемых им излучательных переходов над поглощающими. Под действием внешнего когерентного излучения в таких средах вследствие синхронизации колебаний излучающих частиц могут формироваться макроскопические дипольные моменты, мощность излучения которых пропорциональна квадрату инверсной населенности, тогда как при обычной люминесценции мощность излучения пропорциональна числу излучающих частиц. Такое явление получило наименование сверхизлучения.

В средах с инверсной населенностью за счет кооперативных процессов, в которых излучение одной частицы стимулирует излучение других частиц, происходит усиление и собственного спонтанного излучения. Такое явление называется сверхлюминесценцией.

Наличие затравочного спонтанного излучения и внутренней положительной обратной связи, обеспечиваемой процессами вынужденного излучения, позволяет на основе сред с инверсной населенностью создать специфические генераторы оптического излучения, называемые лазерами. Это название является аббревиатурой английского наименования процесса усиления света за счет стимулированного излучения - *Light amplification by stimulated emission of radiation*.

Среда, в которой создана инверсная населенность и которая используется для усиления света, называется активной лазерной средой; переходы между состояниями с инверсной населенностью - лазерными переходами, а соответствующие им уровни - верхними и нижними лазерными уровнями.

Резонансный характер усиления света в лазерных активных средах обуславливает особые свойства лазерного излучения: существенно более высокую монохроматичность, когерентность, направленность и яркость по сравнению с тепловыми и обычными люминесцентными излучателями оптического излучения.

Рассмотренные в этом разделе закономерности взаимодействия излучения с веществом являются общими и проявляются в разнообразных веществах. Однако разработка генераторов света с заданными характеристиками излучения требует знаний детальной структуры излучающих частиц и сред, элементарных и коллективных процессов возбуждения и излучения частиц.

2. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ

2.1. Квантовые состояния одноэлектронного атома. Правила отбора

К одноэлектронным атомам относится атом водорода и ионы с одним электроном. Так как единственный электрон взаимодействует с положительно заряженным ядром, масса которого намного превосходит массу электрона, то в первом приближении можно считать, что электрон движется относительно неподвижного ядра в чисто кулоновском сферически симметричном потенциальном поле

$$U(r) = -Ze^2/(4\pi\epsilon_0 r), \quad (2.1)$$

где r – расстояние между центром ядра и электроном, Ze – положительный заряд ядра.

Состояние электрона в этом случае описывается вполне определенными собственными функциями и собственными значениями энергии, которым соответствуют три квантовых числа, отражающие пространственное движение электрона, и спиновые квантовые числа, учитывающие собственный момент движения электрона – спин. Прокомментируем физический смысл этих квантовых чисел.

Главное квантовое число может иметь целые значения 1, 2, 3.. и отражает среднее расстояние между электроном и ядром, а следовательно, определяет основные уровни энергии E_n и разности между ними ΔE_n :

$$E_n = -13,6 Z^2/n^2 (\text{эВ}); \quad \Delta E_n = 13,6 Z^2 (1/n_1^2 - 1/n_2^2). \quad (2.2)$$

Спектр разрешенных значений энергий связанных состояний, определяемых главным квантовым числом, представлен на рис.2.1,а. За нулевое значение энергии может приниматься энергия наименшего (основного) состояния с $n = 1$ или состояния с $n = \infty$, соответствующего энергии электрона и ядра, покоящихся на бесконечном удалении друг от друга. Заштрихованные области соответствуют некvantованным значениям кинетической энергии свободного электрона.

Орбитальное квантовое число l принимает при данном n значения от 0 до -1 через единицу (всего n значений) и отражает число различных форм орбиталей при данном n . Через l в единицах \hbar и минимального магнитного момента электрона или магнетона Бора $\mu = \hbar e/2m$ определяются соответственно значения механического и маг-

магнитного момента орбитального движения электрона $M_e = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar$, $M_{el} = \sqrt{\ell(\ell+1)}\mu$.

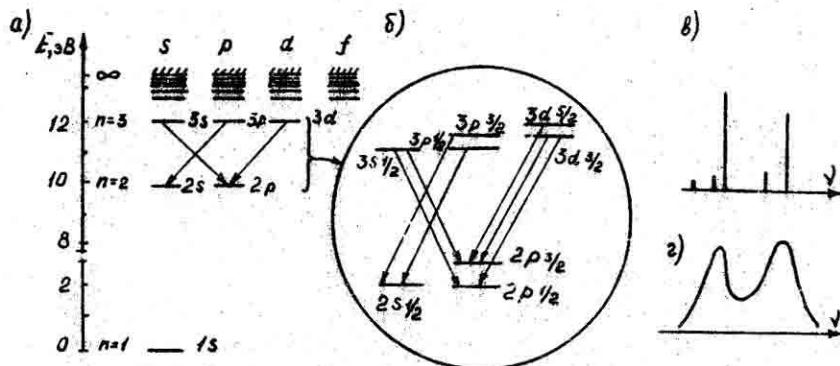


Рис.2.1. Уровни энергии и оптические переходы атома водорода.

Обратим внимание на то, что при $\ell = 0$, т.е. для сферически симметричных орбиталей, орбитальные моменты равны нулю.

Гиromагнитное отношение для орбитальных моментов равно гиromагнитному отношению классической физики $M_e/M_f = e/2m$.

Отметим, что состояниям с различными числами ℓ при одном и том же n соответствуют одинаковые средние расстояния между ядром и электроном, и, следовательно, орбиталям с различными ℓ будут соответствовать одинаковые энергии, т.е. по ℓ будет иметь место n -кратное вырождение.

Механические и магнитные моменты являются векторными величинами, но число ℓ определяет только их значения, но не ориентации, которые могут проявляться только при наличии физически выделенных направлений, задаваемых, например, внешними электрическими или магнитными полями.

Магнитное квантовое число m_ℓ отражает ориентацию орбиталей относительно физически выделенного направления и определяет в единицах \hbar и μ значения проекций механического и магнитного орбитальных моментов на это направление: $M_{ez} = m_\ell \hbar$; $M_{el} = m_\ell \mu$. При данном ℓ квантовое число m_ℓ может принимать значения $0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm \ell$, т.е. $(2\ell + 1)$ значений, соответствующих $(2\ell + 1)$ возможным ориентациям моментов относительно выделенного направления. Обратим внимание на то, что максимальная проекция момента, равная $\ell\hbar$, всегда меньше его

полного значения $\sqrt{\ell(\ell+1)} \hbar$. Это объясняется тем, что проекции момента связаны между собой соотношениями неопределенностей, и физически появляться могут только момент и одна из его проекций.

При отсутствии силовых воздействий проекции моментов не проявляются, т.е. имеет место $(2\ell+1)$ -кратное вырождение.

Спиновые квантовые числа характеризуют величину собственного момента количества движения частицы и его проекции на выделенное направление: $M_s = \sqrt{s(s+1)} \hbar$, $M_{sz} = m_s \hbar$. Электрон относится к фермionам и обладает полуцелым спином, т.е. спиновое квантовое число имеет одно значение $s = 1/2$, а m_s может принимать два значения, $m_s = \pm 1/2$. Магнитный спиновый момент электрона определяется целым магнетоном Бора, и, следовательно, гиromагнитное отношение спиновых моментов в два раза превышает гиromагнитное отношение для орбитальных моментов.

Орбитальный и спиновый моменты электрона могут рассматриваться независимо друг от друга, но могут характеризоваться и суммарным или полным моментом количества движения электрона M_j и его проекциями M_{jz} , значения которых определяются внутренним квантовым числом j и магнитным числом m_j : $M_j = \sqrt{j(j+1)} \hbar$, $M_{jz} = m_j \hbar$.

Образование полного момента M или спин-орбитальное взаимодействие можно трактовать как ориентацию спинового момента относительно орбитального: в соответствии с двумя возможными ориентациями спина одного электрона квантовое число j может принимать два значения $j = \ell \pm 1/2$. При $\ell = 0$ орбитальный момент равен нулю, и, следовательно, $M_j = M_s$ и $j = s = 1/2$.

Момент M_j может иметь $(2j+1)$ ориентации относительно выделенного направления, в соответствии с которыми число m_j может принимать значения от $+j$ до $-j$ через единицу. При отсутствии внешнего поля ориентации M_j не проявляются, и соответствующие уровни $2j+1$ раз вырождены.

Таким образом, состояния одного электрона в атоме можно определять двумя наборами квантовых чисел n, ℓ, m_e, s и m_s или n, ℓ, s, j и m_j , каждому из которых соответствуют полные системы одновременно измеряемых величин. Вторая система используется чаще, символ состояния по этой системе записывается в виде $^x n \ell j$, где числа n, j и показатель мультиплетности $x = 2s + 1$ записываются цифрой, а квантовое число ℓ обозначается строчной буквой латинского алфавита со

следующим соответствием:

$$\begin{array}{ccccccccc} = & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 \\ \text{обозначение :} & s & p & d & f & q & h & i & k \end{array}$$

Число электронов на оболочке атома с определенным ℓ может указываться в виде индекса у символа числа ℓ вверху справа.

Диаграмма энергетических уровней атома водорода с учетом спин-орбитального взаимодействия и их обозначения приведены на рис.2.1,б. Отметим, что все состояния с определенным числом ℓ (кроме $\ell = 0$) имеют дублетную структуру; уровни состояний с одинаковыми квантовыми числами j в первом приближении совпадают.

Правила отбора оптических переходов между состояниями выражаются обычно в виде условий для возможных изменений квантовых чисел. Для состояний одноэлектронного атома правила отбора по дипольному переходу следующие: Δn – любое; $\Delta \ell = \pm 1$; $\Delta m_\ell = 0, \pm 1$; $\Delta j = 0, \pm 1$.

В соответствии со структурой энергетических уровней, определяемых главным квантовым числом n , структура спектров поглощения и излучения атомов водорода будет состоять из серий сближающихся по мере увеличения частоты излучения линий и сплошного спектра рекомбинации. Каждая серия обусловлена переходами, связанными с одним из уровней с определенным значением числа n .

Тонкой структуре уровней, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием, соответствует тонкая структура спектральных линий. Так переходу $n = 3 \rightarrow n = 2$ соответствуют семь оптических переходов между подуровнями с различными значениями квантовых чисел ℓ и j , на рис.2.1,б разрешенные переходы показаны стрелками. Вследствие совпадения энергий части состояний проявляется пять энергетически различных переходов. Благодаря доплеровскому уширению часть из них могут сливатся, и тогда на спектрах наблюдается только две линии (рис.2.1,в,г).

Взаимодействия с внешними электрическими или магнитными полями снимают вырождение по квантовому числу m_j , приводят к расщеплению и смещению энергетических уровней и появлению дополнительных спектральных линий (эффекты Зеемана и Штарка).

Диаграммы уровней и спектры ионов с одним электроном будут подобными уровням и спектрам атома водорода. Однако, вследствие большей силы притяжения электронов к ядру, в соответствии с (2.1) и (2.2) перепады энергии между подобными состояниями будут существенно большими, и соответствующие спектральные линии будут смещены в сто-

рону больших частот.

В атомах с одним внешним валентным электроном суммарные моменты электронов внутренних полностью заполненных оболочек равны нулю, и, следовательно, характер расщепления уровней будет таким же, как в атоме водорода. Однако расположение их в шкале энергий будет отличаться вследствие снятия вырождения с квантового числа ℓ . Поясним это на примере 2s- и 2p-состояний валентного электрона атома лития (рис.2.2,а).

два электрона в внутренней полностью заполненной 1s²-оболочке остова атома лития создают вокруг ядра с зарядом +3e сферически симметричную оболочку с зарядом -2e. На больших расстояниях от остова вследствие экранирования заряда ядра потенциальное поле для валентного электрона будет, как и в атоме водорода, определяться

притяжением к заряду +e (пунктирная кривая на рис.2.2,б). Однако по мере приближения к ядру эффект экранирования будет уменьшаться, и функция потенциальной энергии для валентного электрона вблизи ядра (сплошная кривая) будет отклоняться от зависимости (2.1). Вследствие этого энергия электрона в состоянии 2s, находясь в котором электрон будет иметь большую вероятность пребывания вблизи ядра по сравнению с состоянием 2p, будет меньше энергии электрона в состоянии 2p. Аналогичные зависимости наблюдаются и в состояниях с большими квантовыми числами ℓ : энергия состояния увеличивается по мере увеличения квантового числа ℓ .

На рис.2.2,в приведены нижние энергетические состояния валентного электрона в атоме лития и указаны разрешенные переходы между ними; из сравнения их с аналогичными переходами в атоме водорода (рис.2.1) видно различие в характере формирования спектральных series.

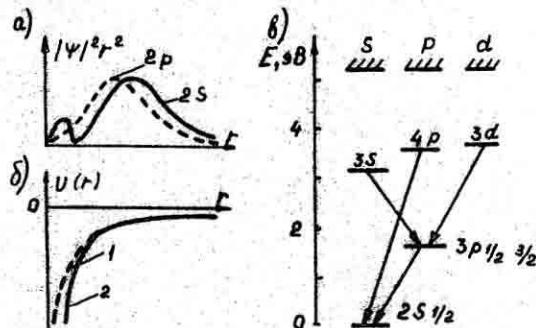


Рис.2.2. Распределение вероятности для орбиталей 2s и 2p (а), потенциальная энергия внешнего электрона (б) и диаграмма энергетических уровней атома лития (в)

Снятие вырождения с квантового числа ℓ по мере перехода к более тяжелым атомам приводит к перекрытию уровней энергии с различными квантовыми числами n и ℓ и к изменению порядка заполнения оболочек атомов. Так основному состоянию хрома соответствует конфигурация $4d^5 4s^1$ внешних электронов. Редкоземельные металлы (лантаноиды) имеют незастроенные f -оболочки при наличии электронов в состояниях с $n = 5$ ($4f^7 5s^2 5p^6$).

2.2. Мультиплетная структура уровней и спектров многоэлектронных атомов

В многоэлектронных атомах вследствие сильного взаимодействия электронов между собой и их неразличимости, строго говоря, нельзя приписывать отдельным электронам определенные квантовые состояния. Тем не менее использование понятия состояния каждого электрона с определенными квантовыми числами успешно используется для качественного объяснения структуры энергетических уровней атомов и многих их свойств. Такой подход позволяет, в частности, классифицировать энергетические уровни, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием, и тонкую структуру спектральных линий.

При сравнительно плотной упаковке электронов, характерной для большинства атомов в нормальных состояниях, и при не очень больших значениях квантового числа n возбужденных состояний валентные электроны образуют по отдельности суммарный орбитальный и суммарный спиновый моменты: $M_L = \sqrt{L(L+1)}\hbar$; $M_S = \sqrt{S(S+1)}\hbar$. Квантовые числа L и S в соответствии с правилами сложения квантово-механических моментов могут принимать значения: L от $(\sum_i l_i)_{min}$ до $(\sum_i l_i)_{max}$ через единицу; S от $(\sum_i s_i)_{min}$ до $(\sum_i s_i)_{max}$ через единицу, где l_i и s_i — значения квантовых чисел орбитальных и спиновых моментов отдельных электронов.

Результирующий момент атома M_J образуется в результате сложения: $M_J = M_L + M_S$ и определяется квантовым числом J , которое может принимать $2S + 1$ значений, если $S < L$, и $2L + 1$ значений, если $L \leq S$.

Такой порядок сложения моментов получил наименование LS -связи. Для обозначения уровней с различными значениями чисел L, S, J принята следующая символическая запись $(2S+1)L_J$. При этом значения числа L обозначаются латинскими прописными буквами в том же порядке, что и для числа ℓ . Значение квантового числа m_J , определяющего проекции M_{Jz} момента M_J , указывается в виде индекса справа вверху у обозначения L .

Для полностью заполненных оболочек атома $L = S = J = 0$, и мультиплетное расщепление уровней определяется только электронами не-полностью заполненных оболочек. Следует подчеркнуть, что числа L , S и J отражают только взаимодействие моментов и могут совпадать при различных состояниях электронов. Поэтому полное обозначение терма должно содержать и электронную конфигурацию.

На рис.2.3 в качестве примера указаны основное $1s1s^1S_0$ и нижние возбужденные состояния атома гелия при возбуждении одного электрона – так называемые нормальные термы. В центрально-симметричном поле атомов в соответствии с требованием описания электронов полными антисимметрическими функциями (принцип Паули) энергия обменного взаимодействия при параллельных спинах будет меньше, чем при антипараллельных. Поэтому уровни триплетных состояний парагелия расположаются ниже соответствующих им синглетных состояний, например, уровни $1s2s^3S_1$ и $1s2s^1S_0$.

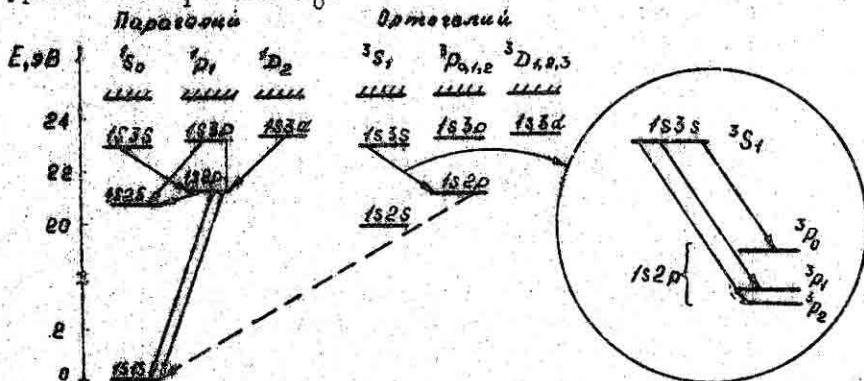


Рис.2.3. Диаграмма нижних уровней и оптических переходов атома Не

На рис.2.3 сплошными стрелками показаны разрешенные излучающие переходы в соответствии с правилами отбора для дипольных переходов: $\Delta L = \pm 1$, $\Delta J = 0 \pm 1$, $\Delta S = 0$.

Подчеркнем, что, как правило, переходы между состояниями с различной мультиплетностью запрещены, так как спин непосредственно не может взаимодействовать с электромагнитным полем. Однако дополнительные взаимодействия электронов, не учитываемые во взаимодействии моментов, могут приводить к образованию дипольного момента и появлению интеркомбинационных переходов, например, к переходу $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$.

в атоме гелия, показанному на рисунке пунктирной линией.

Нижние возбужденные состояния $1s2s^1S_0$ и $1s2s^3S_1$, с которых запрещены оптические переходы в основное состояние, являются метастабильными.

2.3. Энергетические состояния и спектры молекул

Полную внутреннюю энергию молекулы можно представить в виде суммы энергий движения электронов E_e в потенциальном поле ядер атомов, колебательного движения атомов E_v и вращательного движения молекулы E_J относительно центра масс. Хотя эти движения связаны между собой, но в первом приближении законы квантования энергий можно рассматривать независимо друг от друга, так как энергия вращения примерно на два порядка ниже энергии колебаний, которая на два порядка ниже энергии электронного движения.

В приближении жесткого ротора, момент количества движения которого определяется в единицах \hbar вращательным квантовым числом J , $M = \sqrt{J(J+1)}\hbar$, квантование энергии вращательного движения определяется выражением

$$E_J = M^2/2I = J(J+1)\hbar^2/2I,$$

где I – момент инерции молекулы для одной из главных осей молекулы. Расстояние между соседними вращательными уровнями

$$\Delta E_J = (J+1)\hbar^2/I$$

увеличивается по мере возрастания квантового числа J на одну и ту же минимальную для данного типа вращения порцию вращательной энергии $E_{J\min} = \hbar^2/I$, и диаграмма вращательных энергий имеет вид равномерно расходящихся уровней (рис.2.4,а).

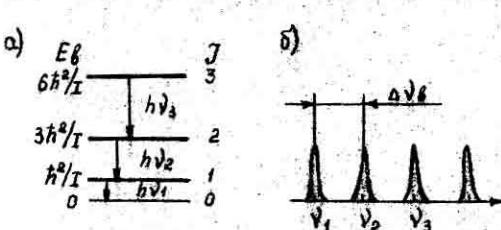


Рис.2.4. Схемы вращательных уровней (а) и спектральных линий (б) двухатомной молекулы

Чисто вращательные переходы могут проявляться на оптических спектрах только у полярных молекул в длинноволновой инфракрасной части спектра. Спектральные линии простой двухатомной молекулы в соответствии с правилом отбора оптических переходов $\Delta J = \pm 1$ (излучательные переходы изображены на рисунке

стрелками) располагаются в шкале частот на эквидистантных расстояниях $\Delta\nu_g = E_{J\min}/\hbar$ (рис.2.4,б). В случае сложных полярных молекул, имеющих различные моменты инерции относительно различных осей вращения, простые диаграммы энергетических состояний для отдельных составляющих вращательного движения перекрываются и результирующие спектры получаются более сложными.

Колебательное движение атомов внутри молекул определяется упругим характером действующих между ними сил. Кривая I на рис.2.5 характеризует зависимость внутренней энергии от расстояния между атомами r двухатомной молекулы: уровень энергии при $r \rightarrow \infty$ соответствует энергии изолированных атомов, снижение энергии при уменьшении r до r_0 отражает преобладающее действие сил притяжения, а увеличение энергии при $r < r_0$ — преобладание сил отталкивания. Если атомам, находящимся на некотором расстоянии r_1 , предоставить свободу, то они будут совершать колебания около положения равновесия в пределах от r_1 до r_2 с полной энергией E' .

При малых амплитудах колебаний потенциальную кривую можно аппроксимировать параболой, что соответствует условию гармонического осциллятора, собственные значения энергий которого квантуются по закону

$$E_v = \hbar\nu_0(v + 1/2), \quad (2.3)$$

где v — колебательное квантовое число, которое может принимать значения 0, 1, 2...; ν_0 — частота собственных колебаний осциллятора, определяемая его упругой постоянной и массой атомов. Спектр энергий гармонического осциллятора состоит из равномерно расположенных уровней энергий (через $\hbar\nu_0$), начиная с уровня нулевых колебаний $\hbar\nu_0/2$. Двухатомные молекулы могут взаимодействовать с излучением за счет изменения колебательного движения только при наличии у них дипольного момента. При этом в соответствии с правилами разрешенных переходов для гармонического осциллятора $\Delta v = \pm 1$ взаимодействие должно происходить на частоте основного тона ν_0 ; соответствующие излучательные переходы показаны на рис.2.5 стрелками.

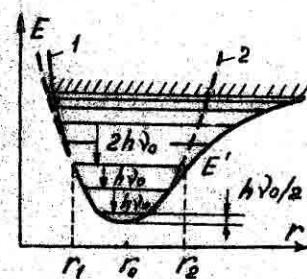


Рис.2.5. Потенциальная диаграмма и схема уровней колебательной энергии молекулы

В реальных молекулах вследствие отклонения потенциальной кривой от параболической зависимости колебательные уровни энергии по мере увеличения квантового числа сближаются, сходясь к уровню диссоциации, и увеличивается вероятность оптических переходов через уровни с $\Delta\nu = 2, 3\dots$, т.е. реальные молекулы взаимодействуют с излучением и на обертонах с частотами близкими к $2\nu_0, 3\nu_0\dots$.

Сложные колебания атомов многоатомных молекул можно рассматривать как суперпозицию независимых нормальных колебаний, число которых определяется числом атомов в молекуле N и равно $3N - 6$ для объемных молекул и $3N - 5$ для линейных. Каждому нормальному колебанию сопоставляется гармонический осциллятор с соответствующей массой, силовой постоянной и нормальной координатой, вдоль которой происходит колебание. Те из них, которые приводят к изменению дипольного момента молекулы, будут взаимодействовать с излучением на частотах колебательных переходов. Колебания тяжелых слабо связанных атомов проявляются на спектрах в области длинных инфракрасных волн, больших 50 мкм; колебания легких жестко связанных атомов проявляются в ближней и средней инфракрасных областях.

На рис.2.6,а в качестве примера приведены нормальные колебания сравнительно простой линейной симметричной молекулы CO_2 : симметричное валентное, деформационное двухкратно вырожденное и асимметричное валентное колебания,

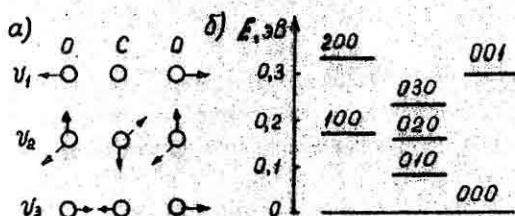


Рис.2.6. Нормальные колебания (а) и диаграмма колебательных уровней молекулы углекислого газа (б).

энергий которых определяются тремя квантовыми числами v_1, v_2 и v_3 соответственно. Низшие колебательные уровни молекулы CO_2 , обозначенные этими числами в последовательности $v_1v_2v_3$, показаны на диаграмме

рис.2.6,б. Деформационным колебаниям соответствуют наименьшие постоянная упругости и ступенька квантования, а асимметричным – наибольшие. Хотя молекула CO_2 не является дипольной, тем не менее деформационные и асимметричные колебания, нарушающие ее симметрию, приводят к образованию колеблющихся электрических диполей, которые

проявляются на оптических спектрах.

Колебательные оптические переходы в молекулах происходят одновременно с изменением энергии вращательного движения. Поэтому на спектрах наблюдаются группы спектральных линий с центром на частоте колебательного перехода: часть линий смещена в сторону низких частот (*P*-ветвь) и соответствует переходам с $\Delta J = \pm 1$ ($\hbar\nu = \Delta E_\nu - \Delta E_J$), а часть — в сторону высоких частот в соответствии с изменением $\Delta J = -1$ ($\hbar\nu = \Delta E_\nu + \Delta E_J$). В сложных молекулах могут происходить оптические переходы с $\Delta J=0$ (*Q*-ветвь), им соответствует одна линия. Схема переходов между двумя колебательными уровнями с учетом вращательной структуры и характерный вид спектра колебательного перехода показаны на рис. 2.7. Количество линий колебательно-вращательного спектра и их интенсивностей объясняется характером заселенности вращательных уровней. В связи с тем, что $\Delta E_J \ll kT$ даже при сравнительно небольших температурах, а степень вырождения уровней по возможным ориентациям момента M_J равна $2J+1$,

вероятность заселения вращательного уровня пропорциональна произведению $(2J+1)e^{-\frac{1}{2}kT(J+1)/2I_kT}$, откуда следует, что вращательные уровни будут при тепловом равновесии возбуждаться до высоких квантовых состояний, и более заселенным будет не основной уровень ($J=0$), а тот, для которого J равно $\sqrt{kT/E_J}$.

Рассмотрим теперь общие закономерности, определяющие структуру электронных состояний и спектров молекулы. Прежде всего подчеркнем, что электронный оптический переход в молекуле сопровождается изменениями колебательной и вращательной энергии, и вместо единичной спектральной линии будет наблюдаться множество линий в сравнительно широкой полосе спектра на частотах, определяемых изменениями колебательной и вращательной энергий: $\nu = (\Delta E_e + \Delta E_\nu + \Delta E_J)/\hbar$.

Электронные состояния молекулы имеют ту же физическую природу, что и в атомах. Однако электрическое поле внутри молекулы не имеет центральной симметрии: в двухатомной молекуле поле симметрично от-

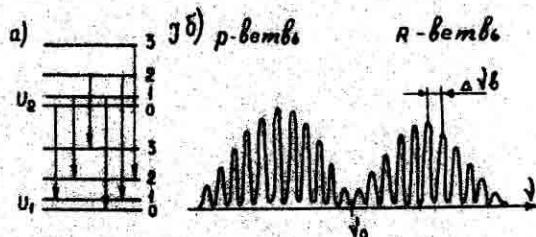


Рис. 2.7. Схема колебательно-вращательных переходов (а) и спектральных линий (б)

носительно оси, проходящей через ядра атомов. Наличие в молекуле физически выделенных направлений приводит к расщеплению уровней вследствие эффекта Штарка и изменяет характер взаимодействий моментов электрона. В сильном направленном электрическом поле физически проявляются проекции орбитальных моментов, значения которых определяются квантовым числом Λ : $M_\Lambda = \Lambda(\Lambda + 1)\hbar$. Термы с различными значениями обозначаются прописными буквами греческого алфавита в последовательности:

$$\Lambda = 0 \ 1 \ 2 \ 3 \ 4$$

обозначение $\Sigma \ \Pi \ \Delta \ \Phi \ \Gamma$

Спины электронов, ориентируясь относительно проекции магнитного орбитального момента, формируют проекции суммарного спинового момента, определяемые квантовым числом Σ . Полные моменты молекулы, равные сумме проекций орбитальных и спиновых моментов, определяются квантовым числом Ω . Состояние электронов молекулы с определенными значениями чисел Λ, Σ, Ω символически записывается в виде $(2\Sigma+1)\Lambda\Omega$. В качестве нижнего индекса у Λ может указываться символ симметрии состояний электронов.

Для анализа электронных переходов с учетом изменения колебательных состояний необходимо рассматривать потенциальные диаграммы молекулярных связей. На рис. 2.8 изображены зависимости потенциальной энергии двухатомной молекулы H_2 от

расстояния между атомами для невозбужденного состояния электронов (кривая 1), возбужденного состояния электронов для случая образования молекулы (кривая 2) и взаимного отталкивания атомов (кривая 3). Напомним, что характер взаимодействия атомов при ковалентной связи определяется ориентацией спинов электронов. Из-за изменения симметрии поля по сравнению с атомом в молекуле уменьшение энергии соответствует антипараллельным спинам, а увеличение энергии (отталкивание атомов) – параллельным спинам.

Заметим, что минимум потенциальной энергии молекулярной связи для возбужденных состояний электронов, как правило, вследствие увеличения разме-

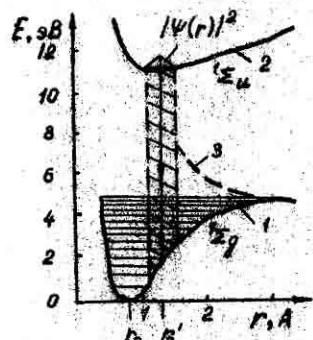


Рис. 2.8. Схема потенциальных диаграмм и электронного перехода в молекуле H_2

ных состояний электронов, как правило, вследствие увеличения разме-

ров орбиталей приходится на большее расстояние между атомами относительно минимума для основного электронного состояния.

При определении изменений колебательного квантового числа, сопровождающих электронный переход, руководствуются принципом Франка-Кондона, согласно которому полагается, что электронный переход происходит за время, много меньшее периода колебаний, и изображается на потенциальной диаграмме вертикальными линиями при фиксированном расстоянии между атомами. Возможные и наиболее вероятные переходы определяются в соответствии с функциями вероятности распределения ядер атомов по расстояниям между ними. Например, если молекула находится на колебательном уровне $U = 0$ возбужденного электронного состояния (рис. 2.8), то излучающие переходы будут происходить преимущественно в заштрихованной области, а наиболее вероятным будет переход, приходящийся на наиболее вероятное расстояние между атомами r_c' .

2.4. Спектроскопические характеристики твердых тел

Твердое тело представляет систему, состоящую из множества атомных ядер и электронов. Энергетические состояния таких систем и возможные оптические переходы весьма разнообразны и зачастую маскируют друг друга, что затрудняет детальную интерпретацию оптических спектров твердых тел. Тем не менее на основе представлений атомно-молекулярной спектроскопии и классической электродинамики можно объяснить как общие оптические свойства различных типов твердых тел, так и дать интерпретацию отдельных спектральных линий.

Как и в случае молекул, колебательное движение атомов (ионов) можно в первом приближении рассматривать независимо от движения электронов. Сложное движение атомов относительно положения равновесия может быть представлено в виде суперпозиции нормальных колебаний – стоячих поперечных или продольных упругих волн, максимальная длина которых определяется размерами твердого тела, а минимальная – расстоянием между соседними атомами. Каждый атом твердого тела, с одной стороны, участвует во всех нормальных колебаниях, а с другой стороны, каждое нормальное колебание является результатом движения всего коллектива атомов. В кристаллической решетке, состоящей из N взаимно связанных атомов, возможно возбуждение $3N$ стоячих волн (нормальных осцилляторов). Этим коллективным волновым движениям частиц твердого тела в квантовой модели можно сопоставить совокупность

квазичастиц (фононов), каждая из которых характеризуется порцией энергии $\hbar\nu_p$ в соответствии с правилом квантования колебательной энергии (2.3), волновым числом $k_p = 2\pi/\lambda$, импульсом $p = \hbar k_p$ и нулевым спином.

Электромагнитные колебания могут взаимодействовать только с такими нормальными колебаниями, которые приводят к переменным дипольным моментам. В ионных кристаллах с простой кубической решеткой таким оптическим колебаниям соответствует смещение подрешеток с положительными и отрицательными ионами относительно друг друга. В отличие от акустических колебаний, при которых соседние атомы или ионы независимо от масс и зарядов колеблются в фазе, в оптических колебаниях соседние положительные и отрицательные ионы смещаются в противоположных направлениях и при малых и при больших длинах волн. Вследствие этого оптические колебания по сравнению с акустическими характеризуются большей упругой постоянной, слабо зависящей от волнового числа, более высокой частотой колебаний и сравнительно узкой полосой частот. На рис. 2.9 приведены диаграммы смещения цепочки

атомов при поперечных акустических и оптических колебаниях решетки и соответствующие им дисперсионные кривые $\omega(k_p)$

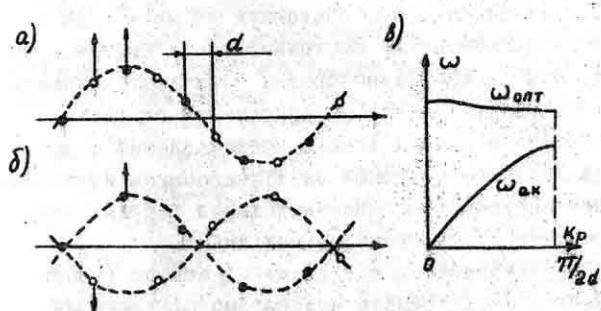


Рис. 2.9. Схема движения атомов в акустических (а) и оптических (б) колебаниях решетки и их характерные дисперсионные зависимости (в)

поглощении возбуждает один фонон $\hbar\nu_p$, закон сохранения энергии и импульса при этом имеют вид: $\hbar\nu_p = \hbar\nu$, $\hbar\vec{k}_p = \hbar\vec{K}$.

В телах со сложной структурой кристаллической решетки оптические взаимодействия могут происходить и с комбинациями различных типов оптических и акустических колебаний. При комбинированном колебании дипольные моменты могут возникать и в кристаллах с ковалентной

В ионных кристаллах свет может непосредственно возбуждать нормальные поперечные оптические колебания. Такой процесс описывается как однофононный: один фотон $\hbar\nu$ при

связью из-за деформаций электронных орбиталей. Законы сохранения при многофононных процессах взаимодействия излучения с колебаниями решетки определяются не непосредственно величинами энергий и импульсов фононов, а их суммой или разностью. Для двухфононного процесса законы сохранения могут иметь следующие комбинации:

$$\hbar\nu = \hbar\nu_{p1} \pm \hbar\nu_{p2}; \quad \hbar\vec{K} = \hbar\vec{K}_{p1} \pm \hbar\vec{K}_{p2}.$$

Спектры поглощения и отражения твердых тел вблизи частот оптических колебаний решетки похожи на зависимости для гармонического осциллятора: на резонансной частоте наблюдается максимальное поглощение, а со стороны высоких частот — область высокого отражения (SiO_2 на рис. 2.10).

Колебания атомов твердого тела определяют и механизмы рассеяния излучения, при которых фотоны не поглощаются полностью, а только частично передают свою энергию и импульс решетке твердого тела: рассеяние Рамана-Мандельштама на оптических фонах и рассеяние Бриллюэна на акустических фонах.

Механизмы взаимодействия света с электронной подсистемой твердых тел весьма разнообразны. В соответствии с особенностями описания и хода спектральных характеристик взаимодействия их можно разделить на следующие основные группы: взаимодействие излучения со свободными носителями заряда, т.е. с электронами в зоне проводимости и с дырками в валентной зоне, межзонные оптические переходы и переходы с участием состояний в запрещенной зоне, обусловленных наличием различных дефектов кристаллической решетки и экситонами.

Электроны проводимости практически полностью определяют оптические свойства металлов. В области частот выше плазменной частоты ($\nu_{pl} \sim \sqrt{N_e e^2}$), соответствующей резонансным колебаниям подсистемы электронного газа относительно ионного острова решетки и приходя-

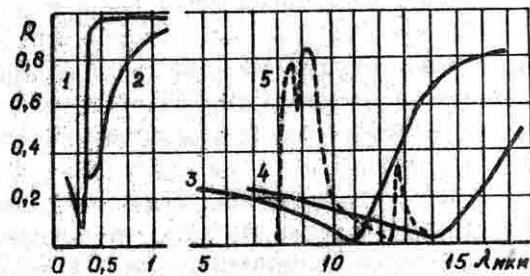


Рис. 2.10. Спектры отражения серебра (1), меди (2), $\text{GaAs}-N_e = 10^{19} \text{ I}/\text{cm}^3$ (3), $\text{GaAs}-N_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ I}/\text{cm}^3$ (4), SiO_2 (5)

щейся при концентрации свободных электронов в металлах $n_e \approx 10^{22} \text{ I/cm}^3$ на ультрафиолетовую область спектра, металлы характеризуются большим коэффициентом отражения излучения и малой (доли микрона) глубиной проникновения света из-за сильного эффекта передачи энергии от ускоряемых электрическим полем электронов кристаллической решетке. Генерируемое внутри металла излучение также будет выходить только из тонких приповерхностных слоев и испытывать сильное отражение на границе раздела.

В полупроводниковых материалах при существенно меньшей концентрации свободных носителей плазменные частоты смешены в область длинных инфракрасных волн; в области $\nu > \nu_{\text{пл}}$, где полупроводники имеют достаточно высокую прозрачность, могут проявляться различные оптические переходы, происходящие внутри материала. Характерные для металлов и полупроводников спектры отражения приведены на рис. 2.IO.

Оптические свойства собственных полупроводников определяются прежде всего электронными переходами между состояниями валентной зоны и зоны проводимости. Собственному или фундаментальному поглощению полупроводников соответствуют широкие спектры с нижней границей энергий поглощаемых фотонов, равной ширине запрещенной зоны $h\nu_{\text{ГР}} = E_C - E_V$ (рис. 2.II, а).

Вероятность межзонных оптических переходов определяется правилами отбора и зависит от структуры зон Бриллюзона по различным кристаллографическим направлениям. Вследствие весьма малой величины импульса фотона по сравнению с импульсом электрона (на длинах волн видимого излучения импульсы фотонов соответствуют изменению энергии электронов на величину порядка 10^{-6} эВ) при непосредственных межзонных излучательных или поглощающих переходах квазимпульс электрона должен сохраняться. На диаграммах зонных структур этому условию соответствуют прямые переходы, изображаемые вертикальными стрелками (рис. 2.II, б, в). Непрямые переходы, т.е. переходы с изменением импульса или волнового вектора электрона, могут происходить только с участием других частиц, взаимодействие с которыми приводит к изменению волнового вектора. Это могут быть фононы, примесные атомы, свободные носители заряда и др. Однако вероятность таких процессов, требующих одновременного участия трех и более частиц, на три-четыре порядка ниже вероятности прямых переходов.

Вследствие этого существенно различаются оптические свойства прямозонных полупроводников, в которых экстремальные значения эне-

ргии в зонах E_V и E_C приходятся на одно и то же кристаллографическое направление, и полупроводников, в которых энергии E_V и E_C соответствуют разным точкам в зонах Бриллюэна (рис.2.II,б,в). В спектрах поглощения непрямозонных полупроводников в области, прилегающей к ν_{gr} и соответствующей непрямым переходам, наблюдается относительное снижение коэффициента поглощения.

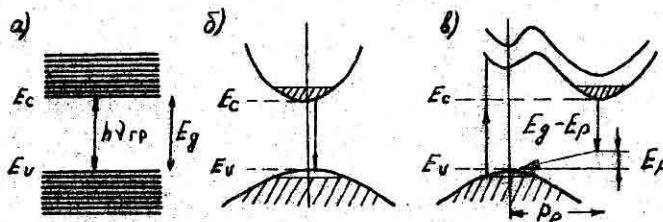


Рис.2.II.Схемы межзонных переходов в полупроводниковых материалах

Более существенное различие между этими типами полупроводников проявляется в их способности испускать световое излучение. Если в полупроводниках с непрямой структурой зон электрон и дырка после возбуждения и быстрой (постоянная времени менее 10^{-12} с) термализации в отдельных зонах группируются при различных волновых векторах, то в прямозонных полупроводниках они группируются при одинаковых волновых векторах, т.е. в них выполняется условие прямой излучательной рекомбинации. Заметим, что вследствие диффузии электронов и дырок, предшествующей рекомбинации, времена их излучательной жизни могут заметно превосходить времена жизни для дипольных электронных переходов в атомах. Излучательные спектры межзонных переходов в отличии от широких спектров поглощения наблюдаются в узкой полосе частот вблизи ν_{gr} .

Наряду с рекомбинационными излучательными переходами зона-зона в полупроводниковых материалах возможны многочисленные излучательные переходы, связанные с уровнями локализованных и нелокализованных состояний электронов в пределах запрещенной зоны. Такие уровни могут принадлежать экситонным состояниям, а также центрам излучения на собственных дефектах решетки (вакансии, междуузельные атомы и др.) или на целенаправленно вводимых примесях – активаторах. Наличие таких состояний расширяет возможности использования полупроводниковых материалов, в том числе и с непрямой структурой зон,

для построения светоизлучающих приборов.

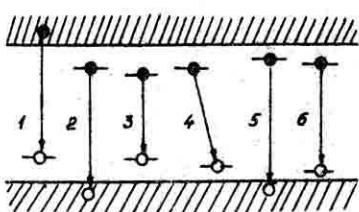


Рис.2.12. Схема излучательных переходов в полупроводниках

ми парой близко расположенных примесных атомов различного типа (4); рекомбинационные переходы через состояния свободного (5) и связанного (6) экситона. Такие переходы обуславливают спектры поглощения и излучения материалов за пределами области фундаментального поглощения, т.е. в области прозрачности собственного полупроводника.

Диэлектрические материалы (кристаллы, стекла и жидкости), имеющие широкие запрещенные зоны и отличающиеся высокой прозрачностью в широкой области спектра от края собственного или экситонного поглощения в ультрафиолетовом диапазоне до решеточного поглощения в инфракрасной области, позволяют создавать на их основе оптические излучающие среды больших объемов путем введения различных активаторов или создания центров окрашивания на различных дефектах кристаллической решетки. Для получения активных сред квантовой электроники особый интерес представляет введение молекулярных красителей в различные среды, а также использование в качестве примесей-активаторов ионов переходных металлов и лантаноидов с незаполненными 3- и 4-оболочками. В результате многочисленных комбинаций орбиталей этих оболочек в пределах запрещенных зон диэлектрических матриц формируются основное и множество возбужденных электронных состояний. Запрещение оптических переходов между этими состояниями для свободных ионов в твердом теле и в жидкостях частично снимается вследствие индуцирования электрических дипольных моментов под действием полей соседних атомов и молекул. Влияние колебаний атомов основы среды проявляется в увеличении вероятности безызлучательных переходов между близко расположенными состояниями и в уширении энергетических уровней и спектральных линий.

На рис.2.12 схематически изображены следующие основные излучающие переходы с участием различных состояний электронов в запрещенной зоне: свободная зона – уровень примеси (1); уровень примеси – валентная зона (2); внутрицентровой переход между состояниями одного и того же центра (3); межцентровой или акцепторно-донорный переход между состояниями, создаваемыми

3. ИСТОЧНИКИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Основные свойства теплового равновесного излучения.

Закон Кирхгофа

Тепловое излучение испускается любыми телами при температуре выше абсолютного нуля. Оно обусловлено только тепловыми процессами и в отличие от люминесцентного может быть равновесным внутри больших объемов равномерно прогретых веществ или внутри полости, окруженной равномерно нагретыми стенками. Поясним это понятие и рассмотрим основные свойства равновесного излучения с использованием идеализированной модели тел, помещенных в замкнутую вакуумированную полость, ограниченную идеально отражающей оболочкой. В такой системе полная энергия будет сохраняться постоянной, и с течением времени, независимо от начального состояния, установится термодинамическое равновесие, при котором единая температура всех тел и равновесное распределение энергии между веществом и электромагнитным полем будут сохраняться постоянными.

Так как нагретые тела непрерывно испускают излучение, то сохранение постоянства температуры тел возможно лишь при условии, что каждое тело в единицу времени поглощает ровно столько энергии электромагнитного поля, сколько возвращает ему благодаря тепловому излучению. Важным является то обстоятельство, что баланс процессов поглощения и испускания излучения соблюдается не только для общего потока излучения и тела в целом, а имеет детальный характер, т.е. соблюдается для любых спектральных интервалов, направлений, поляризаций и элементов объемов тел. В противном случае происходила бы перекачка энергии по спектру, направлениям и поляризациям излучения, нарушалось бы температурное равновесие внутри тел, чего в действительности не наблюдается.

В пределах однородной среды равновесное поле излучения изотропно, т.е. яркость излучения постоянна во всех точках и во всех направлениях. При этом характеристики равновесного излучения в вакууме не зависят от физической природы находящихся в равновесной полости тел, что следует из того, что внесение в полость любого дополнительного тела с равновесной температурой не нарушает равновесного состояния находящихся там тел. Следовательно, спектральные плотности энергетических характеристик равновесного излучения в вакууме, например спектральная яркость излучения δ_u , являются

универсальными функциями частоты излучения и температуры, а интегральные энергетические характеристики однозначно определяются температурой.

Из баланса потоков излучения в равновесной полости вблизи любой площадки на поверхности непрозрачного тела dS , под произвольным углом Θ к нормали, в телесном угле $d\omega$, в спектральном интервале $d\nu$: $B_y^0 dS \cos \Theta d\omega d\nu = B_y dS \cos \Theta d\omega d\nu + B_y R_y dS \cos \Theta d\omega d\nu$,

где B_y и R_y - спектральная яркость собственного теплового излучения тела и его отражательная способность соответственно, следует, что

$$B_y = (1 - R_y) B_y^0 = A_y B_y^0, \quad (3.1)$$

где $A_y = 1 - R_y$ - поглощательная способность тела.

Зависимости, аналогичные выражению (3.1), получаются и для прозрачных тел, и для элементов объема внутри сред, и для других энергетических характеристик и являются различными формами закона Кирхгофа для теплового излучения, согласно которому отношение спектральной энергетической характеристики собственного теплового излучения вещества к его спектральной поглощательной способности для одних и тех же частот, направлений и поляризаций равно соответствующей энергетической характеристике равновесного излучения.

Закон Кирхгофа для интегральной яркости излучения тела имеет вид:

$$B(T) = A(T) B^0(T), \quad (3.2)$$

где величина $A(T) = \int_0^\infty B_y A_y d\nu$ является интегральной поглощательной способностью тела при температуре T по отношению к яркости равновесного излучения $B^0(T)$ для той же температуры. Очевидно, что величина $A(T)$ для селективно поглощающих (излучающих) веществ будет различной для различных температур из-за изменения спектрального распределения равновесного излучения с температурой.

Наряду с понятием равновесного излучения в полости часто используется понятие излучения абсолютно черного тела (АЧТ). Под АЧТ понимается такое гипотетическое тело, поглощательная способность которого равна единице на всех длинах волн излучения. В соответствие с законом Кирхгофа собственное тепловое излучение такого тела тождественно равновесному излучению в полости:

$$B_y^{AQT} = A_y^{AQT} B_y^0 \equiv B_y^0; \quad B^{AQT}(T) = A^{AQT}(T) B^0(T) \equiv B^0(T).$$

Для характеристики собственного теплового излучения реальных тел путем его сравнения с излучением АЧТ при той же температуре вводятся спектральные и интегральные коэффициенты или излучатель-

ные способности тел ε_y и $\varepsilon(T)$: $\varepsilon_y = B_y/B^0$; $\varepsilon(T) = B(T)/B^0(T)$. Из сравнения этих соотношений с выражениями закона Кирхгофа (3.1) и (3.2) следуют соотношения $\varepsilon_y = A_y$ и $\varepsilon(T) = A(T)$, которые являются одной из форм закона Кирхгофа.

3.2. Законы спектрального распределения излучения АЧТ

Спектральное распределение объемной плотности энергии равновесного излучения описывается формулой закона Планка (1.9), из которой получается следующее выражение для спектральной плотности яркости равновесного излучения или яркости излучения поверхности АЧТ в шкале частот: $B_y^0 = P^0(\nu)c/4\pi = 2h\nu^3c^{-5}(e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}$.

В шкале длин волн с учетом соотношения $\lambda = c/\nu$ и требования сохранения равенства $B_y^0 d\nu = B_\lambda^0 d\lambda$ при преобразовании спектральных шкал закон Планка имеет следующий вид:

$$B_\lambda^0 = 2hc\lambda^{-5}(e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \quad (3.3)$$

Формулы закона Планка наиболее полно описывают равновесное излучение и являются основой для вывода других формул, описывающих различные характеристики излучения АЧТ. По закону Планка на рис. 3.1, а построены зависимости поверхности плотности излучения АЧТ в полусферу I_λ от длины волны для различных температур. Длина волны λ_m , при которой наблюдается максимум спектрального распределения (координата точки пересечения пунктирной линии с кривой Планка), с увеличением температуры уменьшается в соответствии с зависимостью $\lambda_m T = A = 2897 \text{ мкм}\cdot\text{К}$,

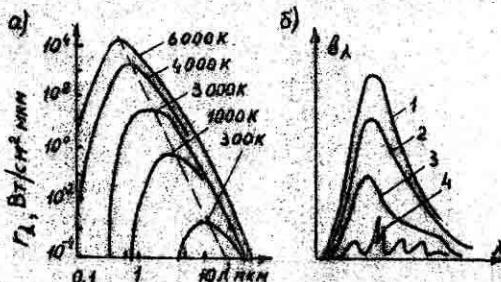


Рис. 3.1. Спектральное распределение излучения АЧТ (а) и реальных тел (б)

известной под названием закона смещения Вина. В шкале частот положению максимума функции Планка соответствует условие $\nu_m/T = 6 \cdot 10^{10} \text{ Гц}/\text{К}$, и ν_m связана с λ_m соотношением $\lambda_m \nu_m = 0,6 \text{ с}$.

Подстановка λ_m из условия (3.4) в выражение закона Планка (3.3) приводит к следующей зависимости величины максимальной спектральной плотности излучения от температуры:

$$r_{\lambda_m}^0 = \pi B_{\lambda_m}^0 = BT^5 = 1.28 \cdot 10^{-15} T^5 \text{ Вт}/\text{см}^2 \text{мкм} , \quad (3.5)$$

Анализ закона Планка в пределе классической электродинамики, т.е. при $h\nu \ll kT$, приводит к закону Релея-Джинса для спектральной плотности излучения:

$$r_\lambda^0 = 2\pi kT \lambda^{-4}. \quad (3.6)$$

Из закона Планка можно определить и зависимость поверхностной плотности потока излучения АЧТ во всем диапазоне длин волн от температуры

$$R^0(T) = \pi \int_0^\infty B_\lambda^0 d\lambda = \sigma T^4 = 5.67 \cdot 10^{-12} T^4 \text{ Вт}/\text{см}^2 \text{К}^4, \quad (3.7)$$

известную как закон Стефана-Больцмана.

Анализируя приведенные зависимости (3.4), (3.5), (3.6) и (3.7) можно оценить общий ход изменений характера излучения АЧТ с изменением температуры: при увеличении температуры общий поток излучения возрастает пропорционально T^4 , при этом спектральная плотность излучения в длинноволновой (низкочастотной) области спектра растет пропорционально T , а в области λ_m она увеличивается пропорционально T^5 , и B_{λ_m} смещается в сторону коротких волн пропорционально T .

3.3. Тепловое излучение реальных тел

Любое реальное тело обычно не находится в тепловом равновесии с окружающими телами и излучением, и отходящее от него излучение в общем случае складывается из собственного излучения тела и из отраженного и прошедшего излучения других тел. Если отсутствие равновесия не влияет существенно на состояние вещества тела, то его собственное тепловое излучение, определяемое его внутренней структурой и температурой, будет таким же, каким оно было бы в равновесной полости, и для расчета его энергетических характеристик можно применять закон Кирхгофа.

По характеру отклонения спектра излучения реальных тел от спектра излучения АЧТ их можно разделить на селективные, у которых излучательная способность зависит от длины волны, и серые тела, излучательная способность которых постоянна в широкой части спектра. Введение понятия серых излучателей расширяет возможности непосредственного использования для практических расчетов законов излучения АЧТ, так как их спектральные характеристики подобны характеристикам АЧТ. На рис. 3.1, б приведены характеристики спектрального распределения

ния излучения АЧТ (1), серого (2), слабого (3) и сильного (4) селективных излучателей. Напомним, что излучение любых тепловых излучателей во всем спектральном интервале не может превышать излучение АЧТ с той же температурой.

Значения излучательных способностей реальных тел обычно определяются экспериментально, в отдельных случаях они могут быть рассчитаны по известным спектроскопическим характеристикам тел.

Излучательные свойства металлов и толстых непрозрачных диэлектриков с идеально гладкими плоскими поверхностями можно определять по Френелевским коэффициентам отражения излучения от границы сред. Металлы отличаются низкой излучательной способностью в инфракрасной части спектра, так как их поверхности характеризуются сильным отражением излучения, и их излучательная способность увеличивается с уменьшением длины волны в соответствии с зависимостью $\varepsilon_\lambda = I - R_\lambda = 0,365 \sqrt{\rho_f / \lambda}$, где ρ_f – удельное сопротивление при заданной температуре в Ом·см, длина волны λ в мкм [5, 6]. Толстые диэлектрики вдали от резонансных взаимодействий характеризуются высокими значениями излучательной способности, слабо зависящими от длины волны. В тонких слоях они становятся сильно селективными вследствие увеличения пропускания в областях прозрачности и проявления сильного отражения и поглощения вблизи полос поглощения [5, 8].

Излучательная способность тел с плоскими гладкими поверхностями зависит от угла визирования излучения и его поляризации. Это видно из приведенных на рис. 3.2 зависимостей Френелевских коэффициентов отражения диэлектриков (а) и металлов (б) для излучения, поляризованного в плоскости падения R_{\parallel} и в перпендикулярном к ней направлении R_{\perp} , и соответствующих им зависимостей излучательных способностей ε_{\parallel} и ε_{\perp} .

Подчеркнем, что полное излучение неравномерно нагретых тел не определяется

законом Кирхгофа, хотя и является тепловым. Для сильно поглощающих неравномерно нагретых тел, например металлов, испускающих излучение

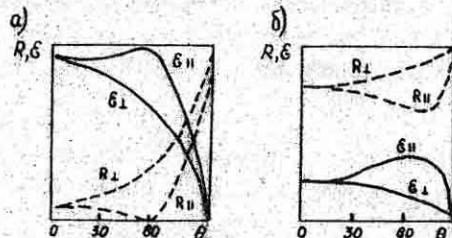


Рис. 3.2. Угловые зависимости излучательной способности диэлектриков (а) и металлов (б)

только из тонких поверхностных слоев, закон Кирхгофа можно применять, беря за основу температуру поверхности. В случае достаточно прозрачных тел, когда излучение выходит из глубинных слоев с различной температурой, закон Кирхгофа в соответствии с принципом локального термодинамического равновесия можно применять только для расчета собственного излучения зон, в пределах которых температуру можно считать постоянной: полный поток излучения всего объема тела определяется с учетом процессов переноса излучения в среде [5].

При увеличении шероховатости поверхностей тел вследствие влияния эффектов отражения происходит увеличение излучательной способности при сглаживании селективностей по спектру и по поляризациям.

4.4. Источники теплового излучения

Как уже отмечалось, источниками теплового излучения являются любые нагретые вещества, это могут быть естественные тела и газы, промышленные сооружения и машины и источники, специально разработанные для технических применений. Рассмотрим некоторые примеры температурных излучателей, применяемых в лабораторной практике и в приборостроении.

В практике метрологического обеспечения оптических измерений и в качестве опорных источников в радиометрической аппаратуре широко используются различные конструкции имитаторов или моделей АЧТ. Наилучшее приближение к характеристикам излучения АЧТ может иметь излучение, выходящее из отверстия в стенке равномерно нагретой полости. В зависимости от требований к степени черноты, угловым характеристикам излучения, уровню нагрева и габаритным размерам используются различные формы полостей (рис. 3.3), материалы и способы нагревания стенок полости [5, 8].

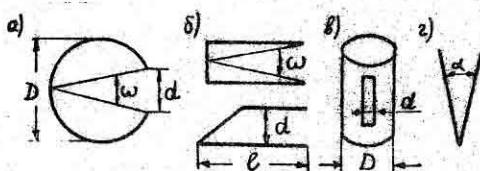


Рис. 3.3. Формы полостей моделей АЧТ

где в отверстие по различным направлениям в различных телесных углах.

Степень приближения излучательной способности отверстия полости κ единице оценивается обычно расчетом коэффициента поглощения полости для излучения, входящего в отверстие по различным направлениям в различных телесных углах.

Конструкции моделей АЧТ в виде сферической полости с малым отверстием (рис.3.3,а) обеспечивают наибольшее приближение к АЧТ для излучения в полусфери. Однако сферические полости неудобны в изготовлении и характеризуются большими габаритами относительно размеров отверстия. Оценка излучательной способности отверстия для полости с диффузным характером отражения стенок при малых значениях отношения d/D или отражательной способности стенок R_c может проводиться по формуле, полученной для поглощательной способности модели с учетом выхода через отверстие части излучения, однократно отраженного от стенки полости:

$$\varepsilon = 1 - R_c \omega / \pi ,$$

где ω – телесный угол, под которым видно отверстие из точки на противоположной стенке полости.

Более удобным с технологической точки зрения и для техники обеспечения нагрева являются цилиндрические полости с выходом излучения через отверстие на торце цилиндра (рис.3.3,б). При визировании дна цилиндра в телесном угле ω такие полости при $d/l > 5$ обеспечивают примерно такую же излучательную способность, как и сферические полости с $d/D \approx d/l$. При меньших значениях d/l для увеличения ε прибегают к дополнительному чирнению дна полости, его скшиванию относительно оси цилиндра или к гофрированию.

При необходимости иметь излучатель вытянутой формы используются цилиндрические полости со щелью на боковой поверхности (рис.3.3,в), которые имеют высокую излучательную способность при $d/l > 5$.

Высокую излучательную способность обеспечивают и конусные или клинообразные полости (рис.3.3,г) с зеркально отражающими стенками и углом при вершине $\alpha \approx 15^\circ$: $\varepsilon = 1 - R_c^n$, где n – число отражений, которое испытывает луч внутри полости.

При необходимости создания излучателей с большой поверхностью строятся многокамерные модели АЧТ, состоящие из примыкающих друг к другу полостей с относительно малыми размерами по глубине.

Среди промышленных источников света следует выделить электрические лампы накаливания с телом накала, изготовленным из вольфрама и помещаемым в вакуумированные или газонаполненные стеклянные колбы [6, 7, 8]. Вольфрам допускает высокую температуру нагрева: до 2500 К в вакууме, до 2800 К в атмосфере инертных газов и выше 3000 К с иодным циклом в кварцевых колбах. При таких температурах максимум

излучения вольфрама приходится на область прозрачности материалов колбы ($0,3 - 3 \text{ мкм}$), а его отдача в указанном интервале волн несмотря на сравнительно низкую излучательную способность вольфрама выше отдачи излучения АЧТ вследствие селективности излучательной способности вольфрама (рис. 3.4).

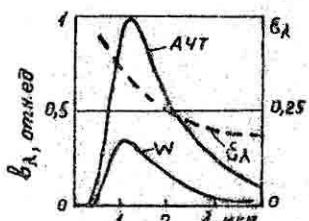


Рис. 3.4. Спектры излучения АЧТ и вольфрама

источников излучений в инфракрасных спектрометрах широко применяются штифты из карбida кремния с различными присадками, увеличивающими излучательную способность и рабочую температуру в воздухе до 1400 K [5, 8].

4. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ИСТОЧНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. Элементарные процессы возбуждения и излучения в плазме газового разряда

В газоразрядных источниках света часть электрической энергии, подводимой к разрядному промежутку, преобразуется в результате ускорения свободных и возбуждения связанных заряженных частиц в электромагнитное излучение. Не вдаваясь в детали этих преобразований рассмотрим следующие основные процессы, которые определяют общий характер излучения газоразрядной плазмы.

1. Передача энергии от электрического поля частицам газовой среды осуществляется в основном через ускорение свободных электронов: в среднем на длине свободного пробега в направлении поля электрон приобретает в процессе ускорения порцию энергии ΔE_e .

2. Упругие соударения электронов с частицами газа с обменом только кинетическими энергиями происходят при любых энергиях электронов: вследствие большой разности масс энергия, передаваемая электронами частицам газа в среднем при каждом соударении ΔE_g , составляет небольшую долю средней энергии электронов E_e , которая в зависимости от режима разряда изменяется от долей до единиц электронвольт.

3. Неупругие удары первого рода при однократном взаимодействии

с быстрым электроном могут приводить к переходу электрона атома в одно из возбужденных состояний или в состояние ионизации. Такие переходы возможны только при соударениях с электронами, энергия которых больше энергии возбуждения E_g или ионизации E_i ; вероятность их определяется функцией распределения электронов по энергии $f(E)$ и эффективными сечениями соответствующих взаимодействий σ : $\int_0^{\infty} \sigma(E) f(E) dE$. Из рассмотрения приведенных на рис. 4.1 зависимостей $f(E)$ и $\sigma(E)$ следует, что в разряде преобладают упругие удары, а возбуждение электронов при однократном ударе преимущественно происходит в нижние возбужденные состояния, переходы в которые соответствуют электрическим дипольным моментам (оптически разрешенные переходы).

4. Ступенчатые процессы возбуждения и ионизации, при которых ранее возбужденный атом переходит в более высокие возбужденные состояния или в состояние ионизации, а также удары 2-го рода, при которых внутренняя энергия возбужденных атомов или энергия рекомбинации передается другим частицам, могут играть заметную роль только в таких условиях, когда среднее время между соударениями соизмеримо со временем жизни электронов в возбужденных состояниях. Вероятность этих процессов возрастает с увеличением плотности частиц газа и плотности электрического тока, а также сильно зависит от наличия у частиц газа метастабильных состояний.

5. Излучательные переходы между состояниями связанных с атомом электронов проявляются в виде линейчатых спектров. Среди этих переходов в теории излучения плазмы выделяют переходы из нижних возбужденных состояний в нормальное состояние; по традиции излучение, соответствующее этим переходам, называется резонансным, а все остальные виды излучения терминологически относятся к нерезонансным.

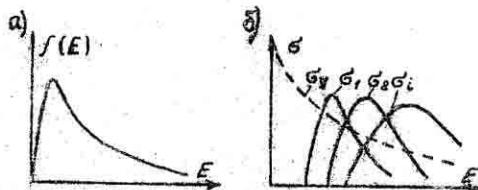


Рис. 4.1. Характерные зависимости для распределения электронов по энергиям (а) и эффективных сечений взаимодействия электронов с частицами газа при упругих ударах (σ_y), возбуждении электронных состояний (σ_1, σ_2) и ионизации (σ_i) от энергии электронов (б)

6. Рекомбинационные или свободно-связанные излучательные переходы проявляются в виде сплошных спектров в различных диапазонах волн в соответствии с уровнями энергии связанных состояний, в которые переходят свободные электроны, и сплошным спектром кинетической энергии свободных электронов.

7. Тормозное излучение проявляется в виде сплошного спектра в широкой полосе частот, верхняя граница которой определяется максимальной кинетической энергией электронов.

8. При наличии в плазме газового разряда молекул в излучении плазмы проявляются характерные молекулярные спектры, обусловленные электронными, колебательными и вращательными переходами.

9. Столкновения частиц газа носят в основном упругий характер, и только при больших давлениях и высоких температурах они играют заметную роль в процессах возбуждения и ионизации.

Характер распределения подводимой к газовому разряду мощности между различными составляющими отвода мощности и соотношения между рассмотренными элементарными процессами сильно зависят от режима разряда, который определяется прежде всего давлением газа и плотностью электрического тока, а также зависит и от рода газа.

4.2. Общие свойства и характеристики излучения газоразрядных источников света

Электрическая мощность, выделяемая в плазме положительного столба разряда, расходуется в основном на излучение и нагрев газа и колбы лампы. На рис. 4.2, а, б представлены доли полной мощности, расходуемое на излучение резонансных линий (η_p), нерезонансное излучение (η_{nr}), нагрев газа (η_g) и колбы (η_k), в зависимости от давления атомарного газа при плотностях электрического тока в несколько $\text{Ма}/\text{см}^2$ (а) и несколько $\text{А}/\text{см}^2$ (б). Объясним эти закономерности с учетом изменений ролей различных элементарных процессов.

При низких давлениях (до нескольких мм рт.ст.), т.е. в условиях сравнительно редких соударений частиц в объеме и больших длин свободного пробега, порция энергии ΔE_e будет превышать величину E_g , и, как следствие этого, средняя энергия свободных электронов E_e и условная температура электронного газа T_e ($kT_e = E_e$) могут существенно превосходить соответственно среднюю энергию частиц газа и его температуру T_g , которая определяется температурой колбы и примерно

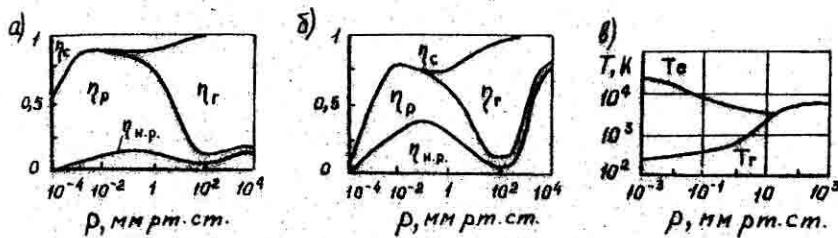


Рис. 4.2. Характерные изменения баланса мощности положительного столба разряда (а, б) и температур T_e и T_r (в) от давления

равна температуре окружающей среды. Быстрые электроны с большой длиной пробега будут равномерно по объему колбы ионизировать и возбуждать атомы, причем при низких плотностях тока преимущественно до нижних резонансных уровней. Этим объясняется большой выход резонансного излучения (рис. 4.2, а). При повышении плотности тока вследствие увеличения вероятности ступенчатых процессов будет происходить перераспределение энергии в пользу нерезонансного излучения (сравни рис. 4.2, а и рис. 4.2, б).

Выделение большой доли энергии на стенах колбы при низких давлениях объясняется бомбардировкой стенок быстрыми электронами и безызлучательной рекомбинацией на ней положительных ионов.

Таким образом, при низком давлении атомы возбуждаются преимущественно за счет соударений I-го рода с быстрыми электронами, и газоразрядная плазма является люминесцентным излучателем. При малой плотности плазмы практически все генерируемые в объеме разряда фотоны выходят наружу, их число непосредственно определяется числом возбужденных атомов. Свечение равномерно по объему колбы. Спектр излучения состоит из узких спектральных линий с преобладанием резонансных линий (рис. 4.3, а).

По мере увеличения давления до 100 мм рт.ст. происходят наиболее сложные изменения в балансе элементарных процессов. Увеличение частоты упругих соударений электронов с частицами газа приводит к увеличению доли энергии, затрачиваемой на нагрев газа, и росту температуры T_r , при этом температура электронного газа T_e снижается из-за уменьшения длины свободного пробега электронов и порций энергии ΔE_e . Схематически ход зависимостей T_r и T_e от давления показан на рис. 4.2, в. При давлении порядка 100 мм рт.ст. между электронами

и атомами наступает состояние, близкое к равновесному с $T_g \approx T_e \approx 6000$ К.

Эти факторы в основном определяют и изменение характера возбуждения атомов и излучения плазмы. Возрастает роль ступенчатых процессов, увеличивается интенсивность рекомбинационного и тормозного излучения, и в целом увеличивается нерезонансное излучение относительно линий резонансного излучения (сравни рис.4.3,а и рис.4.3,б). На формирование выходящего из плазмы излучения все большую роль оказывают тушащие соударения, поглощение и диффузия излучения. В общем энергетическом балансе доля энергии, идущая на излучение, уменьшается относительно внутренней энергии плазмы, которая приближается к равновесию между ударами 1-го и 2-го рода, число которых начинает превышать число выходящих из плазмы фотонов.

При дальнейшем повышении давления изменяется внешний вид разряда. Процессы теплопроводности через газ приводят к градиенту температуры: в прилегающих к стенкам колбы областям газ будет более холодным, чем в приосевой области. Это приводит к перераспределению плотности частиц газа и к стягиванию разряда в шур, чему соответствует резкое снижение доли мощности, отводимой на нагрев стенок колбы при $p \geq 100$ мм рт.ст.

Таким образом, при высоких давлениях плазма газового разряда в целом будет близка к равновесной, возбуждение частиц и интенсивность излучения будут определяться ее температурой; к расчету мощности излучения плазмы можно применять принцип локального термодинамического излучения. Спектр излучения будет характеризоваться сильно уширеными спектральными линиями атомов с преобладанием сплошного спектра тормозного и рекомбинационного излучения (рис.4.3,в). Наблюдаемое при больших токах и давлениях увеличение доли мощности излучения в общем энергетическом балансе плазмы обусловлено ростом температуры и соответствующим ему ростом интегрального теплового излучения (3.7).

Возможности расширения контрагированного канала разряда при увеличении тока ограничиваются увеличение температуры и яркости излучения ламп, работающих в непрерывном режиме. Использование импульсных режимов позволяет доводить плотности тока до значений порядка 10^5 А/см² и получать температуру выше 10^4 К. Сплошной спектр излучения импульсных ламп высокого давления близок к тепловому с высокой температурой (рис.4.3,г).

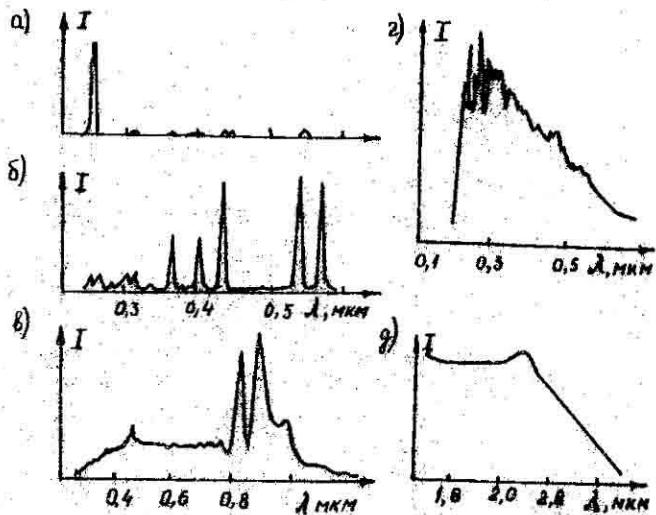


Рис. 4.3. Спектры излучения ртутных (а, б), ксеноновой (в), импульсной ксеноновой (г) и водородной (д) ламп

Газовые разряды в молекулярных газах позволяют получать характерные для молекул электронные колебательные и вращательные спектры, в частности, широкие полосовые спектры электронных переходов (рис. 4.3, д.).

На основе газового разряда создаются также источники света, в которых используется тепловое излучение разогреваемых газовым разрядом электродов, и источники низкой яркости с прикатодной областью свечения тлеющего разряда.

Разнообразие процессов возбуждения и излучения, большие возможностиарьирования этими процессами путем применения для наполнения колб различных газов и паров веществ, а также изменением давления и плотности электрического тока, позволяют создавать источники света с разнообразными спектральными и энергетическими характеристиками. По сравнению с источниками теплового излучения они имеют значительно меньшую инерционность, позволяют генерировать излучение в заданном диапазоне волн, достигать более высоких уровней яркости и больших КПД, при большом сроке службы.

5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

5.1. Порошковые и пленочные поликристаллические излучатели

Возбуждение люминесценции полупроводниковых материалов можно осуществлять приложением к ним сильных электрических полей с напряженностью 10^5 В/см и выше. Образование электронов и дырок под действием сильных полей может происходить в результате ударной ионизации атомов основного вещества и примесей быстрыми электронами и туннелирования электронов.

На этих механизмах основана работа порошковых излучателей (рис. 5.1, а), в котором излучающий слой (2) располагается между электродом (1) и прозрачной подложкой (4) с покрытием (3) из проводящего прозрачного материала, например SnO_2 . Излучающий слой образуется из мелких (1 - 10 мкм) частиц люминофора, расположенных в диэлектрической среде, которая препятствует протеканию тока и способствует увеличению локальных электрических полей на зернах люминофора.

Такое устройство может работать только при приложении к нему переменного напряжения. В каждый полупериод образующиеся свободные

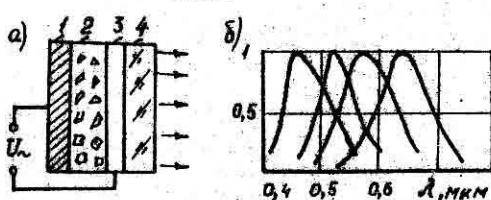


Рис. 5.1. Схема устройства (а) и спектры излучения (б) порошкового полупроводникового излучателя

электроны смещаются в пределах отдельных частиц к положительному электроду, а в направлении на отрицательный электрод накапливаются ионизированные центры сечения. При смене полярности свободные электроны получают возможность двигаться к ионизированным центрам и ре-

комбинировать с испусканием фотонов. В качестве люминофора широко применяется сульфид цинка, активированный различными примесями, образующими акцепторно-донорные пары. Например, введение меди (междуузельное расположение) и хлора (замещение серы) создает акцепторно-донорные пары, оптические переходы между уровнями которых ответственны за зеленое свечение люминофора. Введение различных примесей

позволяет получать различную цветность свечения люминофора (рис. 5.1, б).

В промышленных образцах порошковых излучателей возбуждение осуществляется переменным напряжением синусоидальной формы с действующим значением 50 - 200 В на частотах от 400 до 1000 Гц.

Возможно также построение пленочных излучателей, работающих на постоянном напряжении и способных пропускать электрический ток. Такие излучатели реализуются, например, на основе ZnS , активированного марганцем. Излучающие слои в этом случае изготавливаются в виде поликристаллических пленок, приложении к которым напряжения 25 - 30 В происходит возбуждение электронов из-за эффектов сильного поля. Возможность работы на постоянном токе определяется тем, что в люминофорах такого типа происходят внутрицентровые излучательные переходы между уровнями иона активатора. В порошковых и пленочных излучателях возможно также возникновение свечения вследствие инжеекции носителей через потенциальные барьеры в областях контактов между отдельными кристаллами.

Рассмотренные типы излучателей характеризуются малой яркостью излучения и низким КПД порядка 0,1%, но они имеют большой срок службы при низком уровне потребляемой мощности и успешно используются в устройствах отражения информации в виде символов (буквы, цифры и т.п.) и матричных экранов.

5.2. Инжекционная люминесценция. Светодиоды

Одним из наиболее эффективных методов создания неравновесной населенности в полупроводниковых структурах является инжекция неосновных носителей при пропускании прямого тока через р-п-переход. Непосредственное преобразование энергии электрического тока в энергию электромагнитного излучения при инжекционной люминесценции характеризуется высоким внутренним квантовым выходом (отношение числа генерируемых фотонов к числу рекомбинируемых пар носителей заряда, которое может приближаться к единице в полупроводниках с большой вероятностью излучательной рекомбинации).

Однако внешний квантовый выход реальных приборов, особенно для диодов с гомоструктурным переходом, существенно меньше единицы. Это объясняется сильным поглощением излучения при проходе через слои с той же шириной запрещенной зоны, что и в области генерирования света, и потерями на отражение излучения при выходе из структуры свето-

диода: из-за сравнительно большого коэффициента преломления полупроводниковых материалов они характеризуются большим коэффициентом отражения и малым углом полного внутреннего отражения (рис. 5.2, а). Часть энергии теряется также на электрический нагрев прибора.

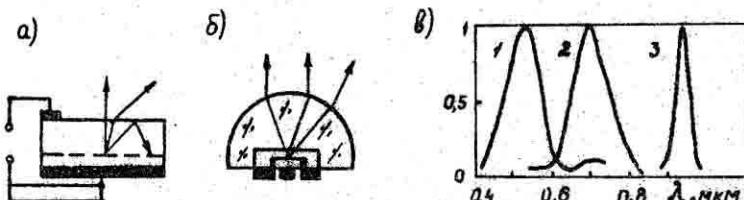


Рис. 5.2. Схемы устройства (а, б) и спектры излучения (в)
светодиодов

Для увеличения доли излучения, выходящей в окружающее пространство, используются гетероструктурные переходы с односторонним инжектированием носителей заряда из широкозонного эмиттера в узкозонную базу, ширина запрещенной зоны которой определяет длину волны излучения, а вывод излучения производится через прозрачный для него эмиттер. Используется и двухстороннее ограничение узкозонной области генерирования широкозонными материалами различного типа проводимости, например узкой области GaAs- материалами на основе AlGaAs.

Для уменьшения потерь на отражение применяются плоские просветляющие покрытия выходного "окна" или покрытия в виде сферической линзы (рис. 5.2, б). Эти и другие конструктивно-технологические приемы позволяют существенно поднять внешний квантовый выход светодиодов до уровня порядка 0,1.

Использование материалов с различной шириной запрещенной зоны и с различными примесями дает возможность создавать светодиоды, генерирующие на различных длинах волн в видимой и инфракрасной областях спектра. На рис. 5.2, в приведены спектральные характеристики излучения светодиодов на основе GaP (1, 2) и GaAs (3).

Основными достоинствами светодиодов являются низкое рабочее напряжение (от 1 до 5 В), малая инерционность (до 10^{-9} с) и возможность управления временным и энергетическими характеристиками излучения непосредственно изменением тока в низковольтных цепях.

6. ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРОВ

6.1. Лазерные активные среды

Необходимым условием для получения эффекта усиления или генерирования света за счет вынужденного излучения является перевод атомной системы в состояние с инверсной населенностью энергетических уровней лазерного перехода. Для создания инверсии используются различные методы возбуждения или накачки активной среды, основанные на балансе процессов заселения верхнего лазерного уровня и опустошения нижнего лазерного уровня. Применение того или иного способа возбуждения определяется агрегатным состоянием вещества активных сред, их оптическими и электрическими свойствами, спектроскопическими и релаксационными характеристиками участвующих в обеспечении инверсной населенности состояний и временными режимами работы среды. Так для поддержания инверсии в непрерывном режиме генерирования принципиальное значение имеет скорость опустошения нижнего лазерного уровня, в импульсном режиме важнее обеспечить избирательность заселения верхнего лазерного уровня. Рассмотрим примеры наиболее распространенных методов накачки активных лазерных сред.

Метод оптической накачки, основанный на переводе частиц в возбужденное состояние в результате поглощения излучения вспомогательных источников света, является наиболее универсальным и может применяться для накачки любых сред. Однако его применение для накачки атомарных газовых сред ограничено возможностями подбора узкополосных источников мощного излучения (обычно для этих целей используются вспомогательные лазеры), а в случае полупроводниковых материалов – незначительной глубиной проникновения света в среду. Оптическая накачка наиболее подходит для активированных диэлектрических сред на основе кристаллов, стекол, жидкостей и пластмасс. Широкие полосы поглощения этих сред позволяют использовать для накачки широкополосное излучение мощных тепловых и газоразрядных источников света [9, 12, 13, 16].

На рис. 6.1 приведена упрощенная схема переходов при оптической накачке

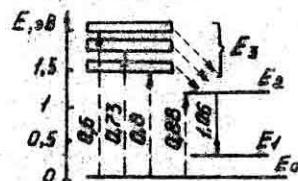


Рис. 6.1. Схема оптической накачки ионов Nd^{3+}

среды, активированной ионами неодима Na^{3+} : в результате поглощательных переходов $E_0 \rightarrow E_3$ (пунктирные стрелки) и быстрых релаксационных безызлучательных переходов $E_3 \rightarrow E_2$ и $E_1 \rightarrow E_0$ (пунктирные стрелки) обеспечивается инверсия и лазерный переход между уровнями E_2 и E_1 (сплошная стрелка). Цифры у переходов (здесь и далее) указывают значения длин волн излучения в микронах.

Для возбуждения частиц газообразных сред в лазерной технике широко используются неупругие соударения I-го рода с электронами и 2-го рода с частицами вспомогательных газов в газовых разрядах [4, 10].

Наибольшую селективность заселения верхних лазерных уровней обеспечивают процессы резонансной передачи энергии от частиц вспомогательного газа к частицам основного газа при практически равных значениях энергий их возбужденных состояний. Увеличение вероятности резонансной передачи энергии достигается путем повышения концентрации частиц вспомогательного газа и подбором режима газового разряда. Желательно также, чтобы состояния вспомогательного газа, участвующие в резонансной передаче энергии были бы метастабильными. Процессы резонансной передачи энергии могут использоваться и для опустошения нижнего лазерного уровня. На этих принципах основано обеспечение инверсии между возбужденными электронными состояниями атома неона в смеси с гелием и между колебательными уровнями молекулы CO_2 в смеси с азотом. Основные переходы в этих средах показаны на рис. 6.2.

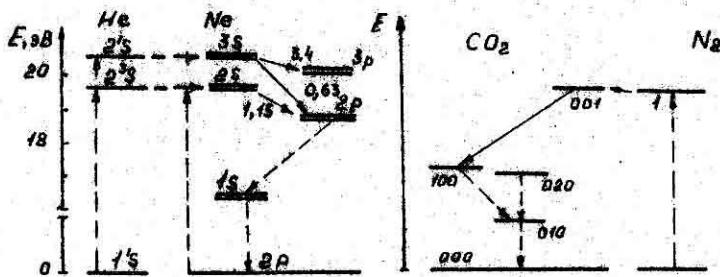


Рис. 6.2. Схемы уровней и переходов в He-Ne- и CO_2 -лазерах

Для получения инверсной населенности между возбужденными состояниями ионов используется резонансная передача энергии при пере-

зарядке ионов и нерезонансный процесс ионизации Пеннинга. На рис. 6.3, а показана схема накачки атомов кадмия: метастабильные состояния гелия 2^1S_0 и 2^3S_1 преимущественно возбуждают P -состояния Cd^+ , время жизни которых (10^{-7} с) больше времени жизни P -состояний (10^{-9} с).

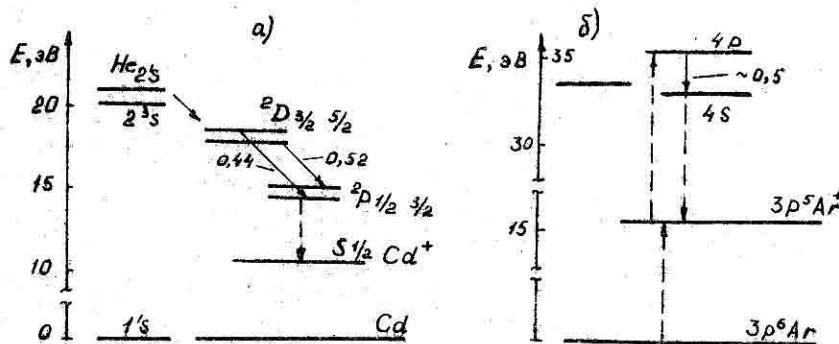


Рис. 6.3. Схемы основных переходов в $He-Cd^+$ (а) и Ar^+ (б) лазерах

Неупругие соударения частиц газа с электронами, распределение которых по энергиям близко к максвелловскому, могут приводить к инверсии населенности уровней, отличающихся эффективными сечениями возбуждения или временами жизни. Так в ионном аргоновом лазере (рис. 6.3, б) при меньшей скорости возбуждения $4p$ -состояний по сравнению со скоростью возбуждения $4s$ -состояний между ними может поддерживаться стационарная инверсия за счет большого различия времен жизни этих состояний: $\tau_p = 10^{-8}$ с, $\tau_s = 10^{-9}$ с [4, 10].

При соударениях электронов с атомами паров меди (рис. 6.4, а) электроны из основного состояния $2^3S_{1/2}$ преимущественно переходят в P -состояния (дипольные переходы) и слабо возбуждаются метастабильные S -состояния. Инверсия между такими состояниями может быть получена только в импульсном режиме, так как в результате лазерных переходов долгоживущие метастабильные состояния быстро заселяются, и инверсия ликвидируется. Такие переходы называются самоограниченными [4, 10].

Возбуждение частиц газообразных сред может осуществляться не только теми электронами, которые образуются в результате ионизации в процессах газового разряда, но и электронами, предварительно ра-

зогнанными до больших энергий или образованными в объеме газа внешними ионизаторами. Такой метод применяется, например, для возбуждения атомов инертных газов, способных образовать молекулы в возбужденных электронных состояниях. Переход электронов в таких молекулах в нормальные состояния приводит к разлету атомов, т.е. к эффективному опустошению их нижнего уровня. На рис.6.4,б схема таких переходов показана на диаграммах энергии двух атомов ксенона в зависимости от расстояния между ними. Лазеры, работающие на этом принципе накачки, получили название эксимерных [4, 9, 10].

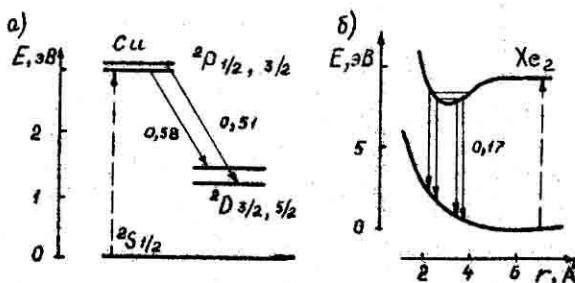


Рис.6.4. Схемы переходов в лазере на парах меди
(а) и ксенонового эксимерного лазера (б)

Преимущественное заселение высоких возбужденных состояний при рекомбинации ионов также может быть использовано для получения инверсии населенностей уровней. Преобладание рекомбинационного заселения уровней над процессами их заселения при возбуждении из нижних состояний наблюдается при рассасывании плотной высокоионизированной плазмы после окончания импульсного газового разряда или в движущейся плазме в процессе ее охлаждения при резком расширении [4, 10]. В частности, рекомбинационная или плазменная накачка успешно реализуется на электронных переходах эксимерных молекул в основное состояние.

Нагрев газа с последующим резким охлаждением может приводить к инверсии населенностей уровней с различными временами жизни. Такие условия выполняются для колебательных уровней 001 и 100 молекулы CO_2 (рис.6.2,б) при нагревании смесей $CO_2-H_2-H_2O$ до 1400 К при давлении порядка 10 атм. с последующим расширением в сверхзвуковом со-пле [4, 9, 10]. Зависимости отношений населенностей уровней 100 и 001 к населенности основного состояния от расстояния, проходимого

смесью газов в зоне расширения, приведены на рис.6.5,а. Лазеры, в которых инверсия создается при быстром расширении газов, называются газодинамическими.

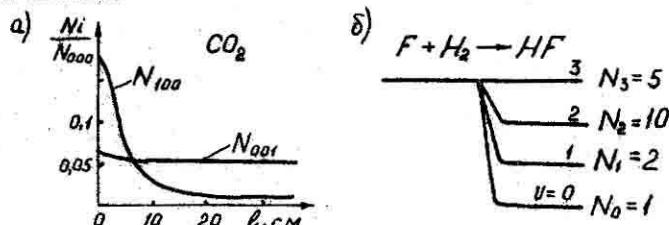


Рис. 6.5. Населенности колебательных уровней молекул CO_2 (а) и HF (б)

Химические реакции в газах при преобладании скорости создания соединений в возбужденных состояниях над скоростью их релаксации используются для создания активных сред лазеров, получивших название химических [4, 10]. В качестве примера химической накачки на рис.6.5,б приведены колебательные состояния молекулы HF , которые заселяются за счет реакции $\text{F} + \text{H}_2 = \text{HF} + \text{H}$, и их населенности относительно населенности основного состояния.

В отличии от сред с относительно узкими уровнями энергии инверсия населенностей между состояниями в широких энергетических зонах полупроводниковых материалов определяется не только концентрацией неравновесных носителей, но и характером распределения их по энергиям. Например, при возбуждении полупроводника сильным электрическим полем происходит не только ионизация частиц, но и ускорение носителей заряда в зонах, что приводит к распределению их по энергиям, подобному равновесному распределению при больших температурах. Инверсия может образоваться после резкого снятия возбуждения из-за большой разницы времен рекомбинации (более 10^{-3} с) и термализации электронов в пределах отдельных зон (менее 10^{-12} с): электроны зоны проводимости, прежде чем успеют рекомбинировать, занимают нижние состояния зоны проводимости, а дырки переходят на верхние состояния валентной зоны. Если при этом квазиуровни Ферми для электронов F_e и для дырок F_p заходят в пределы соответствующих зон (рис.6.6,а), то для фотонов с энергиями в пределах от E_g до $(F_c - F_p)$ будет выполняться условие инверсии [4, 10, II]. Инверсное состояние может быть создано инъекцией неосновных носителей в узкой зоне вдоль $p-n$ -пере-

хода при сильном легировании р- и н-областей (рис.6.6,б). Более эффективна инжекционная накачка в гетероструктурных переходах, позволяющих реализовать режим сверхинжекции, ограничить диффузию носителей за пределы активной зоны и снизить потери на поглощение генерируемого излучения (рис.6.6,в) [1].

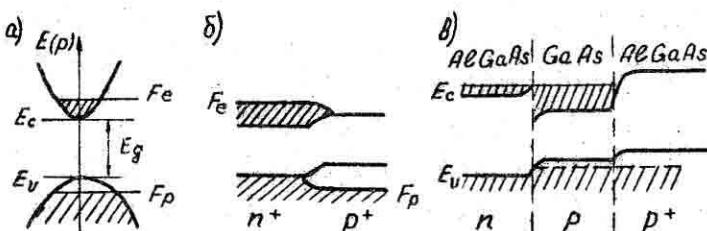


Рис.6.6. Инверсия в прямозонном полупроводнике (а) и инжекционная накачка в гомо- (б) и гетеропереходах (в)

Из рассмотренных примеров видно, что методы создания инверсной населенности в активных лазерных средах весьма разнообразны. Выбор вещества активной среды и метода накачки определяются заданной частотой генерируемого излучения, требованиями к энергетическим и масштабаритным характеристикам лазера, возможностями управления характеристиками его излучения и др.. Напомним, что частоты переходов между возбужденными состояниями атомов приходятся в основном на инфракрасную область спектра; использование электронных переходов в основное состояние атомов и молекул и между возбужденными состояниями ионов дает возможность смещаться в область видимого и ультрафиолетового излучения, а колебательных и вращательных переходов молекул – в инфракрасную область вплоть до диапазона радиоволн.

6.2. Многомодовый и одномодовые режимы лазерной генерации

Спектральное распределение коэффициента усиления на единицу длины активной среды для слабого сигнала, действие которого практически не изменяет создаваемую накачкой инверсную населенность, определяется форм-фактором спектральной линии: $\alpha_0(\nu) = \sigma(\nu) \Delta N_0 = = \sigma \Delta N_0 g(\nu)$ [2]. Эффекты лазерного усиления или генерирования будут наблюдаться только в полосе частот $\Delta\nu_{\Gamma}$, в пределах которой коэффициент усиления $\alpha_0(\nu)$ превосходит коэффициент потерь света в сре-

де или приведенный к единице длины коэффициент потерь α_n , учитывающий общие потери излучения в лазерном генераторе (рис. 6.7, а).

В протяженной в одном направлении активной среде может сформироваться направленное сверхлюминесцентное излучение, спектр которого вследствие резонансного характера усиления будет стягиваться к центральной частоте перехода. Однако по параметрам когерентности такое излучение мало отличается от обычного люминесцентного.

Заметное повышение когерентности оптического излучения может быть достигнуто в генераторных устройствах, в которых активная среда помещается в открытый оптический резонатор, выполняющий роль элемента положительной обратной связи и частотно-селективного фильтра [2, 3, 9]. Открытый оптический резонатор может в простейшем случае состоять из двух плоских зеркал, расположенных параллельно друг другу и перпендикулярно оси активной среды. Для вывода излучения из резонатора одно или оба зеркала делаются частично прозрачными. Высокая степень когерентности излучения может быть достигнута только при генерировании на одной из мод открытого резонатора, под которыми понимаются относительно устойчивые конфигурации электромагнитного поля типа стоячих волн. Ширина линии, соответствующей одномодовой генерации, намного меньше ширины люминесцентной линии лазерного перехода и может в реальных лазерах быть уже естественного уширения линии.

Однако лазерные резонаторы, линейные размеры которых обычно значительно превосходят длину волны генерируемого излучения, имеют плотный спектр резонансных частот. Спектр собственных частот резонатора схематически показан на рис. 6.7, б. При достаточно высоких уровнях накачки полоса усиления лазерной среды может существенно превосходить межмодовое расстояние $\Delta\nu_p$. Вследствие этого лазеры имеют тенденцию генерировать в многомодовом режиме.

Обеспечение работы лазера на одной определенной моде основано на подборе таких соотношений между потерями и усилием излучения в резонаторе, при которых энергетическое условие генерирования выпол-

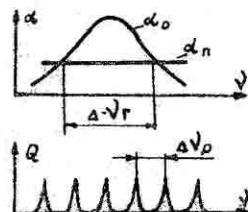


Рис. 6.7. Частотная зависимость усиления лазерной среды и добротности резонатора

няется только для одной выделяемой моды. Так как моды открытого оптического резонатора принято разделять на продольные, отличающиеся друг от друга частотой или числом полуволн, укладывающихся на длине резонатора, и поперечные, отличающиеся структурами полей в поперечном сечении резонатора, то различаются и методы их селекции [3, 12].

Работа лазера на одной продольной моде может быть обеспечена снижением коэффициента усиления среды или увеличением межмодового расстояния $\Delta v_p = C/2L$ при укорочении длины резонатора. Как видно из рис. 6.7, это приводит к генерированию одной моды вблизи центральной частоты перехода. Однако такой прием может приводить к недопустимому снижению мощности излучения лазера и к увеличению числа поперечных мод вследствие увеличения отношения апертуры лазера к длине резонатора при ее уменьшении. Рациональным такой прием может быть только для газовых лазеров с узкими линиями лазерного перехода.

На рис. 6.8 приведены основные приемы селекции продольных и поперечных мод, основанные на использовании внутрирезонаторных элементов.

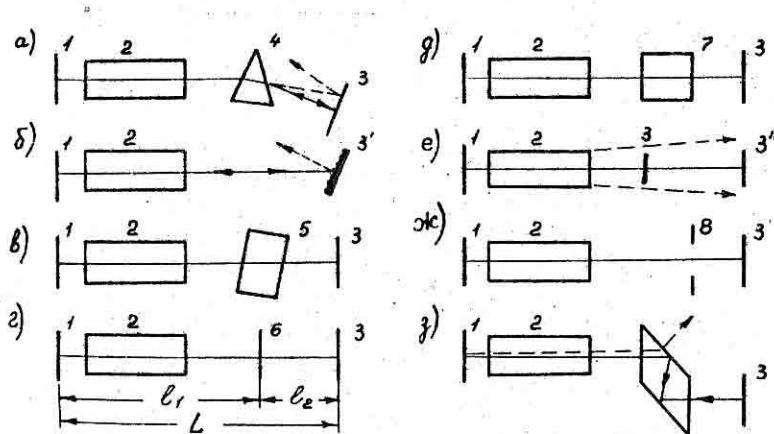


Рис. 6.8. Основные схемы селекции мод оптических резонаторов

Для спектральной селекции лазерного излучения можно использовать различные дисперсионные элементы: призмы, дифракционные решетки, интерферометры и др. (рис. 6.8, а, б, в). Дисперсионные призмы устанавливаются между зеркалами резонатора, дифракционные решетки используются в качестве глухого зеркала резонатора З. Эти элементы

юстируются таким образом, чтобы для излучения выделяемой частоты выполнялось условие многократного прохода излучения в резонаторе, а излучение подавляемых мод отклонялось бы от оси резонатора.

Более высокую степень селекции обеспечивают интерференционные системы фильтрации. Помещение внутрь резонатора эталона Фабри-Перо с малой базой b , отличающегося от лазерного резонатора более редким спектром резонансных частот, при совмещении максимума пропускания эталона с одной из частот резонатора обеспечивает подавления остальных частот. Точная настройка эталона осуществляется его поворотом относительно оси резонатора. Подобный характер имеет и селекция в схеме связанного резонатора (рис. 6.8, г) с дополнительным зеркалом b : подбор расстояний ℓ_1 и ℓ_2 позволяет настраиваться на определенную частоту лазерной генерации.

Осуществить одновременно и селекцию и стабилизацию частоты излучения лазера позволяет введение в резонатор газовых сред с узкой полосой пропускания, например полосой пропускания между двух близко расположенных спектральных линий. Интересным является использование нелинейных эффектов типа лембовского провала, наблюдавшихся в средах с преимущественно допплеровским характером уширения линий при совпадении центральной частоты линии усиления или поглощения с частотой моды лазерного резонатора [10]. Необходимые для этого метода вспомогательные газы могут вводиться в активную среду газовых лазеров или в специальную кювету 7, помещаемую внутри резонатора (рис. 6.8, д).

Селекция поперечных мод лазерных резонаторов основана на использовании увеличения расходности излучения с возрастанием порядка моды.

Использование эффекта увеличения потерь резонатора из-за выхода излучения за пределы его апертуры дает возможность подавить все высшие поперечные моды и выделить излучение первой основной моды с наименьшей расходностью и максимальной интенсивностью излучения в приосевой области резонатора. По схеме рис. 6.8, е это достигается увеличением длины резонатора, например смещением зеркала резонатора в положение 3. В схеме рис. 6.8, ж выделение основной моды осуществляется с помощью внутрирезонаторной ограничивающей диафрагмы 8.

Для выделения основной моды могут применяться и интерферометры Фабри-Перо по схеме рис. 6.8, в. В этом случае используется зави-

симость пропускания эталона от угла падения излучения: если эталон настроен на максимальное пропускание основной моды, то для более высоких мод с большей расходимостью излучения эталон будет менее прозрачен.

Различие в расходимости излучения дает возможность использовать для селекции поперечных мод и эффект полного внутреннего отражения. Если изображенную на рис. 6.8, з призму 9 изготовить таким образом, чтобы для излучения основной моды, направленного вдоль оси резонатора, угол падения на отражающие грани был близок к критическому углу полного отражения, то часть излучения более высоких мод будет проникать за грани призмы и выходить из резонатора. Вносимых таким путем потерь бывает вполне достаточно для селекции основной моды.

В заключении отметим, что спектрально-селективные внутрирезонаторные элементы применяются и для подавления нежелательного излучения в лазерах, активные среды которых способны генерировать на нескольких переходах, например в гелий-неоновых лазерах. Дисперсионные элементы используются и для сканирования частоты генерации лазеров в пределах полосы усиления лазерного перехода или для перестройки работы лазера на различные переходы.

6.3. Непрерывный и импульсные режимы лазерной генерации

В лазерных усилителях при непрерывной накачке и постоянной интенсивности входного излучения в активной среде может устанавливаться стационарный режим, при котором интенсивность излучения и инверсная населенность в каждом поперечном сечении остаются постоянными во времени [4, 9, 10, II]. Установление соответствующего этому режиму баланса процессов поставки частиц на верхний лазерный уровень и их сброса с нижнего лазерного уровня возможно только в средах с малым временем жизни нижнего уровня. При низкой интенсивности усиливаемого излучения I, когда скорость индуцированных излучательных переходов существенно меньше скорости накачки, стационарная инверсия $\Delta N_{ст}$ будет близка к инверсии, создаваемой накачкой в отсутствии внешнего излучения ΔN_0 и определяемой временем жизни верхнего лазерного уровня T , обусловленного спонтанными и безызлучательными переходами. По мере возрастания I и соответствующего увеличения скорости индуцированных переходов (I.5) стационарная населенность будет уменьшаться, а коэффициент усиления на единицу

длины среды будет определяться выражением $\alpha = \alpha_0(1 + I/I_S)$, где I_S – параметр насыщения, равный для линии с однородным характером уширения $\hbar\nu/\sigma\tau$ [4, 10, II]. При $I = I_{\text{пр}}$ наступает насыщение усиления: стационарная населенность устанавливается равной пороговому значению, определяемому потерями излучения на единице длины пути β , $\Delta N_p = \beta/\sigma$. Увеличение накачки в режиме насыщения лазерной среды приводит к увеличению $I_{\text{пр}}$, а не инверсной населенности, которая остается равной пороговой.

В активной среде, помещенной в резонатор, в котором при непрерывной накачке выполняются условия генерирования, также устанавливается режим насыщения со стационарной инверсией, определяемой суммарными потерями на один проход излучения в резонаторе Π , $\Delta N_{p,r} = \Pi/L\sigma$. Характер зависимости мощности индуцированного излучения внутри резонатора P_p определяется следующей зависимостью:

$$P_p = \frac{\Delta N_{p,r} \hbar\nu V}{\tau} (K - 1) = P_S (K - 1), \quad (6.1)$$

где V – объем активной среды, занимаемый генерируемой модой или заполняемый излучением в многомодовом режиме; $K = \Delta N_0 / \Delta N_{p,r}$ – коэффициент уровня накачки; P_S – мощность насыщения.

Мощность излучения лазера соответствует доли мощности P_p , выходящей из резонатора, определяемой отношением полезных и полных потерь резонатора $T/(T + \Pi_B)$:

$$P_A = P_S [\alpha_0 \ell / (T + \Pi_B) - 1] T / (T + \Pi_B) = I_S S (K - 1) T, \quad (6.2)$$

где T – пропускание выходного зеркала резонатора (полезные потери); Π_B – вредные потери на один проход излучения в резонаторе; S – площадь поперечного сечения активной среды, занимаемая генерируемым излучением.

Из выражения (6.2) следует, что при фиксированном уровне накачки существует определенное значение $T_{\text{опт}}$, при котором достигается максимальная выходная мощность лазера P_{lmax} :

$$T_{\text{опт}} = -\Pi_B + \sqrt{\alpha_0 \ell \Pi_B}; \quad P_{\text{lmax}} = I_S S (\sqrt{\alpha_0 \ell} - \Pi_B)^2.$$

Заметим, что если мощность выходящего из лазерного резонатора излучения при увеличении T от значения, соответствующего порогу генерации, проходит через максимум, то мощность индуцированного излучения внутри резонатора (6.1) монотонно возрастает.

Проведенное рассмотрение режима непрерывного генерирования

весьма идеализировано. С точки зрения сохранения характеристик когерентности колебаний и постоянства энергетических параметров этот режим, строго говоря, не является стационарным, что связано со многими принципиальными причинами физической природы и технического характера.

Прежде всего отметим сильное влияние на фазы электромагнитных колебаний флуктуаций спонтанного излучения и срывов колебаний при столкновительных процессах. Важным является и то обстоятельство, что условие стационарного генерирования $\Delta N_{ct} = \Delta N_{pl,g}$ имеет характер динамического равновесия: в результате конкуренции процессов заселения и релаксации лазерных уровней их населенности и интенсивность индуцированного излучения флуктуируют около средних значений. Особенно сильно этот фактор проявляется в режиме многомодового генерирования. В процессах конкуренции мод между собой из-за пространственной модуляции инверсии, различия коэффициентов усиления и потеря в резонаторе и других факторов происходят нестационарные перераспределения мощности между ними и переходы генерации с одной моды на другую.

Существенное ограничение на принципиальные возможности повышения когерентности и стабильности энергетических параметров лазерного излучения накладывают и многочисленные технические причины. Из-за весьма большой разницы между длиной волны и линейными размерами активных сред и резонаторов сильное влияние на формирование полей в резонаторах оказывают неточности калибровки, вибрации, изменения линейных размеров и оптических неоднородностей элементов резонатора во время работы лазера [9, 10, 13].

Таким образом, хотя в лазерных генераторах и происходит упорядочение колебаний, оно не является полным, а лишь приводит к увеличению времени когерентности по сравнению со спонтанным излучением.

Использование специальных приемов организации нестационарной работы лазеров позволяет осуществлять генерирование световых импульсов в широком диапазоне длительностей вплоть до фемтосекундного диапазона. Перечислим основные принципы импульсных режимов работы лазеров.

Импульсный режим свободной генерации, при котором не производится каких-либо целенаправленных изменений параметров резонатора, обеспечивается нестационарной накачкой активной среды, например с помощью излучения импульсных ламп или импульсным током в газораз-

рядных и полупроводниковых лазерах. Если при этом импульс накачки превосходит время релаксации нижнего лазерного уровня и время затухания излучения в резонаторе, то в среднем импульсный режим будет близок к режиму непрерывного генерирования, т.е. $\Delta N_{cp} \approx \Delta N_{л.г.}$, хотя вследствие конкуренции мод и процессов накачки и релаксации, а также из-за технических нестабильностей, излучение единого импульса может разбиваться на ряд регулярных и нерегулярных пиков [3, 9, 10, 11]. Обычно режим свободной генерации используется для получения импульсов миллисекундной и микросекундной длительности.

Разнообразные режимы импульсной генерации могут быть обеспечены целенаправленным изменением потерь резонатора во время действия непрерывной и импульсной накачки. Для этой цели в резонаторах используются различные затворы, способные быстро (за времена, меньшие 10^{-6} с) изменять добротность резонатора. Для модуляции добротности могут быть использованы оптико-механические, электрооптические, акустооптические затворы, а также затворы, действие которых основано на эффектах насыщения поглощения веществ [3, 9, 15]. Модуляция добротности резонатора позволяет осуществлять режимы частотного генерирования при непрерывной накачке и режим одиночного гигантского импульса при импульсной накачке. В последнем случае в лазерной среде до открытия затвора создается инверсная населенность, существенно превышающая пороговую при открытом затворе. Это обеспечивает по сравнению с режимами свободной генерации существенно большие скорости развития процесса генерирования и мощности излучения в импульсе. Длительность получаемых импульсов, определяемая процессами развития и затухания излучения, составляет 10 - 100 нс.

Получение более коротких световых импульсов связано с использованием режима синхронизации продольных мод [3, 4, 9, 10]. При обычной многомодовой генерации фазовые соотношения между различными типами колебаний неупорядочены, и в результате сложения полей различных мод излучения лазера непрерывно флуктуирует. Если же фазы колебаний продольных мод с частотным расстоянием между ними $\Delta\nu_p = c/2L$ были бы фиксированы друг относительно друга, то сложение полей мод приводило бы к периодически повторяющимся всплескам интенсивности излучения:

$$I(t) \sim \sin^2(\pi N \Delta\nu_p t) / \sin^2(\pi \Delta\nu_p t).$$

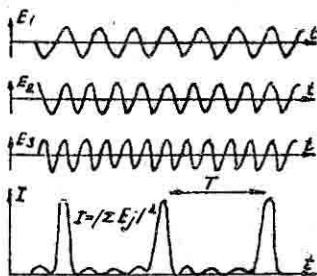


Рис.6.9. Схема образования импульсов излучения при сложении согласованных гармонических колебаний

твора, который открывается на короткое время один раз за каждый период времени T . Если такой модулятор поместить в непосредственной близости от глухого зеркала, то в резонаторе сформируется единичный импульс, совершающий периодические циклы обхода резонатора, а выходное излучение будет состоять из последовательности коротких импульсов, следующих друг за другом с пространственным периодом $2L$. Наиболее короткие импульсы длительностью в несколько пикосекунд получаются при использовании лазерных сред с широкими спектральными линиями, например твердотельных сред, при высоких уровнях накачки и больших длинах резонаторов. Следует подчеркнуть, что синхронизация продольных мод может осуществляться и в режиме автоматической или пассивной синхронизации с использованием фототропных затворов.

Для получения еще более коротких импульсов используются различные способы компрессии импульсов при нелинейных взаимодействиях вплоть до солитонных импульсов длительностью порядка 10 fs [14].

6.4. Применение нелинейных оптических процессов в лазерной технике

Под нелинейными оптическими средами понимаются такие среды, физические характеристики которых зависят от интенсивности проходящего света. К нелинейным процессам относятся, в частности, насыщение усиления лазерных сред или насыщение поглощения. К одним из наиболее интересных нелинейных явлений относятся различные эффекты,

Схематически это иллюстрируется сложением трех гармонических колебаний на рис.6.9. Период следования максимумов интенсивности T определяется только межмодовым расстоянием $T = L/\Delta v_p = 2L/c$ и не зависит от числа мод. Увеличение числа генерируемых мод N приводит к сокращению длительности отдельного импульса, равной примерно T/N .

Обратим внимание на то, что период следования импульсов T равен времени полного обхода излучением резонатора туда и обратно. Отсюда непосредственно следует техническое решение вопроса синхронизации продольных мод с помощью за-

твора, который открывается на короткое время один раз за каждый пе-

риод времени T . Если такой модулятор поместить в непосредственной

близости от глухого зеркала, то в резонаторе сформируется единичный

импульс, совершающий периодические циклы обхода резонатора, а вы-

ходное излучение будет состоять из последовательности коротких им-

пульсов, следующих друг за другом с пространственным периодом $2L$.

Наиболее короткие импульсы длительностью в несколько пикосекунд

получаются при использовании лазерных сред с широкими спектральными

линиями, например твердотельных сред, при высоких уровнях накачки

и больших длинах резонаторов. Следует подчеркнуть, что синхронизация

продольных мод может осуществляться и в режиме автоматической

или пассивной синхронизации с использованием фототропных затворов.

Для получения еще более коротких импульсов используются раз-

личные способы компрессии импульсов при нелинейных взаимодействиях

вплоть до солитонных импульсов длительностью порядка 10 fs [14].

связанные с нелинейной поляризацией сред. При прохождении через вещество излучения низкой интенсивности с напряженностью электрического поля E , намного меньшей напряженности внутренних полей атомов, молекул и твердых тел ($10^7 - 10^9 \text{ В/см}$), смещения зарядов, например электронных оболочек атомов относительно ядер, будут пропорциональными напряженности, и, следовательно, их колебания будут соответственно вать условиям гармонического осциллятора. В таких условиях индуцированная поляризация среды создает вторичные волны на частоте падающей волны, и различные волны распространяются независимо друг от друга. Такая ситуация соответствует линейной оптике.

В пучках лазерного излучения плотность мощности может достигать столь высоких значений (более 10^8 Вт/см^2), что напряженность поля световой волны $E(\text{В/см}) = 20 \sqrt{I(\text{Вт/см}^2)}$ становится соизмеримой с напряженностью полей между заряженными частицами. В таких полях отклики среды не будут пропорциональны напряженности: диэлектрическая восприимчивость будет зависеть от напряженности, а поляризацию среды можно описать в общем виде нелинейным уравнением

$$P = \alpha E + \beta E^2 + \gamma E^3, \quad (6.3)$$

где α – линейная восприимчивость; β – квадратичная нелинейная восприимчивость; γ – кубическая нелинейная восприимчивость.

Возбуждение в среде нелинейных колебаний зарядов позволяет осуществлять генерирование гармоник оптических частот, смещение излучений различных частот, параметрическую генерацию при использовании внешнего воздействия и параметрического рассеяния света на колебаниях частиц среды.

Под действием поля $E = E_0 \cos \omega t$ при квадратичном характере поляризации (рис. 6.10, б) в среде кроме колебаний на основной частоте ω , проявляются колебания на удвоенной частоте $\omega_2 = 2\omega$, и постоянная составляющая поляризации:

$$P = \alpha E_0 \cos \omega t + \beta E_0^2 \cos^2 \omega t = \alpha E_0 \cos \omega t + \frac{1}{2} \beta E_0^2 \cos \omega_2 t + \frac{1}{2} \beta E_0^2.$$

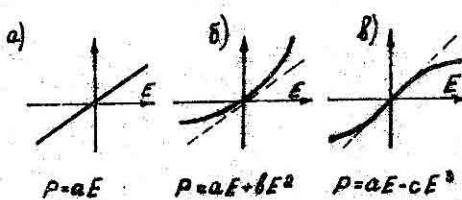


Рис. 6.10. Линейный (а), квадратичный (б) и кубический (в) характер поляризации сред

При кубической зависимости поляризуемости от напряженности поля (рис.6.10,в) результирующая поляризация среды будет состоять из колебаний основной и третьей гармоник:

$$P = (aE_0 + \frac{3}{4}cE_0^3)\cos\omega_1 t + \frac{1}{4}cE_0^3\cos 3\omega_1 t.$$

Проявление того или иного характера поляризации определяется структурой сред. Поляризация сред может описываться скалярными уравнениями типа (6.3) только в изотропных средах, в кубических кристаллах и в анизотропных средах для поляризации вдоль одной из трех главных осей. В общем случае в анизотропных средах каждая составляющая напряженности электрического поля вызывает поляризацию вдоль трех осей кристалла, а восприимчивости являются тензорными величинами. Для жидкостей, газов и кристаллов, обладающих центром симметрии, квадратичная поляризуемость отсутствует. Нелинейная поляризуемость этих сред определяется кубичной восприимчивостью. Вторая гармоника может возбуждаться в нецентросимметричных кристаллах, обладающих также пьезоэлектрическими свойствами.

В принципе генерирование гармоник может быть осуществлено путем пропускания мощного когерентного излучения основной частоты через соответствующий кристалл. Однако при прохождении излучения в произвольном направлении в кристалле эффективность преобразования энергии излучения основной частоты в энергию излучения гармоник будет низкой. Это объясняется тем, что по мере увеличения пути, проходимого излучением в нелинейной среде, из-за различия скоростей распространения света разных частот синхронизм колебаний внешнего поля (излучение накачки), излучения гармоники и поляризации среды будет нарушаться. Существенное повышение передачи энергии от излучения основной частоты к излучению гармоники может быть получено при синхронизации преобразовательных процессов путем обеспечения равенства скоростей распространения света основной частоты и генерируемой гармоники.

Такой синхронизм может быть осуществлен путем выбора определенных направлений в двулучепреломляющих кристаллах [10, II, I7]. На рис.6.11,а приведен пример реализации генерирования второй гармоники в одноосном отрицательном двулучепреломляющем кристалле в области нормальной дисперсии при преобразовании обыкновенной волны с напряженностью $E^0(\nu_1)$, перпендикулярной оптической оси, в необыкновенную волну $E^e(\nu_2)$ ортогональной поляризации. Из построенных в

плоскости главного сечения зависимостей от направления в кристалле коэффициентов преломления для обыкновенного луча $n^0(\nu_1)$ и необыкновенного луча $n^e(\nu_2)$ видно, что в направлениях под углом θ_c к оптической оси кристалла $n^e(\nu_2) = n^0(\nu_1)$. При распространении излучения накачки на частоте ν_1 по этим направлениям происходит пространственное накопление эффекта генерирования второй гармоники.

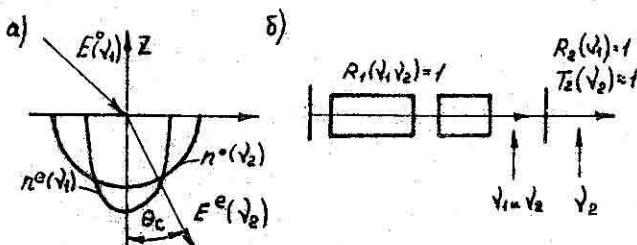


Рис.6.II. Угол фазового синхронизма θ_c в двулучепреломляющем кристалле (а) и схема внутрирезонаторной генерации второй гармоники (б)

При квантовомеханическом рассмотрении преобразования частот при нелинейных эффектах оно трактуется как многофотонный процесс. Условия синхронизма при этом следуют из законов сохранения. В частности, для генерирования второй гармоники законы сохранения энергии и импульса имеют вид: $\hbar\nu_1 + \hbar\nu_2 = \hbar\nu_2$; $\hbar\vec{K}_1 + \hbar\vec{K}_2 = \hbar\vec{K}_2$. Из закона сохранения импульсов непосредственно следует условие равенства скоростей света в среде для первой и второй гармоники.

Возможности генерирования гармоник при простом пропускании излучения лазера через кристалл в направлении синхронизации весьма ограничены из-за необходимости иметь высокие уровни плотности мощности излучения. Более эффективно внутрирезонаторное преобразование частот, схема которого приведена на рис.6.II.б. Это объясняется прежде всего тем, что интенсивность излучения внутри резонатора существенно выше интенсивности выходящего из резонатора излучения, и она достигает предельных значений для данного лазера, если коэффициенты отражения обоих зеркал для частоты ν_1 , генерируемой лазерной средой I, будут близки к единице: $R_1(\nu_1) = R_2(\nu_1) = I$. В таких условиях даже в лазерах непрерывного режима генерирования могут быть получены плотности мощности, достаточные для возбуждения нелинейных

колебаний. Для обеспечения эффективного вывода из резонатора излучения второй гармоники (ν_2) необходимо обеспечить высокий коэффициент отражения одного зеркала резонатора и высокое пропускание второго зеркала для этого излучения: $R_1(\nu_2) = I$; $T_2(\nu_2) = I$. Если при этом длину нелинейного кристалла 2 подобрать такой, что эффективность преобразования в нем излучения лазерной среды во вторую гармонику будет соответствовать оптимальному пропусканию выходного зеркала $T_{\text{опт}}(\nu_1)$ при работе лазера на частоте ν_1 , то мощность излучения второй гармоники будет приближаться к максимально возможной мощности излучения лазера на частоте ν_1 (так называемое 100%-е преобразование).

В заключении укажем на интересное применение нелинейных оптических явлений для компенсации волновых aberrаций путем повторного пропускания излучения с обращенным волновым фронтом через одну и ту же среду, искажающую волновой фронт [13, 18]. Принцип метода поясняется схемой компенсации искажений, вносимых лазерным усилителем, приведенной на рис.6.12. Первоначально плоский волновой фронт 1 после прохождения через усилитель 2 приобретает искаженный вид 3. Если каким-либо методом создать волну 3' с обращенным по отношению к волне 3 волновым фронтом, т.е. волну с той же формой фронта, но распространяющуюся в обратном направлении, то при обратном проходе в усилителе примерно через те же участки среды фронт волны приобретает форму первичной волны 1'.

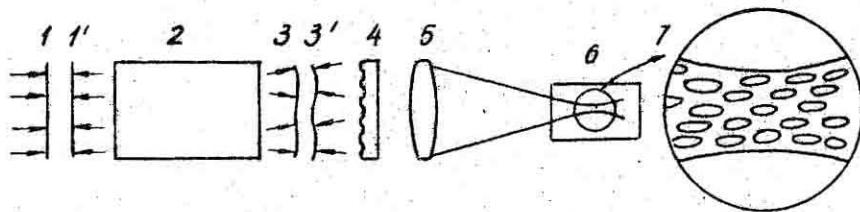


Рис.6.12. Принцип компенсации волновых aberrаций лазерного усилителя методом обращения волнового фронта (ОВФ)

В случае световых потоков большой интенсивности (более $10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$) для формирования волн с обращенным фронтом можно использовать эффект вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна на упругих акустических колебаниях среды, частота которых $\nu_{\text{ср}}$ порядка 10^{10} Гц . При возбуждении таких колебаний мощным когерентным излуче-

нием накачки частотой ν_n возникает эффект усиления стоксовой волны рассеянного излучения с частотой $\nu_{ст} = \nu_n - \nu_{ср}$, распространяющейся навстречу волне возбуждения. Одной из причин выделения этой стоксовой компоненты из множества первоначальных слабых рассеянных волн является то обстоятельство, что при резонансном взаимодействии рассеянных волн с волной накачки и с акустическими колебаниями наибольшее усиление получают те рассеянные волны, пространственная структура поля которых близка к структуре поля накачки. Этот эффект пространственной фильтрации, объясняющий образование волн с обращенным фронтом, наиболее сильно проявляется в сложных дифракционно-интерференционных (спектловых) структурах поля 7, получаемых при фокусировке излучения линзой 5 в нелинейную среду 6 (ОВФ-зеркало).

При компенсации плавных волновых aberrаций в схемы обращения вводят элементы 4 (аберраторы), которые вносят сложные фазовые искажения в проходящее через них излучение, чем обеспечивается формирование сложной спектл-структурь в фокусе линзы. После отражения от ОВФ-зеркала излучение с обращенным волновым фронтом проходит в обратном направлении через аббератор и усилитель. При этом будут последовательно воспроизводиться фронты, искаженные аббератором и неоднородностями активной среды.

Важно отметить то обстоятельство, что, хотя стоксова обращенная волна и отличается по частоте от возбуждающего ее лазерного излучения, частотный сдвиг при рассеянии на акустических колебаниях настолько мал, что новая частота не выходит за пределы полосы усиления активных сред с широкой спектральной линией лазерного перехода. Таким образом, в схеме рис.6.12 выполняются условия восстановления формы волнового фронта и усиления излучения при повторном проходе излучения через усиливающую среду.

Для обращения плавных волновых фронтов могут применяться адаптивные зеркала, поверхности которых искривляются в соответствии с деформациями волновых фронтов излучения, и отражатели, составленные из мелких трехгранных призм полного внутреннего отражения. Эти методы не связаны с уровнями интенсивности излучения и могут использоваться для обращения волновых фронтов излучения малой и большой мощности. Практический интерес представляют также различные варианты голографического обращения волновых фронтов с использованием "считывания" статических и динамических голограмм [18].

Библиографический список

1. Пихтин А.Н. Физические основы квантовой электроники. - М.: Выш.шк., 1983.
2. Грунин В.К., Мезенов А.В. Твердотельные лазеры /ЛЭТИ. - Л., 1980.
3. Пахомов И.И., Рожков О.В., Рождествин В.Н. Оптико-электронные квантовые приборы. - М.: Радио и связь, 1982.
4. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. - М.: Наука, 1983.
5. Брамсон М.А. Инфракрасное излучение нагретых тел. - М.: Наука, 1964.
6. Литвинов В.С., Рохлин Г.Н. Тепловые источники оптического излучения. - М.: Энергия, 1975.
7. Гуторов М.М. Основы светотехники и источники света. - М.: Энергия, 1983.
8. Криксунов Л.З. Справочник по основам инфракрасной техники. - М.: Сов.радио, 1978.
9. Тараков Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного излучения. - М.: Радио и связь, 1981.
10. Звелто О. Принципы лазеров. - М.: Мир, 1984.
11. Ярив А. Введение в оптическую электронику. - М.: Выш.шк., 1983.
12. Байбародин Ю.В. Основы лазерной техники. - Киев : Выш.шк., 1981.
13. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. Термооптика твердотельных лазеров. - Л.: Машиностроение, 1986.
14. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. - М.: Мир, 1986.
15. Справочник по лазерной технике /Под ред. Ю.В.Байбародина, Л.З.Криксунова, О.Н.Литвиненко. - Киев : Техника, 1978.
16. Справочник по лазерам: В 2 т. /Под ред. А.М.Прохорова. - М.: Сов.радио, 1978.
17. Белостоцкий Б.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М. Основы лазерной техники. - М.: Сов.радио, 1972.
18. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Жунов В.В. Обращение волнового фронта. - М.: Наука, 1985.