

*Н.В.Карлов*

## **ЛЕКЦИИ ПО КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ**

В книге представлены основные физические идеи квантовой электроники и дано описание принципа действия наиболее важных лазеров. Книга предназначена для студентов физических специальностей вузов — будущих физиков-экспериментаторов и инженеров-физиков, имеющих намерение работать в области исследований и применений лазерного излучения, и имеет целью дать им необходимый для того минимум начальных сведений по квантовой электронике. Книга содержит изложение физических принципов усиления и генерации света на основе индуцированного испускания излучения, описание открытых резонаторов лазерных систем, принципов действия газовых лазеров, твердотельных лазеров и лазеров, перестраиваемых по длине волны излучения.

### **Содержание**

Предисловие	3
<b>ЧАСТЬ ПЕРВАЯ ОСНОВЫ ФИЗИКИ ЛАЗЕРОВ</b>	
<b>Лекция первая. Коэффициенты Эйнштейна</b>	<b>5</b>
Определение квантовой электроники. Индуцированные и спонтанные переходы, коэффициенты Эйнштейна. Когерентность индуцированного излучения.	
<b>Лекция вторая. Ширина линии</b>	<b>12</b>
Соотношение неопределенностей «энергия — время», естественное время жизни, ширина спектра спонтанного излучения. Лоренцева форма линии. Вероятность индуцированных переходов при монохроматическом излучении. Однородное и неоднородное уширения. Гауссова форма линии при доплеровском уширении.	
<b>Лекция третья. Усиление</b>	<b>21</b>
Поглощение и усиление. Активная среда. Сечение поглощения. Эффект насыщения. Плотность потока энергии насыщающего излучения. Импульсный режим, энергия насыщения.	
<b>Лекция четвертая. Коэффициенты Эйнштейна и матричный элемент оператора перехода</b>	<b>30</b>
Волновые функции стационарных состояний. Уравнение Шредингера при наличии возмущений. Первое приближение теории возмущений. Суперпозиция волновых функций стационарных состояний. Вероятность перехода. Вычисление коэффициентов Эйнштейна для индуцированных переходов в двухуровневой системе. Матричный элемент оператора дипольного момента перехода. Осцилляции населенности верхнего уровня, частота Раби.	
<b>Лекция пятая. Лазеры-усилители</b>	<b>39</b>
Усиление и генерация. Полоса пропускания усилителя бегущей волны. Шум квантового усилителя. Максимальная выходная мощность. Импульсный режим, максимальная выходная энергия, изменение формы импульса при нелинейном усилении.	
<b>Лекция шестая. Генерация</b>	<b>50</b>

Открытый резонатор, его добротность. Регенерация резонатора при усилении. Пропускной резонаторный усилитель. Отражательный усилитель. Условия самовозбуждения. Условия резонанса. Частота генерации. Максимальная выходная мощность.

- Лекция седьмая. Открытые резонаторы** 62  
Резонаторы в электронике. Переход к коротким волнам. Падение добротности и сгущение резонансов замкнутых объемов. Открытые резонаторы, прореживание спектра. Число Френеля. Моды. Время жизни моды пассивного резонатора. Дифракционные потери. Метод Фокса и Ли. Интегральное уравнение открытого резонатора.
- Лекция восьмая. Гауссовы пучки** 71  
Конфокальный резонатор. Распределение поля. Гауссовы пучки. Размер пятна. Расходимость излучения. Радиус кривизны волнового фронта. Преобразование гауссовых пучков линзой. Согласование мод резонаторов. Фокусирование гауссовых пучков. Продольный и поперечный размеры фокальной области.
- Лекция девятая. Устойчивость резонаторов** 81  
Устойчивость линзовых световодов. Световод с одинаковыми линзами. Световод с чередующимися линзами двух различных фокусных расстояний. Условие устойчивости, диаграмма устойчивости. Эквивалентность линзового световода и открытого резонатора. Типы устойчивых резонаторов. Селекция поперечных мод диафрагмой. Неустойчивые резонаторы.
- Лекция десятая. Неустойчивые резонаторы** 90  
Геометро-оптическое рассмотрение. Коэффициент увеличения, потери на излучение. Симметричный резонатор, телескопический резонатор. Эквивалентное число Френеля. Селекция продольных мод. Частотная селекция, пространственная селекция тонкими поглотителями. Дисперсионные резонаторы.
- Лекция одиннадцатая. Синхронизация мод** 100  
Генерация излучения в нескольких продольных модах. Нерегулярный характер спектра генерации. Затягивание мод. Синхронизация мод. Длительность и период следования импульсов при синхронизации мод. Активная и пассивная синхронизация. Самосинхронизация. Модуляция добротности. Провал Лэмба.
- Лекция двенадцатая. История квантовой электроники. Основные формулы** 113  
История возникновения квантовой электроники. Квантовая природа света, индуцированное излучение, бозоны. Эйнштейн, Дирак. Первый мазер, радио и оптика. Радиоспектроскопия. Таунс, Прохоров, Басов. Метод трех уровней. Предложение открытого резонатора. Первые лазеры. Место квантовой электроники в оптике. Основные формулы квантовой электроники.

## ЧАСТЬ ВТОРАЯ ЛАЗЕРЫ

- Лекция тринадцатая. Газовые лазеры. Гелий-неоновый лазер** 125  
 Особенности газообразной активной среды. Основные методы возбуждения. Электрический разряд, газодинамика, химическое возбуждение, фотодиссоциация, оптическая накачка. Резонансная передача энергии возбуждения при столкновениях. Гелий-неоновый лазер. Схема уровней. Передача энергии возбуждения. Конкуренция линий излучения на волнах 3,39 и 0,63 мкм. Параметры разряда, параметры лазера.
- Лекция четырнадцатая. Ионные лазеры. Лазеры на парах металлов** 137  
 Аргоновый лазер. Схема уровней. Двухступенчатое возбуждение. Зависимость от плотности тока разряда. Условие инверсии. Эффект перекачки газа в разряде. Параметры лазера. Гелий-кадмиевый лазер. Пеннинговский механизм ионизации и возбуждения. Схема уровней. Катафорез. Параметры лазера. К. п. д. газоразрядных лазеров. Самоограниченные переходы. К. п. д., энергия, мощность лазеров на самоограниченных переходах. Медный лазер, схема~ уровней, параметры лазера.
- Лекция пятнадцатая. CO<sub>2</sub>-лазеры** 149  
 Молекулярные лазеры. Требования к рабочему веществу мощных газовых лазеров с высоким к. п. д. Колебательные спектры молекул. *P*-, *Q*-, *R*-ветви. Нормальные колебания многоатомных молекул. CO<sub>2</sub>-лазер, общие сведения. Молекула CO<sub>2</sub>. Механизм инверсии. Роль, азота и гелия. Лазеры с продольной прокачкой. Отпаянные лазеры.
- Лекция шестнадцатая. CO<sub>2</sub>-лазеры (продолжение)** 163  
 Спектральные свойства CO<sub>2</sub>-лазеров. Вращательная структура. Полосы 00°1 — 10°0 и 00°1 — 02°0. Вращательная конкуренция. Перестройка частоты излучения. Плавная перестройка. Импульсный разряд. *TEA* CO<sub>2</sub>-лазеры. Самостоятельный и несамостоятельный разряды. Газодинамические лазеры.
- Лекция семнадцатая. Химические лазеры** 173  
 Экзотермические реакции и колебательная энергия. Колебательно-поступательная, колебательно-колебательная и вращательно-поступательная релаксация. Полная и частичная инверсии. Скорость, химической накачки. Цепные реакции. К. п.д. инициирования и химический к. п. д. Химические лазеры импульсного и непрерывного действия. Параметры лазеров. Йодный фотодиссоциационный лазер.
- Лекция восемнадцатая. CO-лазеры, газовые лазеры на электронных переходах в молекулах** 185  
 Плато в колебательных населенностях. Частичная инверсия. Особенности спектра генерации CO-лазера. Электронные переходы в молекулах. Принцип Франка — Кондона. Азотный лазер. Водородный лазер. Эксимерные лазеры.
- Лекция девятнадцатая. Вспомогательное излучение накачки в** 197

<b>системах со многими уровнями энергии</b>	
Лазеры на конденсированных средах со многими уровнями энергии. Метод вспомогательного излучения накачки. Трех- и четырехуровневые схемы. Безызлучательная релаксация в твердом теле. Матрица лазера на твердом теле. Рубин. Электронные конфигурации атомов и ионов переходных групп. Основные состояния трехвалентных ионов хрома и неодима.	
<b>Лекция двадцатая Рубиновый и неодимовый лазеры</b>	<b>208</b>
Внутрикристаллическое поле. Уровни энергии иона хрома в корунде. Рубиновый лазер. Уровни энергии иона неодима. Неодимовый лазер. Лазерное стекло. Оптическая однородность, лучевая стойкость.	
<b>Лекция двадцать первая. Безызлучательная релаксация в твердом теле</b>	<b>218</b>
Электрон-фононное взаимодействие. Слабая выбранная связь. Вероятность многофононной релаксации. Колебательный спектр матрицы. Максимальная длина волны. Примеры ионов неодима и эрбия. Ион-ионное взаимодействие. Эффективное затухание в системе слабосвязанных осцилляторов. Вероятность переноса энергии от донора к акцептору. Миграция энергии. Выбор оптимальных концентраций. Сенсбилизация.	
<b>Лекция двадцать вторая. Лазеры на красителях</b>	<b>234</b>
Спектрально-люминесцентные свойства красителей. Схема уровней. Цикл оптической накачки. Перестройка частоты излучения. Паразитные процессы. Коэффициент усиления. Непрерывный и импульсный режимы. Пороговая накачка. Ламповая и лазерная накачка, непрерывный режим.	
<b>Лекция двадцать третья. Лазеры на центрах окраски</b>	<b>246</b>
<i>F</i> -центры. Методы окрашивания кристаллов. Анионные вакансии в ШГК. $F^-$ , $F_2^-$ , $F_2^{+}$ , $F_2^-$ -центры. Спектры поглощения и люминесценции. Цикл оптической накачки. Параметры лазеров. Вибронные и бесфононные переходы. Ион хрома. Лазер на александрите.	
<b>Лекция двадцать четвертая. Полупроводниковые лазеры</b>	<b>257</b>
Отличительные особенности полупроводниковых лазеров. Зоны разрешенных состояний. Прямозонные и непрямозонные полупроводники. Рекомбинационное свечение. Уровень Ферми, квазиуровни Ферми. Условие инверсии. Безызлучательная рекомбинация. Внутренний квантовый выход.	
<b>Лекция двадцать пятая. Полупроводниковые лазеры (продолжение)</b>	<b>266</b>
Диодные инжекционные лазеры. Распределение носителей в полупроводниковом кристалле с $p$ — $n$ -переходом. Инжекция носителей. Зонная структура полупроводника с $p$ — $n$ -переходом. Вырожденный полупроводник с $p$ — $n$ -переходом. Зонная структура.	

Инверсия при инжекции носителей в  $p$  —  $n$  -переход вырожденного полупроводника. К. п. д. Мощность. Гетероструктуры. Диапазон длин волн излучения. Перестройка.

**Лекция двадцать шестая. Лазеры на свободных электронах** **277**

Генерация СВЧ электронными потоками. Длина волны излучения и синхронизм для ультрарелятивистского электронного пучка.

Усиление при ондуляторном излучении релятивистских электронов.

Ондуляторный -лазер на свободных электронах.

**Лекция двадцать седьмая. Семнадцать наиболее известных лазеров** **289**

Краткие описания. Характерные особенности. Методы создания инверсии. Заключение. Тенденции развития. Новые длины волн лазерного излучения. ИК диапазон. Видимая область. Методы нелинейной оптики, генерация гармоник, разностных частот. ВКР-лазеры. Дальняя УФ -область, -рентгеновская область. Гамма-лазеры. Области применения лазеров.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В этой книге собраны лекции, читавшиеся автором в течение ряда лет по курсу основ квантовой электроники для студентов Московского физико-технического института.

Работа со студентами, аспирантами и стажерами-исследователями привела автора к выводу о необходимости разработки простого лекционного курса по квантовой электронике, в котором в сжатой форме были бы представлены основные физические идеи этой науки и дано описание принципов действия наиболее важных ее приборов. Цель курса — дать будущим физикам-экспериментаторам, инженерам-физикам и радиоинженерам, имеющим намерение работать в области исследований и применений лазерного излучения, необходимый минимум начальных сведений по квантовой электронике. Задача создания курса лекций такой направленности чрезвычайно сложна и к настоящему времени вряд ли может быть решена в общем виде. Поэтому автор при составлении предлагаемых лекций исходил из своего опыта работы в научно-исследовательской лаборатории общезначимого профиля, широко использующей лазерные излучения. Вероятно, такой подход в какой-то мере придал изложению односторонний характер.

Лекции начинаются изложением физических основ квантовой электроники, сводящихся, прежде всего, к применению эйнштейновской теории излучения к термодинамически неравновесным системам с дискретными уровнями энергии. При этом большое внимание уделено понятию обратной связи, реализуемой при индуцированном излучении в резонаторах. Значительное место занимает рассмотрение процессов создания резонатором лазера пучка света высокой направленности и управления его модовым составом. Завершается эта часть курса сводкой основных формул квантовой электроники.

Вторая часть курса посвящена изложению методов создания активной среды и описанию свойств таких наиболее известных лазеров, как гелий-неоновый, аргоновый, медный,  $\text{CO}_2$ - и  $\text{CO}$ -лазеры, лазеры на красителях и центрах окраски, на рубине и неодиме. Большое внимание уделено газодинамическим, химическим, эксимерным и полупроводниковым лазерам и лазерам на свободных электронах. Рассмотрены вопросы перестройки длины волны

лазерного излучения. Завершается эта часть курса сводным описанием характерных особенностей наиболее известных лазеров, обсуждением тенденций развития квантовой электроники и областей применения лазеров.

Для квантовой электроники характерно глубокое проникновение идей теории колебаний и методов электроники СВЧ в оптику. Вместе с тем предметную основу квантовой электроники составляют спектроскопия и физическая оптика. Поэтому в ходе изложения автор стремился показать, как в квантовой электронике соединение радиофизики, спектроскопии и волновой оптики дало возможность исключительно высокой, по существу предельной, концентрации энергии электромагнитного излучения в пространстве, во времени и в частотном интервале. Ввиду бурного развития квантовой электроники основное внимание уделено при этом не конкретным достижениям тех или иных лазерных параметров, а принципам действия и потенциальным возможностям рассматриваемых лазеров. В процессе изложения автор старался возможно более часто обращать внимание на аналогичность процессов, происходящих в различных лазерах, подчеркивая вместе с тем их характерные отличительные черты \*).

Автор глубоко благодарен своему учителю Александру Михайловичу Прохорову, многолетнее общение с которым сделало возможным написание предлагаемого курса.

Автор благодарен своим друзьям и коллегам Ф. В. Бункину, В. Г. Веселаго, П. П. Пашинину, внимательно прочитавшим рукопись этой книги и сделавшим много полезных для автора замечаний.

Автор благодарен рецензентам — кафедре оптики и спектроскопии физического факультета МГУ и Ю. А. Кравцову — за целый ряд конструктивных замечаний, с признательностью принятых автором при окончательной подготовке рукописи книги.

Автор благодарен И. И. Горячко и Л. А. Фарфориной за большую помощь в подготовке рукописи, а также М. Н. Андреевой за помощь в подготовке иллюстраций.

Автор, бывший в сейчас уже далекие сороковые годы студентом первого набора физико-технического факультета МГУ, посвящает эти лекции основоположникам физтеха.

*Н. В. Карлов*

---

\*) При начальном изучении основ квантовой электроники автор рекомендует использовать книги: Горелик Г. С. Колебания и волны: Введение в акустику, радиофизику и оптику. — М.: Физматгиз, 1959; Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976; Звелто О. Физика лазеров: Пер. с англ. М.: Мир, 1979; Справочник по лазерам/Под ред. Прохорова А. М. — М.: Сов. радио, 1978, тт. I, II.

# ОСНОВЫ ФИЗИКИ ЛАЗЕРОВ

## Лекция первая. КОЭФФИЦИЕНТЫ ЭЙНШТЕЙНА

*Определение квантовой электроники. Индуцированные и спонтанные переходы, коэффициенты Эйнштейна. Когерентность индуцированного излучения.*

Начиная курс лекций по основам квантовой электроники, определим предмет этих лекций. По определению, даваемому Большой Советской Энциклопедией, квантовая электроника — это область физики, изучающая методы усиления и генерации электромагнитного излучения путем использования эффекта индуцированного испускания излучения в термодинамически неравновесных квантовых системах, свойства получаемых таким образом усилителей и генераторов и их применения. Наиболее известными приборами квантовой электроники являются мазеры и лазеры. Поэтому в узком смысле слова можно говорить о квантовой электронике как о науке о мазерах и лазерах, имея при этом в виду, что мазеры — это квантовые усилители и генераторы когерентного электромагнитного излучения радиочастотного (СВЧ) диапазона, а лазеры относятся к оптическому диапазону.

Высокая степень концентрации световой энергии в очень узком телесном угле и малом спектральном интервале, т. е. высокая направленность и монохроматичность излучения, является основной характерной чертой лазеров и существенно отличает их от обычных источников света. К этому примыкает способность лазеров концентрировать большую энергию в чрезвычайно малых отрезках времени. В свою очередь, мазеры-генераторы отличаются от обычных источников радиоизлучения высокой стабильностью частоты генерации, а мазеры-усилители отличаются от классических электронных радиоусилителей низким уровнем шумов.

Все это обусловлено тем, что для усиления излучения в квантовой электронике используется эффект индуцированного испускания излучения, что нашло свое точное отражение в твердо установившейся терминологии. Термин «мазер» («лазер») образован из начальных букв английского выражения *microwave (light) amplification by stimulated emission of radiation*, что означает усиление СВЧ радиоволны (света) с помощью эффекта индуцированного испускания излучения.



Отсюда видно, что принципиальной разницы между мазерами и лазерами нет, а практическое различие между ними исчезает при переходе от волн миллиметрового диапазона к субмиллиметровым волнам. Наибольший интерес, однако, привлекают к себе лазеры в силу своей способности предельно концентрировать световую энергию в пространстве, во времени и в спектральном интервале. Эта способность лазеров является их определяющим свойством и может служить как наиболее полное их функциональное определение. Под световой следует, конечно, понимать энергию оптического излучения инфракрасного (ИК), видимого и ультрафиолетового (УФ) диапазонов.

В силу вышеизложенного целесообразно курс основ квантовой электроники понимать как курс основ физики лазеров, дополненный изложением принципов действия наиболее интересных из

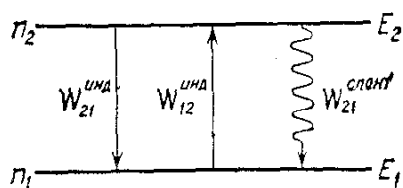


Рис. 1.1. Схема двух уровней энергии  $E_2 > E_1$  (населенности  $n_2$  и  $n_1$  соответственно). Показаны переходы сверху вниз с вероятностью  $W_{21}^{инд}$  и снизу вверх с вероятностью  $W_{12}^{инд}$  (прямые стрелки), а также спонтанный переход с вероятностью  $W_{21}^{спонт}$  (волнистая стрелка).

них. При этом чрезвычайно важная область применений лазерного излучения может быть затронута только в виде ссылок на наиболее представительные примеры таких применений.

Основой квантовой электроники как науки в целом служит явление индуцированного излучения, существование которого было постулировано А. Эйнштейном в 1916 г. В квантовых системах, обладающих дискретными уровнями энергии, существуют три типа переходов между энергетическими состояниями: переходы, индуцированные электромагнитным полем, спонтанные переходы и безызлучательные релаксационные переходы. Свойства индуцированного излучения определяют когерентность излучения и усиления в квантовой электронике. Спонтанное излучение обуславливает наличие шумов, служит затравочным толчком в процессе усиления и возбуждения колебаний и, вместе с безызлучательными релаксационными переходами, играет важную роль при получении и удержании термодинамически неравновесного излучающего состояния.

При индуцированных переходах квантовая система может переводиться из одного энергетического состояния в другое (рис. 1.1) как с поглощением энергии электромагнитного поля (это переход с нижнего энергетического уровня на верхний), так и с излучением электромагнитной энергии (это переход с верхнего уровня на нижний).

Индуцированные переходы обладают следующими важными свойствами.

Во-первых, вероятность индуцированных переходов отлична от нуля только для внешнего поля резонансной частоты; энергия кванта которого  $h\nu$  ( $\hbar\omega$ ) совпадает с разностью энергий двух рассматриваемых изолированных состояний (двух уровней с энергиями  $E_2$  и  $E_1$  соответственно, где индекс 2 относится к большей энергии, а индекс 1 — к меньшей). Это условие соответствия постулату Бора:

$$h\nu = \hbar\omega = E_2 - E_1. \quad (1.1)$$

Во-вторых, кванты электромагнитного поля, излученные при индуцированных переходах, полностью тождественны квантам поля, вызвавшего эти переходы. Это означает, что внешнее электромагнитное поле и поле, созданное при индуцированных переходах, имеют одинаковые частоту, фазу, поляризацию и направление распространения, т. е. они неразличимы (тождественны).

В-третьих, вероятность индуцированных переходов в единицу времени пропорциональна плотности энергии внешнего поля в единичном спектральном интервале (спектральной объемной плотности энергии)  $\rho_\nu$  [Дж/(см<sup>3</sup> · Гц)]:

$$W_{12}^{\text{инд}} = B_{12}\rho_\nu, \quad (1.2)$$

$$W_{21}^{\text{инд}} = B_{21}\rho_\nu, \quad (1.3)$$

где  $B_{12}$  и  $B_{21}$  — коэффициенты Эйнштейна для индуцированного поглощения и излучения соответственно, а порядок индексов 1 и 2 указывает направление перехода.

Таким образом, индуцированное излучение — это излучение вынужденное, стимулированное внешним излучением. Полная тождественность стимулированного (т. е. вторичного) и стимулирующего (т. е. первичного) излучений приводит к когерентности усиления и излучения в квантовой электронике.

Однако, кроме индуцированного внешним полем, существует и самопроизвольное испускание излучения. Атомы (молекулы, ионы, электроны), находящиеся в верхнем энергетическом состоянии, могут совершать спонтанные переходы в нижнее состояние. Эти переходы самопроизвольны. Происходящий при спонтанном излучении распад верхнего энергетического состояния подобен радиоактивному распаду неустойчивого ядра. Вероятность спонтанных переходов не зависит от внешнего электромагнитного поля, акты спонтанного излучения никак не связаны с внешним полем. Поэтому спонтанное излучение некогерентно по отношению к внешнему полю и играет роль собственных шумов. Кроме того, спонтанное излучение опустошает верхний энергетический уровень, способствуя возвращению атома в нижнее энергетическое состояние.

Спонтанное излучение является эффектом принципиально квантовым, не допускающим классической трактовки. В классической механике метастабильное состояние, обладающее большей

энергией по отношению к некоторому основному устойчивому состоянию, в отсутствие внешних возмущений может жить бесконечно долго. В квантовой области такое метастабильное состояние спонтанно распадается с некоторой отличной от нуля средней скоростью.

Рассмотрим теперь несколько подробнее свойства индуцированного и спонтанного излучений. Соотношение между вероятностями спонтанного и индуцированного переходов можно определить, следуя Эйнштейну, из термодинамического рассмотрения.

Рассмотрим ансамбль квантовых частиц, находящихся в термостате при температуре  $T$ . Найдем условия равновесия этого ансамбля в поле его собственного излучения, испускаемого и поглощаемого при переходах между уровнями энергии составляющих ансамбль частиц.

Пусть рассматриваемая квантовая система обладает двумя уровнями энергии  $E_2 > E_1$ , при переходах между которыми поглощается или излучается квант энергии  $h\nu$ . При термодинамическом равновесии ансамбль не теряет и не приобретает энергии. Следовательно, в единицу времени во всем ансамбле общее число переходов из верхнего энергетического состояния в нижнее должно быть равным общему числу переходов из нижнего состояния в верхнее. Общее число переходов определяется числом частиц на уровнях энергии или, как принято говорить в квантовой электронике, населенностью уровней.

При тепловом равновесии распределение частиц по уровням подчиняется формуле Больцмана:

$$\frac{n_2}{g_2} = \frac{n_1}{g_1} \exp \left[ -\frac{E_2 - E_1}{kT} \right], \quad (1.4)$$

где  $g_2$  и  $g_1$  — кратности вырождения (статистические веса) уровней 2 и 1,  $k$  — постоянная Больцмана.

Полное число переходов  $2 \rightarrow 1$  равно произведению числа частиц  $n_2$  в состоянии 2 на вероятность перехода  $2 \rightarrow 1$  в единицу времени для одной частицы.

Нам уже известно, что свободная частица, находящаяся в возбужденном состоянии, в конце концов отдает свою избыточную энергию в виде кванта излучения вне зависимости от какого-либо внешнего воздействия. Вероятность самопроизвольного перехода частицы из верхнего состояния в нижнее пропорциональна времени. За время  $dt$  эта вероятность составляет по предположению

$$dw^{\text{спонт}} = A_{21} dt, \quad (1.5)$$

где  $A_{21}$  — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения. Таким образом, постулируется, что вероятность спонтанного испускания излучения в единицу времени, или, что то же самое, скорость спонтанного распада, постоянна и равна по определе-

нию соответствующему коэффициенту Эйнштейна  $A_{21}$ :

$$W_{21}^{\text{спонт}} = A_{21}. \quad (1.6)$$

Спонтанное излучение описывает процесс самопроизвольного перехода частицы из верхнего состояния в нижнее. Самопроизвольных переходов снизу вверх не бывает. Заселение верхнего уровня происходит в рассматриваемой ситуации путем индуцированных переходов при поглощении квантов.

Частицы рассматриваемого ансамбля находятся в поле их собственного излучения, плотность энергии которого в единичном спектральном интервале составляет  $\rho_\nu$ . Это поле индуцирует переходы из верхнего состояния в нижнее и обратно. Вероятности этих переходов по предположениям (1.2) и (1.3) пропорциональны  $\rho_\nu$ . Теперь, комбинируя (1.6), (1.4), (1.3) и (1.2), мы можем из условия равновесия

$$g_1 B_{12} \rho_\nu e^{-E_1/kT} = g_2 (B_{21} \rho_\nu + A_{21}) e^{-E_2/kT} \quad (1.7)$$

найти соотношения между коэффициентами  $A_{21}$ ,  $B_{12}$ ,  $B_{21}$ . В уравнении (1.7) приравнены друг к другу полные числа переходов снизу вверх (слева) и сверху вниз (справа). Это уравнение позволяет легко найти плотность энергии поля излучения рассматриваемой равновесной квантовой системы:

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}}{B_{21}} \left\{ \frac{g_1 B_{12}}{g_2 B_{21}} \exp \frac{E_2 - E_1}{kT} - 1 \right\}^{-1}. \quad (1.8)$$

Отсюда вытекают важные следствия. Эйнштейн постулировал, что излучение, испускаемое и поглощаемое при равновесных переходах между энергетическими состояниями рассматриваемой равновесной квантовой системы, описывается формулой Планка для равновесного излучения абсолютно черного тела. Тогда для свободного пространства

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp [h\nu/kT] - 1}, \quad (1.9)$$

где  $c$  — скорость света.

Если мы сопоставим две эти формулы с известным частотным условием Бора (1.1), то увидим, что постулат Эйнштейна совместим с постулатом Бора. Дальнейшее сравнение приводит к важному выводу о том, что между коэффициентами Эйнштейна для индуцированных переходов  $B_{12}$  и  $B_{21}$  выполняется соотношение

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}. \quad (1.10)$$

Это соотношение говорит о равновероятности индуцированных излучения и поглощения (в пересчете на одно невырожденное состояние), чем оно и важно.

Далее, вероятность спонтанного излучения пропорциональна коэффициенту Эйнштейна для индуцированного излучения:

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu B_{21}. \quad (1.11)$$

Таким образом, для описания термодинамического равновесия между системой квантовых (т. е. обладающих дискретными уровнями энергии) частиц и полем ее излучения Эйнштейн ввел индуцированные полем равновероятные (с учетом кратности вырождения) переходы из верхнего состояния в нижнее и из нижнего в верхнее. Требование равновесия приводит к такому соотношению между спонтанным и индуцированным излучениями, при котором для одной частицы вероятность переходов в единицу времени с испусканием квантов излучения равна

$$W^{\text{изл}} = \left( \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu + \rho\nu \right) B_{21}. \quad (1.12)$$

Существенно, что  $W^{\text{изл}}$  пропорциональна  $B_{21}$ , и, следовательно, там, где запрещены индуцированные переходы, не может быть спонтанного излучения и наоборот, где нет спонтанного излучения, не может быть индуцированного излучения.

Равновесное излучение всего ансамбля частиц по отношению к каждой из частиц выступает как внешнее электромагнитное поле, стимулирующее поглощение или излучение частицей в зависимости от ее состояния. Поэтому приведенные выше выражения (1.10) — (1.12), полученные при рассмотрении условий равновесия, справедливы и для случая квантовой системы, находящейся в поле внешнего излучения.

В соотношение между вероятностями спонтанного и индуцированного излучений входит величина  $8\pi\nu^2/c^3$ , равная числу осцилляторов (типов волн, типов колебаний или мод) в единичном спектральном интервале для свободного пространства. Вероятность спонтанного излучения пропорциональна  $\nu^3$ , и поэтому его роль мала на радиочастотах и велика в оптике.

Для квантовой электроники, однако, определяющей является пропорциональность вероятности индуцированного излучения плотности энергии индуцирующего поля. При достаточно большой плотности этого поля происходит главным образом индуцированное излучение, которое когерентно.

Теперь уместно обсудить несколько подробнее вопрос о когерентности индуцированного излучения. Здесь целесообразно еще раз подчеркнуть, что если спонтанное излучение является эффектом чисто квантовым (с классической точки зрения возбужденный свободный атом может жить вечно), то индуцированное имеет классические аналоги.

Так, классический гармонический осциллятор, совершающий свободные колебания и находящийся в поле резонансного ему

монохроматического излучения, раскачивается этой внешней силой. Частота и фаза его колебаний, как это хорошо известно, определяются частотой и фазой внешней силы. Вместе с тем при определенном фазовом соотношении между исходными свободными колебаниями осциллятора и внешней силой мощность, поглощаемая в осцилляторе, может быть отрицательной. Это означает, что для некоторых фаз осциллятор передает энергию внешнему полю под влиянием этого внешнего поля. Происходит индуцированное излучение, которое в силу классической гармонической природы осциллятора и силы когерентно.

Надо, однако, иметь в виду, что классический эффект передачи энергии осциллятора полю, происходящий в случае, когда колебания осциллятора и поля находятся в противофазе, дает энергию излучения, пропорциональную первой степени напряженности поля внешней силы. Вместе с тем вероятность индуцированного излучения пропорциональна плотности энергии индуцирующего поля, т. е. квадрату напряженности этого поля. Тем не менее классическую теорию индуцированного излучения можно построить, но лишь при рассмотрении ансамбля классических осцилляторов, которые группируются под действием внешнего поля. Индуцированные радиационные процессы обусловлены когерентным излучением образовавшихся сгустков, расстояние между частицами в которых много меньше длины волны.

Вернемся в квантовую область.

Критерием когерентности тех или иных колебаний является наличие постоянного фазового соотношения между ними. В квантовой теории в силу соотношения неопределенностей «число квантов — фаза волны»

$$\Delta n \Delta \varphi \gtrsim 1/2 \quad (1.13)$$

фаза электромагнитной волны  $\varphi$  определена только в случае, когда число квантов  $n$  неопределенно. Поэтому бессмысленно говорить о фазе одного кванта. Однако если для двух волн известна разность фаз, а не значения индивидуальных фаз, то соотношение неопределенностей разрешает определение полного числа квантов, оставляя неопределенным, к какой именно из волн какие кванты относятся. Поэтому при сложении в одну волну когерентных электромагнитных излучений, соответствующих нескольким квантам, мы говорим о сложении тождественных, неразличимых квантов.

Кванты, соответствующие излучениям с одинаковыми частотами, направлениями распространения, фазами и поляризациями, нельзя отличить друг от друга. При этом кванты электромагнитного излучения — фотоны подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна; число квантов, которые могут приходиться на один осциллятор поля (один тип колебаний, одну моду), т. е. обладать одним и тем же значением частоты, фазы и т. д., неограниченно. Состояние всего поля излучения определяется числом фото-

нов в моде. Именно это при большом числе неразличимых квантов позволяет переходить к классическому рассмотрению электромагнитного излучения, для которого характерен принцип суперпозиции колебаний, в том числе и когерентных. В силу характерных свойств бозонов с ростом числа актов индуцированного испускания излучения в единицу времени интенсивность индуцирующей, т. е. исходной, волны нарастает, а ее фаза, частота и т. д. остаются неизменными.

Последовательная квантовая теория излучения и поглощения света была сформулирована П. А. М. Дираком в 1927 г. Изложенные выше качественные соображения о спонтанном и индуцированном излучениях и о когерентности индуцированного излучения строго рассмотрены в §§ 61, 62 его хорошо известной книги «Принципы квантовой механики» (М.: Наука, 1979).

Однако важные результаты могут быть получены и при полуклассическом рассмотрении, применение которого в целом характерно для квантовой электроники. В этом рассмотрении система «частица — поле излучения» разбивается на две части — квантовая частица и классическое поле излучения. Частица описывается волновой функцией, удовлетворяющей уравнению Шредингера, в которое входит гамильтониан взаимодействия с классическим полем, рассматриваемым как возмущение. Уравнение описывает влияние поля на частицу и позволяет, во всяком случае в принципе, вычислить дипольный момент частицы. Затем предполагается, что полученный диполь излучает классически; в свою очередь, это дает учет влияния частицы на поле. Здесь легко прослеживается сохранение когерентности излучаемых квантов. Поле вынуждает появление осциллирующего дипольного момента, когерентного вынуждающей силе. В свою очередь, осциллирующий дипольный момент излучает опять-таки когерентное ему поле.

Эта когерентность, как мы знаем, приводит ко всем тем многообразным свойствам лазеров, которые разительно отличают их от обычных источников света.

## *Лекция вторая. ШИРИНА ЛИНИИ*

*Соотношение неопределенностей «энергия — время», естественное время жизни, ширина спектра спонтанного излучения. Лоренцева форма линии. Вероятность индуцированных переходов при монохроматическом излучении. Однородное и неоднородное уширения. Гауссова форма линии при доплеровском уширении.*

Рассмотрим вопрос о ширине линии излучения (поглощения).

До сих пор мы говорили о двух уровнях энергии, замалчивая то обстоятельство, что уровни имеют конечную ширину. Дело в том, что любые процессы, сокращающие время жизни частиц на уровнях, приводят к уширению линий соответствующих переходов

дов. Действительно, определение энергии состояния должно проводиться за время, не превышающее время жизни в этом состоянии  $\tau$ . А тогда неточность определения энергии в соответствии с соотношением неопределенностей «энергия — время»

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (2.1)$$

не может быть меньше  $\hbar/\tau$ . Неопределенность энергии состояния приводит к неопределенности частоты перехода, равной  $1/2\pi\tau$ . Постоянная времени  $\tau$  является мерой времени, необходимого для того, чтобы возбужденная система отдала свою энергию. Значение  $\tau$  определяется скоростями спонтанного излучения и безызлучательных релаксационных переходов.

В отсутствие внешних воздействий спонтанное излучение определяет время жизни состояния. Поэтому наименьшая возможная, так называемая естественная ширина линии  $\Delta\nu_0$  определяется вероятностью спонтанного перехода  $A_{21}$ :

$$\Delta\nu_0 = A_{21}/2\pi. \quad (2.2)$$

Естественная ширина, как правило, существенна только на очень высоких частотах ( $A_{21} \sim \nu^3$ ) и для хорошо разрешенных переходов. Обычно влиянием спонтанного излучения на ширину линии можно пренебречь, так как в реальных условиях релаксационные переходы более эффективно сокращают время жизни.

Как уже говорилось, в системах с дискретными уровнями энергии, кроме индуцированных и спонтанных переходов, существенную роль играют релаксационные безызлучательные переходы. Эти переходы возникают в результате взаимодействий квантовой частицы с ее окружением. Механизм процессов этих взаимодействий сильно зависит от вида конкретной системы. Это может быть взаимодействие между ионом и решеткой кристалла; это могут быть соударения между молекулами газа или жидкости и т. д. В конечном счете результатом действия релаксационных процессов является обмен энергией между подсистемой рассматриваемых частиц и тепловыми движениями во всей системе в целом, приводящий к термодинамическому равновесию между ними.

Обычно время установления равновесия, время жизни частицы на уровне, обозначается  $T_1$  и называется продольным временем релаксации. Такая терминология отвечает традиции, установившейся при исследовании явлений ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Продольная релаксация соответствует движению вектора высокочастотной намагниченности системы частиц вдоль направления внешнего постоянного магнитного поля. Существует еще поперечное время релаксации  $T_2$ , которое соответствует движению вектора намагниченности в плоскости, перпендикулярной направлению внешнего постоянного поля.



Как правило, нас интересует поведение большой совокупности частиц, электрический или магнитный дипольный момент этой совокупности. Полный момент определяется фазовыми соотношениями между моментами индивидуальных частиц. Пусть в начальный момент времени все частицы имеют дипольные моменты, осциллирующие синфазно. С течением времени эта синфазность будет парусаться. Время  $T_2$  является мерой того отрезка времени, в течение которого частицы приобретут случайные по отношению друг к другу фазы.

Любой процесс, вносящий вклад во время релаксации  $T_1$ , т. е. любой процесс потери энергии частицами, приводит к потере фазы. Следовательно,

$$T_2 \lesssim T_1. \quad (2.3)$$

Но существуют взаимодействия, которые, хотя и не меняют энергию ансамбля частиц, увеличивают степень беспорядка, разрушая фазовые соотношения между составляющими ансамбль частицами. Например, при газокинетических соударениях одна молекула газа совершает переход  $2 \rightarrow 1$ , а другая  $1 \rightarrow 2$ . Система в целом не меняет своей энергии. Но фазовая информация при этом теряется, фазовая память нарушается. Можно считать, что время  $T_2$  — это время фазовой памяти или время передачи энергии от частицы к частице по уровню.

Во всех системах, где существенны взаимодействия частиц друг с другом (спин-спиновые взаимодействия, вообще диполь-дипольные взаимодействия, упругие соударения),  $T_2 < T_1$ , зачастую  $T_2 \ll T_1$ . В молекулярных пучках, т. е. когда частицы летят, не соударяясь друг с другом,  $T_2 = T_1$ , равному, в свою очередь, времени пролета через область взаимодействия с полем излучения. Последнее верно, очевидно, только в случае относительно длинного естественного времени жизни ( $T_1 \ll 1/A_{21}$ ).

Так как время  $T_2$  является самым коротким временем релаксации, то именно оно и определяет ширину линии перехода  $\Delta\nu_L$ :

$$\Delta\nu_L = 1/2\pi T_2. \quad (2.4)$$

В дальнейшем изложении для нас будет более удобным пользоваться обозначением  $\tau$  для времени жизни частицы на уровне и выделять индексом «0» естественное время жизни (время жизни по отношению к спонтанному излучению)  $\tau_0$ . Время релаксации, определяющее в том или ином процессе ширину линии перехода, будет обозначаться как  $1/2\pi\Delta\nu_L = 1/\Delta\omega_L$ .

Итак, конечность времени жизни частицы в возбужденном энергетическом состоянии ведет к уширению уровней энергии. Излучение с уширенных уровней приобретает спектральную ширину. Наиболее общим, фундаментальным механизмом, ограничивающим сверху время жизни частицы на возбужденном уровне,

является спонтанное излучение, которое должно, таким образом, иметь спектральную ширину, соответствующую скорости актов спонтанного распада.

Квантовая электродинамика позволяет вычислить спектральное распределение квантов спонтанного излучения, исходящих с уровня шириной

$$\Delta E = \hbar/\tau_0. \quad (2.5)$$

Контур линии спонтанного излучения оказывается имеющим так называемую лоренцеву форму с шириной

$$\Delta \nu_L = \Delta E/\hbar = 1/2\pi\tau_0. \quad (2.6)$$

Лоренцева форма линии определяется форм-фактором

$$q(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta \nu_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta \nu_L^2/4} \quad (2.7)$$

и имеет вид резонансной кривой с максимумом на частоте  $\nu = \nu_0$ , спадающей до уровня половины пиковой величины при частотах  $\nu = \nu_0 \pm \Delta \nu_L/2$ . Очевидно, что полная ширина кривой на половине максимальной величины составляет  $\Delta \nu_L$ .

Если принимать во внимание возможность спонтанного распада не только верхнего из двух рассматриваемых уровней энергии, но и нижнего, когда нижний уровень не является основным, то под  $\Delta \nu_L$ , входящей в формулу (2.7), следует понимать величину, определяемую суммой скоростей распада этих уровней  $1/\tau_{02}$  и  $1/\tau_{01}$ :

$$\Delta \nu_L = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_{02}} + \frac{1}{\tau_{01}} \right). \quad (2.8)$$

Выражение (2.7) может быть легко получено в классическом приближении.

Уравнение движения осциллирующего диполя с радиационным затуханием сводится к уравнению гармонического осциллятора с вязким трением:

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_{01} x = 0, \quad (2.9)$$

где  $\omega_{01}$  — круговая частота колеблющегося электрона в диполе, состоящем из электрона и ядра, а  $\gamma$  — классический коэффициент затухания его излучения. Решение этого уравнения хорошо известно:

$$x = C e^{-\gamma t/2} e^{j\omega_1 t}, \quad (2.10)$$

где  $\omega_1^2 = \omega_{01}^2 - (\gamma/2)^2$ , а  $C$  — произвольная амплитуда. Так как интенсивность излучения, испускаемого рассматриваемым лоренцевским осциллятором, пропорциональна квадрату амплитуды колебаний электрона в осцилляторе, то видно, что интенсивность излучения экспоненциально падает во времени с характерным

временем

$$\tau = 1/\gamma. \quad (2.11)$$

Это время представляет собой среднее время жизни возбужденного состояния.

Временной зависимости (2.10) соответствует спектральное распределение  $g(\omega)$ , которое легко получается фурье-преобразованием  $x(t)$ :

$$g(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-j\omega t} dt = \frac{jC/\sqrt{2\pi}}{\omega_1 - \omega + j\gamma/2}. \quad (2.12)$$

При вычислении (2.12) учтено, что (2.10) получено для  $t \geq 0$ . Формула (2.12) дает спектральное распределение амплитуд. Спектральное распределение интенсивности есть квадрат модуля распределения амплитуды. Следовательно,

$$G(\omega) = g(\omega) g^*(\omega) = \frac{C^2/2\pi}{(\omega_1 - \omega)^2 + \gamma^2/4}. \quad (2.13)$$

Вводя обозначения  $\gamma = 2\pi\Delta\nu_{\text{Л}}$ ,  $\omega_1 = 2\pi\nu_0$ ,  $\omega = 2\pi\nu$  и приняв значение константы  $C^2 = 4\pi\Delta\nu_{\text{Л}}$ , мы получаем выражение (2.7) для форм-фактора  $q(\nu)$ .

Итак, таковы спектральные свойства спонтанного излучения. Его интенсивность частотно зависима. Следовательно, его вероятность зависит от частоты, имеет некоторую спектральную плотность:

$$W_{\nu}^{\text{СПОНТ}} = q(\nu) W^{\text{СПОНТ}} = A_{21}q(\nu). \quad (2.14)$$

При этом необходимо, чтобы

$$\int_{\nu} W_{\nu}^{\text{СПОНТ}} d\nu = W^{\text{СПОНТ}}. \quad (2.15)$$

Отсюда вытекает требование нормировки форм-фактора  $q(\nu)$ :

$$\int_0^{\infty} q(\nu) d\nu = 1, \quad (2.16)$$

что уже выполнено в записи (2.7) в предположении  $\nu_0 \gg \Delta\nu_{\text{Л}}/2$ .

Далее. Мы уже выяснили, что вероятности спонтанного и индуцированного излучений связаны друг с другом. Это было доказано с помощью весьма общих термодинамических соображений. Следовательно, вероятность индуцированного испускания также частотно зависима и имеет спектральную плотность

$$W_{\nu}^{\text{ИНД}} = q(\nu) W^{\text{ИНД}} = q(\nu) B_{21}\rho_{\nu}. \quad (2.17)$$

При этом

$$W^{\text{ИНД}} = \int_{\nu} q(\nu) \rho_{\nu} B_{21} d\nu. \quad (2.18)$$

Если индуцирующее излучение монохроматично, то

$$\rho_\nu = \rho \delta(\nu - \nu_0), \quad (2.19)$$

где  $\rho$  — объемная плотность этого излучения, а  $\delta(x)$  — пинцетная дельта-функция Дирака. Тогда интеграл (2.18) легко берется, и

$$W^{\text{инд}} = q(\nu_0)B_{21}\rho = 2B_{21}\rho/\pi\Delta\nu_{\text{л}}. \quad (2.20)$$

Сокращение времени жизни, приводящее к появлению конечной ширины линии  $\Delta\nu_{\text{л}}$ , уменьшает вероятность индуцированных переходов, вызываемых монохроматическим полем излучения, обратно пропорционально ширине линии.

Уширение линии, обусловленное конечностью времени жизни состояний, связанных рассматриваемым переходом, называется однородным. Каждый атом, находящийся в соответствующем состоянии, излучает при переходе сверху вниз линию с полной шириной  $\Delta\nu_{\text{л}}$  и спектральной формой  $q(\nu)$ . Аналогично каждый атом, находящийся в соответствующем нижнем состоянии, поглощает при переходе снизу вверх излучение в спектре с полной шириной  $\Delta\nu_{\text{л}}$  и в соответствии со спектральной зависимостью  $q(\nu)$ . Невозможно приписать какую-либо определенную спектральную компоненту в спектре  $q(\nu)$  какому-то определенному атому. При однородном уширении вне зависимости от его природы спектральная зависимость  $q(\nu)$  есть единая спектральная характеристика как одного атома, так и всей совокупности атомов. Изменение этой характеристики, в принципе возможное при том или ином воздействии на ансамбль атомов, происходит одновременно и одинаковым образом для всех атомов ансамбля.

Примерами однородного уширения являются естественная ширина линии и столкновительное уширение в газах.

Другое дело — неоднородное уширение. Экспериментально наблюдаемые спектральные линии могут явиться бесструктурной суперпозицией нескольких спектрально неразрешимых однородно уширенных линий. В этих случаях каждая частица излучает или поглощает не в пределах всей экспериментально наблюдаемой линии. Такая спектральная линия называется неоднородно уширенной. Причиной неоднородного уширения может быть любой процесс, приводящий к различию в условиях излучения (поглощения) для части одинаковых атомов исследуемого ансамбля частиц, или наличие в ансамбле атомов с близкими, но различными спектральными свойствами (сверхтонкая структура того или иного вида), однородно уширенные спектральные линии которых перекрываются лишь частично. Термин «неоднородное уширение» возник в спектроскопии ЯМР, в которой уширение этого типа происходило из-за неоднородности внешнего намагничивающего поля в пределах исследуемого образца. Аналогичную природу имеет неоднородное уширение в примесных люминесцентных кристаллах, в которых неоднородность внутрикристаллического электрического поля приводит к различию в величине штарков-

ского сдвига частоты излучения примесными центрами, расположенными в различных местах кристаллического образца.

Классическим примером неоднородного уширения является доплеровское уширение, характерное для газов при малых давлениях и (или) высоких частотах.

Атомы (молекулы, ионы) газа находятся в тепловом движении. Доплер-эффект первого порядка приводит к смещению частоты излучения частиц, летящих на наблюдателя со скоростью  $u$ , на величину  $\nu_0 u/c$ , где  $\nu_0$  — частота излучения покоящейся частицы, а  $c$  — скорость света. Естественное уширение превращает излучение на частоте  $\nu_0$  в спектральную линию, но это уширение однородно, и частотный сдвиг  $\nu_0 u/c$  испытывает вся линия. Так как частицы газа движутся с различными скоростями, то частотные сдвиги их излучения различны, а суммарная форма линии газа в целом определяется распределением частиц по скоростям. Последнее верно, строго говоря, если естественная ширина линии много уже доплеровских сдвигов частоты, что, как правило, имеет место. Тогда, если обозначить через  $p(u)$  функцию распределения частиц по скоростям, форм-фактор доплеровской линии  $q(\nu)$  оказывается связанным с  $p(u)$  простым соотношением:

$$q(\nu) d\nu = p(u) du. \quad (2.21)$$

Далее, наблюдаемая частота равна

$$\nu = \nu_0(1 + u/c). \quad (2.22)$$

Следовательно,  $u = c(\nu - \nu_0)/\nu_0$  и  $du = (c/\nu_0)d\nu$ . Отсюда

$$q(\nu) = \frac{c}{\nu_0} p\left(c \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right). \quad (2.23)$$

При максвелловском распределении частиц по скоростям

$$p(u) = \frac{1}{u_0 \sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{u}{u_0}\right)^2\right], \quad (2.24)$$

где средняя тепловая скорость

$$u_0 = \sqrt{2kT/m}. \quad (2.25)$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура газа,  $m$  — масса атома (молекулы) газа. Строго говоря, максвелловское распределение справедливо только при тепловом равновесии. Однако отклонение от него обычно незначительно даже для возбужденных (излучающих) частиц. Во всяком случае количественные оценки с помощью максвелловского распределения получаются достаточно надежными. Комбинируя (2.25), (2.24) и (2.23), легко получить  $q(\nu)$  в виде

$$q(\nu) = \frac{c}{u_0 \nu_0 \sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{c^2}{u_0^2} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right] = \frac{1}{\Delta\nu_T \sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_T}\right)^2\right], \quad (2.26)$$

где введено обозначение  $\Delta\nu_T$  для характерной спектральной ширины, равной доплеровскому сдвигу частоты при средней тепловой скорости движения излучающей частицы:

$$\Delta\nu_T = \nu_0 u_0 / c. \quad (2.27)$$

Линия, форма которой определяется форм-фактором (2.26), называется доплеровски уширенной линией. Ее форма, как видно из (2.26), описывается функцией Гаусса и симметрична относительно центральной частоты  $\nu_0$ . Спад кривой  $q(\nu)$  (2.26) при сильной отстройке от  $\nu_0$  происходит гораздо более круто, чем в случае лоренцева контура линии (2.7). Около центральной частоты гауссова кривая более пологая. Очевидно, что ее ширина определяется параметром  $\Delta\nu_T$ . При удалении от центра кривой на  $\Delta\nu_T$  интенсивность падает в  $e$  раз. Если определить, как обычно, ширину линии как расстояние между такими точками отстройки (в нашем случае симметричными) от центральной частоты, в которых

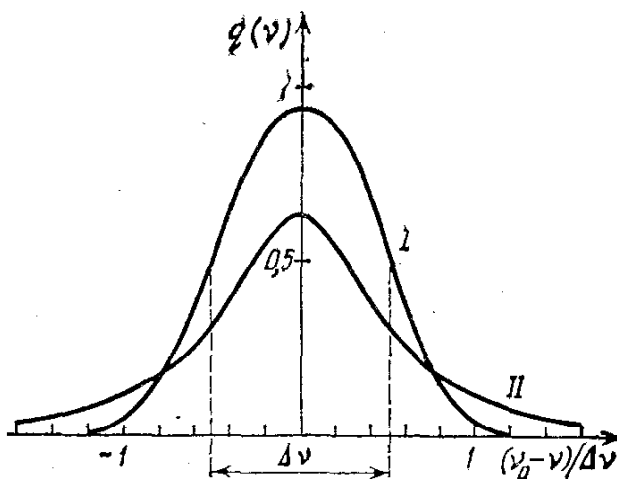


Рис. 2.1. Гауссова (I) и лоренцева (II) формы линии (нормированные на единицу) при одинаковой ширине на половине высоты, показанной отрезком  $\Delta\nu$  на оси абсцисс. Масштаб по оси ординат выбран в единицах  $1/\Delta\nu$ .

интенсивность составляет половину максимальной (так называемая полная ширина на половине высоты), то в случае доплеровского уширения из (2.26) легко получить, что эта ширина равна

$$\Delta\nu_D = \Delta\nu_T 2 \sqrt{\ln 2} = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2kT}{mc^2} \ln 2}. \quad (2.28)$$

Подчеркнем, что гауссова форма линии в записи (2.26) нормирована на единицу:  $\int_0^\infty q(\nu) d\nu = 1$  в предположении, что  $\nu_0 \gg \Delta\nu_T$ . На рис. 2.1 показаны формы линий при однородном (2.7) и неоднородном (2.26) уширении для случая  $\Delta\nu_D = \Delta\nu_D$ .

С увеличением частоты роль доплеровского уширения возрастает. В видимом диапазоне при не слишком высоких температурах (300—600 К) значение  $\Delta\nu_D$  составляет величину порядка 0,8—1,5 ГГц. Для справок удобна формула, пересчитанная в длины волн:

$$\Delta\lambda_D/\lambda_0 = 7 \cdot 10^{-7} \sqrt{T/M}, \quad (2.29)$$

где  $M$  — относительная молекулярная масса. Так как  $d\lambda/\lambda = -dv/v$ , то формуле (2.29), очевидно, эквивалентна запись

$$\Delta v_d/v_0 = 7 \cdot 10^{-7} \sqrt{T/M}. \quad (2.30)$$

Подкоренной характер зависимости  $\Delta v_d(T, M)$  приводит к тому, что для грубых численных оценок  $\Delta v_d/v_0$  (или  $\Delta \lambda_d/\lambda_0$ ) можно считать в условиях, например, тлеющего газового разряда постоянной величиной, равной  $(2-3) \cdot 10^{-6}$ .

Забегаю несколько вперед, приведем два примера.

Для  $\text{CO}_2$ -лазера (излучение молекул  $\text{CO}_2$  при температуре около 400 К на волне около 10 мкм)  $\Delta v_d$  составляет 60 МГц, для гелий-неонового лазера (излучение атомов неона при температуре около 400 К на волне 0,63 мкм) доплеровская ширина линии достигает 1,35—1,40 ГГц.

Вернемся теперь к однородному уширению. Как будет явствовать из дальнейшего изложения, вплоть до очень высоких частот, соответствующих УФ излучению, как правило, естественной шириной линии можно пренебречь. Для газов однородное уширение определяется в реальных условиях столкновительными процессами. В газах среди множества столкновительных процессов существуют соударения такого типа, которые приводят к изменению фазы колебаний возбужденной частицы. В классическом приближении, когда возбужденная частица рассматривается как осциллятор, совершающий колебания с постоянной амплитудой и некоторой определенной фазой, изменение фазы меняет взаимодействие осциллятора с электромагнитным полем. Это изменение носит случайный характер. Если в результате столкновений (одного или нескольких) исходное фазовое соотношение нарушается, то можно считать, что с полем взаимодействует новый осциллятор, а старый исчез. Поэтому среднее время свободного пролета осциллятора между фазосбивающими столкновениями является средним временем жизни частиц газа по отношению к столкновениям этого рода. Это время,  $\tau_{ст}$ , в соответствии с формулой (2.4) определяет столкновительную ширину линии  $\Delta v_{ст}$ :

$$\Delta v_{ст} = 1/2\pi\tau_{ст}. \quad (2.31)$$

Так как газокINETические соударения являются случайным процессом, воздействующим при одном и том же столкновительном партнере в среднем одинаково на все молекулы (атомы) газа одного сорта, то столкновительное уширение является однородным уширением.

Величина  $\tau_{ст}$  определяется газокINETическим сечением процесса сбоя фазы при ударе  $\sigma_{ст}$ , скоростью теплового движения частиц газа  $u$  и плотностью газа  $n$ :

$$\tau_{ст} = 1/n \langle u \sigma_{ст} \rangle, \quad (2.32)$$

где угловые скобки означают усреднение по скоростям. При простых оценках можно считать, что в (2.32) входит средняя теп-

ловая скорость  $u_0$ :  $1/\tau_{ст} = nu_0\sigma_{ст}$ . Вопрос о величине  $\sigma_{ст}$  требует в каждом конкретном случае отдельного экспериментального исследования.

Для квантовой электроники чрезвычайно большое значение имеет обратная пропорциональность  $\tau_{ст}$  плотности газа. В результате этого столкновительная ширина  $\Delta\nu_{ст}$  прямо пропорциональна давлению газа и может достигать заметных величин. Так, для уже упоминавшегося  $\text{CO}_2$ -лазера крутизна роста ширины линии из-за учащения столкновений с увеличением давления составляет (в зависимости от столкновительного партнера) 4—8 МГц/Торр. При суммарном давлении в 10—15 Торр для  $\text{CO}_2$ -лазера однородная столкновительная ширина превышает неоднородную (доплеровскую).

В заключение этой лекции отметим необходимость принимать в некоторых случаях во внимание так называемую пролетную ширину линии. В спектроскопии атомных (молекулярных) пучков время пролета пучка частиц через область пространства, занятую электромагнитным полем, может быть мало. Очевидно, что среднему времени взаимодействия пучка с полем  $\tau_{пр}$  соответствует однородное уширение

$$\Delta\nu_{пр} = 1/2\pi\tau_{пр}. \quad (2.33)$$

### Лекция третья. УСИЛЕНИЕ

*Поглощение и усиление. Активная среда. Сечение поглощения. Эффект насыщения. Плотность потока энергии насыщающего излучения. Импульсный режим, энергия насыщения.*

Равновесная квантовая система поглощает энергию внешнего излучения, т. е. при равновероятности индуцированных переходов сверху вниз (с излучением энергии) и снизу вверх (с поглощением энергии) в расчете на одну частицу общее число переходов с нижних уровней на верхние превосходит число обратных переходов, потому что внизу частиц больше, чем сверху.

Действительно, изменение энергии внешнего поля излучения в единичном объеме квантовой системы определяется разностью энергий, излучаемых и поглощаемых при индивидуальных переходах вниз и вверх. Так как излучаемая мощность равна  $n_2 W_{21} h\nu$ , а поглощаемая  $n_1 W_{12} h\nu$ , то скорость изменения плотности энергии в соответствии с (1.2), (1.3), (1.10) и (2.20) составляет

$$\frac{d\rho}{dt} = \left( \frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1} \right) \frac{g_1 2B_{12} h\nu\rho}{\pi\Delta\nu_{л}}, \quad (3.1)$$

что при термодинамическом равновесии в соответствии с распределением Больцмана (1.4) отрицательно. Энергия внешнего поля поглощается. В дальнейшем мы увидим, что при сколько-нибудь заметном поглощении энергии внешнего поля населенности  $n_2$  и



$n_1$  изменяются, меняя тем самым скорость поглощения энергии. Однако на настоящем этапе нашего рассмотрения мы будем пренебрегать столь сильным влиянием поля на вещество, имея в виду наличие релаксационных процессов, быстро по сравнению с  $d\rho/dt$  возвращающих частицы вниз, что и обеспечивает непрерывность процесса поглощения энергии внешнего электромагнитного излучения и перевод этой энергии в тепло.

Итак, при термодинамическом равновесии  $d\rho/dt < 0$ . Для увеличения энергии излучения необходимо, чтобы выполнялось условие

$$n_2/g_2 > n_1/g_1. \quad (3.2)$$

В отсутствие вырождения это означает, что населенность верхнего уровня должна превышать населенность нижнего. При наличии вырождения число частиц, приходящихся на одно невырожденное состояние верхнего уровня, должно превышать населенность каждого невырожденного состояния нижнего уровня.

Таким образом, увеличение плотности энергии поля внешнего излучения происходит в квантовой системе тогда, когда равновесное распределение населенностей так нарушено, что верхние состояния населены сильнее, чем нижние, т. е. когда распределение населенностей инвертировано.

Системы квантовых частиц, в которых хотя бы для двух уровней энергии более высоко расположенный уровень (верхний уровень) населен сильнее нижнего уровня, называются системами с инверсией населенностей. Иногда такую инвертированную систему называют системой с отрицательной температурой. Введение этого термина является формальным следствием применения распределения Больцмана к неравновесным системам с инверсией населенностей. Действительно, из формулы (1.4) для распределения Больцмана видно, что при  $E_2 > E_1$  условие  $n_2/g_2 > n_1/g_1$  следует автоматически, если считать, что  $T < 0$ .

Для нас, однако, более важно, что системы с инверсией населенностей являются системами с отрицательным поглощением, т. е. с усилением. Для излучения, распространяющегося в виде бегущей волны в направлении  $z$  со скоростью  $c$ , коэффициент поглощения  $\alpha$  определяется как

$$\alpha = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dz}, \quad (3.3)$$

где  $I$  — интенсивность (плотность мощности) излучения [Вт/см<sup>2</sup>]. Так как  $I = \text{const} \cdot \rho$  и  $dz = c dt$ , то

$$\alpha = -\frac{1}{c\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (3.4)$$

При этом из (3.1) мы получаем

$$\alpha = \left( \frac{n_1}{g_1} - \frac{n_2}{g_2} \right) \frac{g_1 2B_{12} h\nu}{c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}}. \quad (3.5)$$

При выполнении условия  $n_2/g_2 > n_1/g_1$  коэффициент  $\alpha < 0$ , и, следовательно, усилению соответствует, как и следовало ожидать, отрицательное поглощение.

В силу свойств индуцированного излучения получаемое при инверсии усиление когерентно. При распространении в среде с отрицательным поглощением амплитуда поля нарастает экспоненциально с показателем (инкрементом) усиления, равным  $\alpha/2$ , т. е. с показателем

$$\left( \frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1} \right) \frac{g_1 B_{12} h\nu}{c\pi\Delta\nu_{\text{л}}}. \quad (3.6)$$

Приведем здесь для справок соотношение между напряженностью электрического поля электромагнитной волны  $E$  и ее интенсивностью  $I$ . При линейной поляризации поля волны

$$E \text{ [В/см]} = 27 \sqrt{I \text{ [Вт/см}^2\text{]}}, \quad (3.7a)$$

при круговой

$$E \text{ [В/см]} = 19 \sqrt{I \text{ [Вт/см}^2\text{]}}. \quad (3.7b)$$

Итак, для усиления, т. е. для инверсии знака поглощения, необходима инверсия населенностей. Для создания инверсии населенностей необходимо дополнительное внешнее воздействие. Вне зависимости от конкретного механизма инверсии это внешнее воздействие должно преодолевать процессы, направленные на восстановление равновесной разности населенностей. Препятствовать процессам восстановления равновесной разности населенностей можно, только затрачивая энергию — энергию накачки, поступающую от внешнего источника питания.

Совокупность квантовых частиц с инверсией населенностей, т. е. среда с отрицательными потерями энергии распространяющегося в ней излучения, называется в квантовой электронике активной средой.

Рассмотрим несколько подробнее коэффициент поглощения в равновесном случае. Будем по-прежнему иметь в виду двухуровневую систему. В соответствии с распределением Больцмана для двухуровневой системы, находящейся при температуре  $T$ ,

$$\alpha = n \frac{g_1 (1 - \exp[-h\nu/kT])}{g_1 + g_2 \exp[-h\nu/kT]} \frac{2B_{12} h\nu}{c\pi\Delta\nu_{\text{л}}}, \quad (3.8)$$

где  $n = n_1 + n_2$  — плотность общего числа частиц на обоих уровнях энергии. В радиодиапазоне, как правило,  $h\nu \ll kT$  и

$$\alpha = n \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{(h\nu)^2}{kT} \frac{2B_{12}}{c\pi\Delta\nu_{\text{л}}}. \quad (3.9)$$

В оптическом диапазоне  $h\nu \gg kT$  и

$$\alpha = nh\nu \frac{2B_{12}}{c\pi\Delta\nu_{\text{л}}}. \quad (3.10)$$

Для справок укажем, что при температуре 300 К равенство  $h\nu = kT$  наступает на длине волны 48 мкм (которой соответствует частота 6250 ГГц или  $207 \text{ см}^{-1}$ ).

Выражению (3.10) можно придать другую форму. Вспомнив, что  $g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$  и  $A_{21} = 8\pi\nu^2 h\nu B_{21}/c^3$ , перепишем (3.10) в виде

$$\alpha = n \frac{g_2}{g_1} \frac{c^2}{4\pi\nu^2} \frac{A_{21}}{\pi\Delta\nu_{\text{Л}}}. \quad (3.11)$$

Так как  $c/\nu = \lambda$  и  $A_{21} = 1/\tau_0$ , где  $\tau_0$  — естественное (радиационное, спонтанное) время жизни частицы на верхнем уровне, то

$$\alpha = n \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{1}{\pi\Delta\nu_{\text{Л}}\tau_0}. \quad (3.12)$$

Произведение  $\Delta\nu_{\text{Л}}\tau_0$  безразмерно. Следовательно, существует возможность характеризовать поглощающие свойства частицы некоторым эффективным сечением ее взаимодействия с резонансным электромагнитным полем. Это сечение называется сечением поглощения и обозначается буквой  $\sigma$ . По определению

$$\alpha = n\sigma. \quad (3.13)$$

Тогда из (3.12) следует (см. также (3.10)), что

$$\sigma = \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{2\pi\Delta\nu_{\text{Л}}\tau_0} = h\nu \frac{2B_{12}}{c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}}. \quad (3.14)$$

Так как  $2\pi\Delta\nu_{\text{Л}}$  всегда превышает  $1/\tau_0$ , сечение поглощения всегда меньше  $\lambda^2/2\pi$  (в оптическом диапазоне, как правило, значительно меньше). Характерные значения  $\sigma$  в зависимости от спектрального диапазона и конкретной квантовой частицы лежат в широком диапазоне ( $10^{-12}$ — $10^{-24} \text{ см}^2$ ).

В предыдущем рассмотрении речь шла о так называемом линейном коэффициенте поглощения или коэффициенте поглощения малого сигнала, когда значение  $\alpha$  не зависит от интенсивности сигнала. Независимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от интенсивности поглощаемого излучения соответствует хорошо известному в оптике закону Бугера — Ламберта — Бера. Этот закон в нашем рассмотрении получен в предположении, что поглощаемое излучение не вызывает отклонений распределения числа частиц по уровням энергии от термодинамически равновесного.

Однако поглощаемое системой частиц излучение обязательно нарушает тепловое равновесие в ней. В случае, когда вероятность переходов под влиянием внешнего поля становится сравнимой с вероятностью релаксационных переходов, равновесное распределение населенностей заметно искажается. При этом относительная доля энергии, поглощаемой системой, уменьшается, коэффициент поглощения падает, наступает так называемый эффект насыщения. Очевидно, что в пределе, когда интенсивность поля так велика, что вероятность индуцированных переходов превышает ве-

роятность релаксационных переходов, наступает полное насыщение, при котором разность

$$n_1/g_1 - n_2/g_2 = 0. \quad (3.15)$$

При  $n_1/g_1 = n_2/g_2$  система просветляется; она прозрачна для резонансного излучения — нет ни поглощения, ни усиления,  $\alpha = 0$ .

В течение многовековой истории оптики закон Бугера — Ламберта — Бера или эквивалентные ему утверждения считались непреложной аксиомой. С. И. Вавилов был первым, кто задолго до появления лазеров высказал и обосновал мысль о возможном уменьшении поглощения при увеличении интенсивности облучения. Нелинейный характер процесса поглощения света большой интенсивности позволил Вавилову ввести термин «нелинейная оптика». Этот термин получил широкое распространение после возникновения лазеров, обусловивших бурное развитие этой новой области физики.

Рассмотрим изменение населенностей в системе двух уровней энергии, происходящее под действием резонансного электромагнитного поля, релаксационных и спонтанных переходов. Мы знаем, что результатом действия любых релаксационных механизмов является обмен энергией между системой рассматриваемых частиц и тепловыми колебаниями, приводящий к тепловому равновесию во всей системе в целом. Как уже отмечалось, именно релаксационные взаимодействия (совместно со спонтанным излучением, когда оно существенно) устанавливают равновесное распределение населенностей и создают условия для продолжения поглощения энергии излучения.

Выпишем теперь так называемые скоростные (кинетические) уравнения для населенностей двух уровней энергии  $n_1$  и  $n_2$ . Прежде всего, существует закон сохранения

$$n_1 + n_2 = n. \quad (3.16)$$

Далее, изменение плотности числа частиц на верхнем уровне  $n_2$  дается уравнением

$$\frac{dn_2}{dt} = - \left( w_{21} + \frac{1}{\tau_0} \right) n_2 + w_{12}n_1 - W_{21}n_2 + W_{12}n_1. \quad (3.17)$$

Здесь первый член соответствует уходу частиц со второго уровня за счет спонтанного распада (вероятность  $1/\tau_0$ ) и релаксации (вероятность  $w_{21}$ ), второй член соответствует релаксационному заселению второго уровня за счет ухода частиц с первого уровня (вероятность  $w_{12}$ ), третий и четвертый члены описывают индуцированные переходы  $1 \rightleftharpoons 2$ .

Записывая  $W_{12}$  в виде  $2B_{12}\rho/\pi\Delta\nu_{\text{л}}$ , вспоминая, что  $g_1B_{12} = g_2B_{21}$ , и подставляя  $n_1 = n - n_2$ , получаем

$$\frac{dn_2}{dt} = - \left( \frac{1}{\tau} + \frac{g_1 + g_2}{g_2} 2B_{12} \frac{\rho}{\pi\Delta\nu_{\text{л}}} \right) n_2 + \left( w_{12} + 2B_{12} \frac{\rho}{\pi\Delta\nu_{\text{л}}} \right) n, \quad (3.18)$$

где введено обозначение

$$\tau = \frac{1}{w_{21} + w_{12}^* + 1/\tau_0} \quad (3.19)$$

для эффективного времени релаксации населенностей. В отсутствие внешнего поля, как видно из уравнения (3.18), система релаксирует со временем  $\tau$ .

В стационарных условиях ( $dn_2/dt = 0$ )

$$n_2 = \frac{w_{12}\tau + 2B_{12}\rho\tau/\pi\Delta\nu_{\text{л}}}{1 + (g_1 + g_2)2B_{12}\rho\tau/g_2\pi\Delta\nu_{\text{л}}} n. \quad (3.20)$$

При  $\rho \rightarrow \infty$

$$n_2 = \frac{g_2}{g_1 + g_2} n. \quad (3.21)$$

Соответственно,  $n_1 = n - n_2$  равняется

$$n_1 = \frac{g_1}{g_1 + g_2} n, \quad (3.22)$$

т. е. с точностью до кратности вырождения населенности верхнего и нижнего уровней уравниваются. Происходит полное насыщение.

В отсутствие поля излучения ( $\rho = 0$ )

$$n_2^0 = w_{12}\tau n = \frac{w_{12}}{w_{12} + w_{21} + 1/\tau_0} n \quad (3.23)$$

и, соответственно,

$$n_1^0 = \frac{w_{21} + 1/\tau_0}{w_{12} + w_{21} + 1/\tau_0} n. \quad (3.24)$$

Так как равновесные разности населенностей подчиняются распределению Больцмана (1.4), то для вероятностей релаксационных процессов сверху вниз и снизу вверх должно выполняться условие

$$\frac{w_{12}}{w_{21} + 1/\tau_0} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right]. \quad (3.25)$$

При одинаковом вырождении уровней энергии  $E_2$  и  $E_1$ , релаксационные переходы сверху вниз всегда более вероятны, чем снизу вверх. Для оптических частот, когда  $E_2 - E_1 \gg kT$ , вероятность релаксационного перехода наверх очень мала. В радиодиапазоне ( $E_2 - E_1 \ll kT$ )  $w_{12}$  незначительно меньше, чем  $w_{21}$  (скоростью  $1/\tau_0$  в радиодиапазоне обычно можно пренебречь).

Вернемся к случаю насыщения. Обычно мы имеем дело не с объемными плотностями энергии  $\rho$ , а с плотностями потока энергии излучения  $I$ , или, иначе говоря, с интенсивностью излучения  $I$ . Так как  $I = \rho c$ , то удобна запись

$$n_2 = \frac{w_{12}\tau + I2B_{12}\tau/c\pi\Delta\nu_{\text{л}}}{1 + (g_1 + g_2)I2B_{12}\tau/g_2c\pi\Delta\nu_{\text{л}}} n, \quad (3.26)$$

которая позволяет ввести некоторую эффективную характеристику насыщения

$$I_s = \frac{1}{4} \frac{c\pi\Delta\nu_{\Pi}}{B_{12}\tau}, \quad (3.27)$$

имеющую смысл плотности потока энергии или интенсивности насыщения. Формула (3.14) позволяет связать  $I_s$  с сечением резонансного поглощения  $\sigma$ :

$$I_s = h\nu/2\sigma\tau. \quad (3.28)$$

Далее, в соответствии с (3.5) величина резонансного поглощения (усиления) определяется формулой

$$z = n_2/g_2 - n_1/g_1. \quad (3.29)$$

Тогда, учитывая, что  $n_2 = n - n_1$  и, следовательно,  $z = n_2(g_1 + g_2)/g_1g_2 - n_1/g_1$ , из (3.26) легко получить для  $z$  простое соотношение:

$$z = \frac{z_0}{1 + (g_1 + g_2)I/2g_2I_s}, \quad (3.30)$$

где  $z_0$  означает соответствующую разность населенностей в отсутствие внешнего поля, т. е. при  $I = 0$ .

Соотношение (3.30) неоднократно потребуется нам в дальнейшем. Смысл его довольно ясен. С увеличением интенсивности облучения первоначальная разность населенностей падает. Характерный масштаб изменения задается величиной  $I_s$ . Когда интенсивность облучения достигает  $I_s$ , первоначальная разность населенностей падает вдвое. При  $I \ll I_s$  эффектом насыщения можно пренебречь.

Величина  $I_s$  (формула (3.28)) допускает простое физическое истолкование: произведение интенсивности излучения на сечение поглощения, измеренное в единицах  $h\nu$ , т. е. величина  $I\sigma/h\nu$ , дает при непрерывном облучении значение средней скорости актов индуцированного поглощения. Когда эта скорость, увеличиваясь с ростом  $I$ , достигает скорости (при  $g_1 = g_2$ ) релаксационного распада населенности верхнего уровня  $1/\tau$ , насыщение становится заметным.

Отметим, что проведенное выше рассмотрение справедливо для однородно уширенной линии поглощения, насыщающейся как целое при увеличении интенсивности облучения. Неоднородное уширение, например доплеровская линия, требует отдельного и гораздо более сложного анализа.

Заметим также, что иногда вместо интенсивности насыщения пользуются обратной величиной

$$S = 1/I_s, \quad (3.31)$$

называемой фактором насыщения. Однако интенсивность насыщения  $I_s$  имеет более наглядный физический смысл.

Эффект насыщения играет важную роль в квантовой электронике. Насыщение уменьшает коэффициент поглощения неинвертированных резонансных поглощающих систем, приводя их, таким образом, в просветленное состояние, что часто бывает очень полезным. Насыщение снижает коэффициент усиления инвертированных систем, что часто бывает очень нежелательным. Насыщение является той нелинейностью, которая ограничивает интенсивность генерации лазеров. Наконец, в системах со многими уровнями энергии насыщение одного из резонансных переходов может вызвать инверсию населенностей другого перехода. Последнее обстоятельство будет подробно обсуждено позднее.

Порядок величины интенсивности насыщения определяется параметрами рассматриваемого перехода конкретной квантовой частицы. В видимой области спектра при  $\tau = 10^{-6}$  с и  $\sigma = 10^{-16}$  см<sup>2</sup> значение  $I_s$  составляет 1—2 кВт/см<sup>2</sup>.

До сих пор мы рассматривали непрерывный режим. Большое значение в квантовой электронике имеет также и импульсный режим. Импульсным режим можно считать тогда, когда длительность воздействия излучения на квантовую систему мала по сравнению с характерным временем релаксации системы. Точнее говоря, непрерывный режим — это режим работы (генерации, облучения), продолжающийся в течение времени, заметно большего времени релаксации. Все остальное — это импульсный режим. При импульсном воздействии эффект насыщения характеризуется энергией насыщения.

Вернемся к уравнению (3.18). Именно его решение при импульсном характере включения  $\rho = \rho(t)$  дает соответствующую зависимость  $n_2(t)$ . Для простоты будем рассматривать оптический случай:  $w_{12} = 0$  и  $n_2(0) = 0$ . Кроме того, сразу же введем интенсивность облучения  $I = \rho\sigma$  и учтем выражение (3.27) для интенсивности насыщения стационарного режима  $I_s$ . В результате получаем простую запись:

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{1}{2} \frac{I}{I_s} \frac{n}{\tau} - \left( 1 + \frac{g_1 + g_2}{g_2} \frac{I}{I_s} \right) \frac{n_2}{\tau}, \quad (3.32)$$

где  $I = I(t)$ . Решение этого линейного дифференциального уравнения первого порядка известно. При нулевом начальном условии ( $n_2(0) = 0$ ), вводя обозначения

$$Q(t) = \left( 1 + \frac{g_1 + g_2}{2g_2} \frac{I(t)}{I_s} \right) \frac{1}{\tau}, \quad (3.33)$$

$$R(t) = \frac{I(t)n}{2I_s\tau}, \quad (3.34)$$

можно записать  $n_2(t)$  в виде

$$n_2(t) = \left\{ \exp \left[ - \int_0^t Q(z) dz \right] \right\} \left\{ \int_0^t R(z) \exp \left[ \int_0^z Q(x) dx \right] dz \right\}. \quad (3.35)$$

Далее,

$$\int_0^t Q(z) dz = \frac{t}{\tau} + \frac{1}{2} \frac{g_1 + g_2}{g_2} \int_0^t \frac{I(z)}{I_S \tau} dz. \quad (3.36)$$

Входящий сюда интеграл  $\int_0^t I(z) dz$ , дающий удельную дозу энергии облучения, полученной системой, в нашем случае двух уровней энергии, к моменту времени  $t$ , имеет смысл плотности энергии облучения за время  $t$  и измеряется в джоулях на квадратный сантиметр, чем отличается от плотности потока энергии (т. е. интенсивности) облучения, измеряемой в ваттах на квадратный сантиметр.

Введем обозначения

$$F(t) = \int_0^t I(z) dz, \quad (3.37)$$

$$F_S = I_S \tau, \quad (3.38)$$

где  $F_S$  имеет очевидный смысл плотности энергии насыщения. С учетом (3.36)–(3.38) выражение для  $n_2(t)$  записывается в виде

$$n_2(t) = \frac{n}{2} \exp \left[ -\frac{t}{\tau} + \frac{g_1 + g_2}{2g_2} \frac{F(t)}{F_S} \right] \int_0^t \exp \left[ \frac{z}{\tau} + \frac{g_1 + g_2}{2g_2} \frac{F(z)}{F_S} \right] \frac{I(z)}{F_S} dz. \quad (3.39)$$

Дальнейший анализ требует конкретизации вида  $I(t)$ . Интересуясь короткими импульсами, длительность которых  $\tau_{\text{имп}} \ll \tau$ , можно при вычислении  $n_2(\tau_{\text{имп}})$  считать интенсивность облучения в течение импульса постоянной и равной  $I_0$ . Тогда  $F(\tau_{\text{имп}}) = F_{\text{имп}} = I_0 \tau_{\text{имп}}$  имеет смысл плотности энергии импульса,  $F(z) = I_0 z$  и  $I(z) = I_0$  для  $0 \leq z \leq \tau_{\text{имп}}$ . В результате

$$\begin{aligned} n_2(\tau_{\text{имп}}) &= n_2^{\text{имп}} = \\ &= n I_0 \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{g_1 + g_2}{2g_2} \frac{F_{\text{имп}}}{F_S} - \frac{\tau_{\text{имп}}}{\tau} \right] \right\} \left\{ 2 I_S \left( 1 + \frac{g_1 + g_2}{2g_2} \frac{I_0}{I_S} \right) \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (3.40)$$

От стационарного случая (3.26)–(3.30) полученное выражение отличается сомножителем в скобках, характеризующим влияние отсутствия эффективной релаксации в течение времени действия импульса облучения. При увеличении энергии импульса наступает эффект насыщения в том смысле, что с ростом  $F_{\text{имп}}$  дальнейшего роста  $n_2$  не происходит просто потому, что все частицы переброшены с уровня 1 на уровень 2, а обратная релаксация за время  $\tau_{\text{имп}}$  не происходит.



Сравнение (3.40) и (3.26) показывает, что в импульсном режиме условие полного насыщения

$$F_{\text{имп}} \gg F_S \quad (3.41)$$

качественно отличается от условия полного насыщения в непрерывном режиме

$$I \gg I_S. \quad (3.42)$$

Именно эти соображения позволили ввести формулой (3.38) плотность энергии насыщения при импульсном воздействии

$$F_S = I_S \tau = h\nu/2\sigma. \quad (3.43)$$

Отметим, что при сравнительно сильных сигналах, когда для импульсной интенсивности условие (3.42) уже выполнено, для  $n_2$  справедлива простая формула:

$$n_2^{\text{имп}} = n \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{g_1 + g_2}{2g_2} \frac{F_{\text{имп}}}{F_S} \right] \right\} \frac{g_2}{g_1 + g_2}. \quad (3.44)$$

Знание  $n_2$  позволяет найти  $n_1$  и  $n_2 - n_1$ . В условиях справедливости (3.44)

$$z = \frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1} = z_0 \exp \left[ - \frac{g_1 + g_2}{2g_2} \frac{F_{\text{имп}}}{F_S} \right], \quad (3.45)$$

где, как и в случае (3.31),  $z_0$  означает соответствующую разность населенностей в отсутствие внешнего поля, т. е. при  $F_{\text{имп}} = 0$ . Существенное отличие (3.45) от (3.31) объясняется характером насыщения.

### **Лекция четвертая. КОЭФФИЦИЕНТЫ ЭЙНШТЕЙНА И МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ОПЕРАТОРА ПЕРЕХОДА**

*Волновые функции стационарных состояний. Уравнение Шредингера при наличии возмущений. Первое приближение теории возмущений. Суперпозиция волновых функций стационарных состояний. Вероятность перехода. Вычисление коэффициентов Эйнштейна для индуцированных переходов в двухуровневой системе. Матричный элемент оператора дипольного момента перехода. Осцилляции населенности верхнего уровня, частота Раби.*

В предыдущих лекциях мы связали сечение поглощения, коэффициент усиления, интенсивность насыщения с коэффициентом Эйнштейна, введенным термодинамически.

Очень важным является, однако, провести квантовомеханическое рассмотрение, во-первых, для того, чтобы понять, что именно является в квантовой механике наиболее существенным для квантовой электроники, во-вторых, чтобы знать приемы, методы определения вероятностей переходов, сечений поглощения и т. п.

Мы уже говорили о том, что при анализе системы «частица — поле излучения» происходит разбиение системы на две части — квантовая частица и классическое поле излучения. При этом энергия такой системы разбивается на три части — внутреннюю энергию частицы, энергию поля излучения и энергию взаимодействия между ними. Взаимодействие при этом рассматривается как возмущение одной части системы другой ее частью — возмущение частицы полем излучения.

Известно, что микрообъекты описываются  $\Psi$ -функциями, подчиняющимися уравнению Шредингера

$$j\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = \hat{H}\Psi, \quad (4.1)$$

где  $\hat{H}$  — оператор энергии.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$H = H_0 + H', \quad (4.2)$$

где  $H_0$  — суммарная энергия отдельно взятых поля и частицы, а  $H'$  — энергия взаимодействия между ними, характеризующая возмущение внутренней энергии частицы полем излучения. Так разделить энергию можно всегда. Мы же будем рассматривать тот важный частный случай, в котором энергия взаимодействия  $H'$  мала по сравнению с полной энергией  $H_0$  невозмущенных составляющих системы. Так как величина  $H_0$  определяется энергиями связи между составными частями нашей молекулы (атома, иона и т. п.), то такое допущение хорошо соответствует случаям взаимодействия микрочастиц с не слишком интенсивными полями.

Результаты, полученные при использовании допущения о малости  $H'$  по сравнению с  $H_0$ , верны в первом приближении так называемой теории возмущений.

Рассмотрим сначала невозмущенную систему, обладающую уровнями энергии  $E_n$  и волновыми функциями  $\Psi_n$ . Так как и частица, и поле излучения при отсутствии взаимодействия между ними остаются неопределенно долго в заданном состоянии, то эти состояния являются стационарными. Волновые функции стационарных состояний  $\Psi_n$  весьма характерны. Их можно представить в виде

$$\Psi_n = \psi_n \exp[-jE_n t/\hbar], \quad (4.3)$$

где функции  $\psi_n$  зависят только от пространственных координат и удовлетворяют так называемому стационарному (не зависящему от времени) уравнению Шредингера

$$\psi_n(x)E_n = \hat{H}_0(x)\psi_n(x). \quad (4.4)$$

Как хорошо известно, это уравнение для ограниченных квантовых систем имеет решения только для некоторых значений энергии  $E_n$ , что и приводит к квантованию уровней энергии системы для случаев, когда система не может уходить в бесконечность. Дру-

гими словами, квантование энергии автоматически вытекает из стационарного уравнения Шредингера для ограниченных систем.

Уровням энергии  $E_n$  соответствуют волновые функции  $\psi_n$ . Для них характерны непрерывность, гладкость и ортонормированность:

$$\int \psi_m^* \psi_n dx dy dz = \begin{cases} 1, & m = n; \\ 0, & m \neq n, \end{cases} \quad (4.5)$$

выражающая взаимную независимость стационарных состояний. Невозмущенная система в некоторый определенный момент времени может занимать только одно определенное состояние.

Ситуация меняется при наличии взаимодействия. Тогда соответствующая волновая функция должна удовлетворять уравнению Шредингера

$$j\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi' = (\hat{H}_0 + \hat{H}') \Psi'. \quad (4.6)$$

В общем случае это уравнение не решается. Однако ввиду малости энергии взаимодействия  $H'$  по сравнению с энергией невозмущенной системы  $H_0$  решение можно найти путем разложения волновой функции возмущенной системы  $\Psi'$  в ряд, члены которого являются решениями невозмущенного уравнения Шредингера

$$j\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = \hat{H}_0 \Psi, \quad (4.7)$$

т. е. являются  $\Psi$ -функциями стационарных состояний.

В соответствии с принятым в предыдущих лекциях подходом ограничим наш дальнейший анализ рассмотрением частиц с двумя уровнями энергии. При этом надо, конечно, иметь в виду, что в действительности не существуют системы, имеющие только два уровня энергии. Но тогда, когда взаимодействие с полем носит резонансный характер, а линии достаточно узки, двухуровневая система оказывается достаточно хорошим приближением.

Двухуровневая система имеет два стационарных состояния, т. е. две стационарные  $\Psi$ -функции:  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$ . Следовательно, мы должны искать решение (4.6) в виде

$$\Psi' = a\Psi_1 + b\Psi_2. \quad (4.8)$$

Если частица находилась до начала действия возмущения на нижнем уровне энергии  $E_1$ , то тогда выполнялось условие  $a = 1$ ,  $b = 0$ ; в противоположном случае — условие  $a = 0$ ,  $b = 1$ . В общем случае коэффициенты  $a$  и  $b$  являются функциями времени:  $a = a(t)$  и  $b = b(t)$ . При наличии взаимодействия происходит обмен энергией между частицей и полем излучения, энергетическое состояние частицы зависит от времени. После того как в течение какого-то времени продолжалось взаимодействие, появилась ве-

роятность нахождения частицы в некотором стационарном состоянии, отличном от начального. Пусть, например, система, бывшая до включения взаимодействия в состоянии 1, описывается уже не функцией  $\Psi_1$ , а функцией  $\Psi_2$ . Значит, между уровнями 1 и 2 произошел переход, и величина  $|b(t)|^2 = b(t)b(t)^*$  является вероятностью этого перехода.

Итак, в уравнение (4.6) мы подставляем (4.8). После приведения подобных и учета того, что для функций  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$  выполняется (4.7), получаем

$$j\hbar\Psi_1\frac{\partial a}{\partial t} + j\hbar\Psi_2\frac{\partial b}{\partial t} = a(t)\widehat{H}'\Psi_1 + b(t)\widehat{H}'\Psi_2. \quad (4.9)$$

Умножаем это уравнение на  $\Psi_2^*$  и интегрируем по всему пространству. Учитывая ортонормированность (4.5) и то, что в силу (4.3)

$$\Psi_1 = \psi_1 \exp\left[-\frac{jE_1 t}{\hbar}\right], \quad \Psi_2 = \psi_2 \exp\left[-\frac{jE_2 t}{\hbar}\right], \quad (4.10)$$

получаем

$$j\hbar\frac{db}{dt} = a(t) \int \psi_1 \widehat{H}' \psi_2^* \exp\left[-\frac{jE_1 t}{\hbar} + \frac{jE_2 t}{\hbar}\right] dx dy dz + \\ + b(t) \int \psi_2 \widehat{H}' \psi_2^* dx dy dz. \quad (4.11)$$

Если бы мы умножили (4.9) на  $\Psi_1^*$ , то получили бы аналогичное уравнение для  $da/dt$ .

Пусть теперь в момент включения возмущения  $t=0$  частица находилась на уровне 1, т. е. пусть  $a(0)=1$  и  $b(0)=0$ . Тогда, если время действия возмущения мало, уравнение (4.11) можно решать, считая, что входящие в него функции  $a(t)$  и  $b(t)$  заменяются их начальными значениями. Следовательно,

$$j\hbar\frac{db}{dt} = \int \psi_1 \widehat{H}' \psi_2^* \exp\left[-\frac{j(E_1 - E_2)t}{\hbar}\right] dx dy dz. \quad (4.12)$$

В правую часть этого уравнения входит  $\int \psi_1 \widehat{H}' \psi_2^* dx dy dz$ , взятый по всему пространству. Этот интеграл известен под названием матричного элемента оператора взаимодействия перехода  $1 \rightarrow 2$ .

Пусть энергия возмущения  $H'$  обусловлена дипольным взаимодействием частицы с переменным электромагнитным полем. Если дипольный момент равен  $\mu$ , а поле имеет вид  $\mathbf{E}(\exp(j\omega t) + \exp(-j\omega t))$ , то энергия взаимодействия равна скалярному произведению этих векторов:

$$H' = -\mu\mathbf{E}(\exp(j\omega t) + \exp(-j\omega t)). \quad (4.13)$$

Будем считать для простоты, что векторы  $\mu$  и  $\mathbf{E}$  параллельны. В дипольном приближении оператор взаимодействия превращает-

ся в оператор момента  $\hat{\mu}$ . Его матричный элемент для параллельных векторов  $\mu$  и  $E$  записывается в виде

$$\int \psi_1 \hat{H}' \psi_2^* dx dy dz = -E (e^{j\omega t} + e^{-j\omega t}) \int \psi_1 \hat{\mu} \psi_2^* dx dy dz = -\langle \mu \rangle E (e^{j\omega t} + e^{-j\omega t}), \quad (4.14)$$

где величина  $\langle \mu \rangle$  определяет матричный элемент оператора дипольного момента перехода. Так мы приходим к уравнению

$$\frac{db}{dt} = -\frac{1}{j\hbar} \langle \mu \rangle E (e^{j(\omega+\omega_0)t} + e^{j(\omega_0-\omega)t}), \quad (4.15)$$

где  $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$  — резонансная частота перехода. (Заметим, что при рассмотрении этого типа принято пользоваться круговыми частотами.) При воздействии на частоте  $\omega$ , сколько-нибудь близкой к резонансной, первый член в скобках осциллирует слишком быстро и его можно не учитывать. Тогда

$$\frac{db}{dt} = -\frac{1}{j\hbar} \langle \mu \rangle E e^{j(\omega_0-\omega)t}. \quad (4.16)$$

Такое уравнение легко интегрируется в пределах от 0 до  $t$ :

$$b(t) = \frac{\langle \mu \rangle E}{\hbar} \frac{e^{j(\omega_0-\omega)t} - 1}{\omega_0 - \omega}. \quad (4.17)$$

Вероятность перехода  $1 \rightarrow 2$  определяется квадратом модуля  $|b(t)|^2$ :

$$|b(t)|^2 = \left( \frac{\langle \mu \rangle E}{\hbar} \right)^2 \left( \frac{\omega_0 - \omega}{2} \right)^{-2} \sin^2 \frac{\omega_0 - \omega}{2} t. \quad (4.18)$$

Из этого выражения видно, в частности, что осязаемая вероятность перехода имеет место только для внешнего поля с частотой  $\omega$ , близкой к  $\omega_0$ , т. е. для резонансного излучения.

Для того чтобы связать полученную нами вероятность перехода с коэффициентом Эйнштейна  $B_{12}$  для индуцированного перехода, надо применить этот результат к случаю теплового излучения и учесть спектральную ширину перехода. Входящая в формулу (4.18) для  $|b(t)|^2$  величина  $E^2$  связана с плотностью энергии соответствующего поля простым и хорошо известным соотношением:  $\rho = E^2/8\pi$ . Но мы рассматривали электрическое поле, поляризованное вдоль направления диполя. В случае изотропного теплового излучения, для которого был произведен термодинамический анализ коэффициентов Эйнштейна, плотность энергии поля вдоль одного выбранного направления составляет третью часть от полной плотности энергии поля. Следовательно,

$$E^2 = 8\pi\rho/3. \quad (4.19)$$

Плотность энергии поля теплового излучения распределена по спектру частот в соответствии с формулой Планка. Мы же выводили формулу для  $|b(t)|^2$  для монохроматической внешней силы. Полную вероятность перехода в поле теплового излучения можно определить, проинтегрировав выражение (4.18) для  $|b(t)|^2$  по всем частотам поля теплового излучения, считая при этом, что в (4.18) входит спектральная плотность энергии поля  $E_v^2 = 8\pi\rho_v/3$ , где  $\rho_v$  дается формулой Планка (1.9). Таким образом, полная вероятность перехода  $\Pi$  записывается в виде

$$\Pi = \int_{-\infty}^{\infty} |b(t)|^2 dv = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle \mu \rangle^2}{\hbar^2} \frac{8\pi\rho_v}{3} \frac{\sin^2 \pi(\nu_0 - \nu)t}{\pi^2(\nu_0 - \nu)^2} dv. \quad (4.20)$$

Функция  $\rho_v$  является очень плавной, а  $\sin^2 \pi(\nu_0 - \nu)t/\pi^2(\nu_0 - \nu)^2$  носит резко выраженный резонансный характер, поэтому  $\rho_v$  можно вынести за знак интеграла:

$$\Pi = \frac{8\pi}{3} \frac{\langle \mu \rangle^2}{\hbar^2} \rho_{\nu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 \pi(\nu_0 - \nu)t}{\pi^2(\nu_0 - \nu)^2} dv. \quad (4.21)$$

Заменой  $\pi(\nu_0 - \nu)t = x$  интеграл сводится к табличному:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 x}{x^2} dx = \pi. \quad \text{В результате}$$

$$\Pi = \frac{8\pi}{3} \frac{\langle \mu \rangle^2}{\hbar^2} \rho_{\nu_0} t. \quad (4.22)$$

Важной особенностью этого выражения является пропорциональность вероятности перехода под действием возмущения времени действия этого возмущения  $t$ , что полностью соответствует постулату Эйнштейна о вероятностях индуцированных переходов.

Вводя вероятность перехода в единицу времени:

$$W_{12} = \frac{\Pi}{t} = \frac{8\pi}{3} \frac{\langle \mu \rangle^2}{\hbar^2} \rho_{\nu_0}, \quad (4.23)$$

и сравнивая это выражение с введенным ранее постулатом Эйнштейна (1.2):

$$W_{12} = B_{12}\rho_{\nu_0}, \quad (4.24)$$

мы получаем окончательно выражение для коэффициента Эйнштейна  $B_{12}$  в виде

$$B_{12} = \frac{8\pi}{3} \frac{\langle \mu \rangle^2}{\hbar^2}. \quad (4.25)$$

Совершенно аналогично можно получить выражение для  $B_{21}$ , которое в нашем двухуровневом случае без вырождения оказывается равным  $B_{12}$ . Вероятность спонтанного перехода таким методом не может быть получена.

Итак, значения коэффициентов Эйнштейна  $B_{12}$  и  $B_{21}$  определяются дипольными матричными элементами  $\langle \mu \rangle$ , вычисление которых для большого числа простых конфигураций вполне возможно методами квантовой механики. Во многих случаях приходится, однако, прибегать к их экспериментальному определению.

Для справок приведем выражения для  $B_{12}$  и  $B_{21}$  в случае вырожденных уровней:

$$B_{12} = \frac{8\pi}{3} \frac{1}{\hbar^2} \frac{F_{12}}{g_1}, \quad B_{21} = \frac{8\pi}{3} \frac{1}{\hbar^2} \frac{F_{21}}{g_2}, \quad (4.26)$$

где так называемая сила линии перехода  $F_{12} = F_{21} = F$  является суммой квадратов матричных элементов дипольного момента перехода между невырожденными состояниями  $\alpha$  и  $\beta$ , составляющими уровни 1 и 2 соответственно:

$$F = \sum_{\alpha, \beta} \langle \mu_{\alpha\beta} \rangle^2. \quad (4.27)$$

Приведенный выше вывод связи коэффициента Эйнштейна  $B_{12}$  с квантовомеханической характеристикой перехода  $\langle \mu \rangle^2$  верен, строго говоря, вне резонанса, когда резонансные знаменатели типа  $\omega_0 - \omega$  (см. (4.17)) не слишком малы. Малость резонансного знаменателя нарушает малость поправки в методе теории возмущений. Однако, получив в первом порядке теории возмущений выражение (4.17) для  $b(t)$ , мы выполнили затем интегрирование (4.20) по всем частотам плащковского излучения, что интуитивно оправдывает наши выкладки. Если же нас интересует резонансный случай воздействия поля с частотой  $\omega \approx \omega_{21} = \omega_0$ , т. е. случай

$$\omega_{21} - \omega = \delta \ll \omega_{21}, \omega, \quad (4.28)$$

то надо рассматривать задачу заново. Снова представим  $\Psi$ -функции смешанного состояния, возникающего при действии поля излучения, для двухуровневой системы в виде (4.8). После подстановки в уравнение Шредингера (4.6), умножения на сопряженные, интегрирования и приведения подобных получаются точные уравнения для  $a(t)$  и  $b(t)$ :

$$j\hbar \frac{da}{dt} = V_{12}(t) b, \quad (4.29)$$

$$j\hbar \frac{db}{dt} = V_{21}(t) a, \quad (4.30)$$

где матричные элементы оператора возмущения  $\hat{V}$  аналогично (4.12) имеют вид

$$V_{12}(t) = \int \Psi_1^* \hat{V} \Psi_2 dx dy dz = V \exp \frac{j(E_1 - E_2)t}{\hbar}, \quad (4.31)$$

$$V_{21}(t) = \int \Psi_2^* \hat{V} \Psi_1 dx dy dz = V \exp \left[ -\frac{j(E_1 - E_2)t}{\hbar} \right]. \quad (4.32)$$

При дипольном взаимодействии типа (4.13), т. е. при

$$\hat{V} = -\hat{\mu}E(e^{j\omega t} + e^{-j\omega t}), \quad (4.33)$$

матричные элементы приобретают вид

$$V_{12}(t) = -\langle \mu \rangle E \left( e^{j(\omega + \omega_{21})t} + e^{j(\omega_{21} - \omega)t} \right), \quad (4.34)$$

$$V_{21}(t) = -\langle \mu \rangle E \left( e^{j(\omega + \omega_{12})t} + e^{j(\omega_{12} - \omega)t} \right). \quad (4.35)$$

Здесь, как и в (4.14),

$$\langle \mu \rangle = \langle \mu_{12} \rangle = \langle \mu_{21} \rangle = \int \Psi_2^* \hat{\mu} \Psi_1 dx dy dz \quad (4.36)$$

и, кроме того, введены частоты

$$\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} = -\omega_{12} = -\frac{E_1 - E_2}{\hbar}. \quad (4.37)$$

Считаем, как и раньше, что существенна только разностная частота  $\delta$  (см. (4.28)). Тогда, обозначив

$$-\langle \mu \rangle E = F, \quad (4.38)$$

получаем из (4.34) и (4.35) систему уравнений

$$j\hbar \frac{da}{dt} = Fbe^{j\delta t}, \quad j\hbar \frac{db}{dt} = Fae^{-j\delta t}. \quad (4.39)$$

Подстановка в (4.39)  $c = be^{j\delta t}$  и исключение  $a$  приводит к линейному уравнению второго порядка с постоянными коэффициентами, т. е. к уравнению типа гармонического осциллятора:

$$\frac{d^2c}{dt^2} - j\delta \frac{dc}{dt} + \frac{F^2}{\hbar^2} c = 0. \quad (4.40)$$

Решение уравнения (4.40) хорошо известно. Вводя обозначение

$$\Omega = \sqrt{\delta^2/4 + F^2/\hbar^2}, \quad (4.41)$$

находим

$$b_1 = A \exp \left[ -j \left( \frac{\delta}{2} - \Omega \right) t \right], \quad b_2 = B \exp \left[ -j \left( \frac{\delta}{2} + \Omega \right) t \right], \quad (4.42)$$

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{\hbar}{F} A \left( \frac{\delta}{2} - \Omega \right) \exp \left[ j \left( \frac{\delta}{2} + \Omega \right) t \right], \\ a_2 &= \frac{\hbar}{F} B \left( \frac{\delta}{2} + \Omega \right) \exp \left[ j \left( \frac{\delta}{2} - \Omega \right) t \right]. \end{aligned} \quad (4.43)$$

Следовательно, искомая  $\Psi$ -функция смешанного состояния равна

$$\begin{aligned} \Psi &= \Psi_1 \frac{\hbar}{F} \left\{ A \left( \frac{\delta}{2} - \Omega \right) \exp \left[ j \left( \frac{\delta}{2} + \Omega \right) t \right] + \right. \\ &\quad \left. + B \left( \frac{\delta}{2} + \Omega \right) \exp \left[ j \left( \frac{\delta}{2} - \Omega \right) t \right] \right\} + \\ &\quad + \Psi_2 \left\{ A \exp \left[ -j \left( \frac{\delta}{2} - \Omega \right) t \right] + B \exp \left[ -j \left( \frac{\delta}{2} + \Omega \right) t \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.44)$$



Константы  $A$  и  $B$  находятся из условия  $\Psi = \Psi_1$  при  $t = 0$ . Тогда  $A = -B = F/2\hbar\Omega$ . В результате

$$\Psi = \Psi_1 \left\{ \frac{\delta - 2\Omega}{4\Omega} \exp \left[ j \left( \frac{\delta}{2} + \Omega \right) t \right] - \frac{\delta + 2\Omega}{4\Omega} \exp \left[ j \left( \frac{\delta}{2} - \Omega \right) t \right] \right\} + \Psi_2 \frac{F}{2\hbar\Omega} \left\{ \exp \left[ -j \left( \frac{\delta}{2} - \Omega \right) t \right] - \exp \left[ -j \left( \frac{\delta}{2} + \Omega \right) t \right] \right\}. \quad (4.45)$$

Если при  $t = 0$  функция  $\Psi = \Psi_1$ , то квадрат модуля коэффициента при  $\Psi_2$  есть вероятность нахождения частицы на втором уровне после включения поля. Эта вероятность равна

$$\Pi = \frac{F^2}{2\hbar^2\Omega^2} (1 - \cos 2\Omega t). \quad (4.46)$$

Величина  $\Pi$  осциллирует с частотой  $2\Omega$  между нулевым значением и  $F^2/\hbar^2\Omega^2$ . В точном резонансе (см. (4.41))  $\Omega^2 = F^2/\hbar^2$ , и мы имеем осцилляции между 0 и 1:

$$\Pi = \frac{1}{2} \left( 1 - \cos 2 \frac{Ft}{\hbar} \right). \quad (4.47)$$

Вернувшись к исходным обозначениям (4.38), (4.41), мы видим, что интенсивность облучения и дипольный момент перехода определяют частоту осцилляций

$$\Omega^2 = \frac{\delta^2}{4} + \left\langle \frac{\mu E}{\hbar} \right\rangle^2 = \frac{\delta^2}{4} + \Omega_{\text{Р}}^2, \quad (4.48)$$

где введено обозначение  $\Omega_{\text{Р}}$  для так называемой частоты Раби

$$\Omega_{\text{Р}} = \left\langle \frac{\mu E}{\hbar} \right\rangle. \quad (4.49)$$

Перепишем (4.46) в новых обозначениях:

$$\Pi = \frac{2\Omega_{\text{Р}}^2}{\delta^2 + 4\Omega_{\text{Р}}^2} (1 - \cos (\delta^2 + 4\Omega_{\text{Р}}^2)^{1/2} t). \quad (4.50)$$

Особенно наглядны предельные случаи. При малой отстройке (при интенсивном поле облучения),  $\delta \ll \Omega_{\text{Р}}$ ,

$$\Pi = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\Omega_{\text{Р}} t). \quad (4.51)$$

При большой отстройке (при слабом поле облучения),  $\delta \gg \Omega_{\text{Р}}$ ,

$$\Pi = 2 (1 - \cos \delta t) \frac{\Omega_{\text{Р}}^2}{\delta^2}. \quad (4.52)$$

Смысл формул (4.51) и (4.52) достаточно прозрачен. В интенсивном поле облучения, таком, что частота Раби существенно пре-

вышает отстройку поля от точного резонанса, частица осциллирует между верхним и нижним уровнем с частотой Раби. В слабом поле, таком, что соответствующая ему частота Раби спектрально не перекрывает отстройку частоты поля от точного резонанса, вероятность нахождения частицы на верхнем уровне никогда не достигает единицы, осцилляции этой вероятности происходят с частотой отстройки. Вместе с тем при точном резонансе частица с необходимостью достигает верхнего уровня и при слабом поле, только за очень длинное время, определяемое в этом случае медленностью осцилляций Раби.

Приведем численные оценки. Характерная для спектроскопически хорошо разрешенных линий резонансного поглощения величина  $\langle \mu \rangle$  составляет 1 D (дебай), чему соответствует  $10^{-18}$  СГСЭ. Интенсивности облучения, например, 1 МВт/см<sup>2</sup> по формуле (3.7) соответствует напряженность поля  $270 \cdot 10^2$  В/см, или  $10^2$  СГСЭ. Значение  $\hbar$  хорошо известно, это  $\approx 10^{-27}$  эрг·с. Тогда частота Раби составляет  $10^{11}$  Гц, или, в принятых в спектроскопии единицах,  $3,3 \text{ см}^{-1}$ .

Отметим здесь же, что дипольному моменту 1 D по (4.25) соответствует коэффициент Эйнштейна  $B_{12} = 8 \cdot 10^{18}$  СГСЭ и для волны в 0,5 мкм коэффициент Эйнштейна (см. формулу (1.11))  $A_{21} = 10^7 \text{ с}^{-1}$ , чему соответствует естественное время жизни  $\tau_0 = 0,1 \text{ мкс}$ .

Заметим в заключение этой лекции, что изложенное в ней является лишь первым приближением теории возмущений, строго рассмотренным в § 40 и в задаче к этому параграфу книги: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.: Наука, 1974.

Подчеркнем также то исключительно важное обстоятельство, что в этой лекции, в отличие от предыдущей, никакие релаксационные процессы, равно как и спонтанный распад верхнего уровня, во внимание не принимались. Это означает, что все изложенное здесь верно на отрезках времени, малых по отношению к времени жизни верхнего состояния  $\tau$ . Для больших времен когерентность состояний нарушается и необходимо пользоваться скоростными уравнениями.

## Лекция пятая. ЛАЗЕРЫ-УСИЛИТЕЛИ

*Усиление и генерация. Полоса пропускания усилителя бегущей волны. Шум квантового усилителя. Максимальная выходная мощность. Импульсный режим, максимальная выходная энергия, изменение формы импульса при нелинейном усилении.*

Итак, в квантовой электронике индуцированное излучение активной среды используется для когерентного усиления электромагнитных волн, для создания квантовых усилителей и генераторов. Здесь следует подчеркнуть разницу между квантовыми усилителями и квантовыми генераторами.

Квантовые усилители, или, будем говорить иначе, лазерные усилители, служат для того, чтобы увеличивать напряженность поля электромагнитной волны, поступающей на их вход. В этом смысле квантовые усилители как радио-, так и оптического диапазонов подобны своим предшественникам — ламповым и полупроводниковым усилителям.

Квантовые генераторы должны быть источниками излучения, зарождающегося непосредственно в генераторе и выходящего из него во внешнее пространство. Они подобны обычным радиогенераторам, и, как и для радиогенераторов, для лазерных генераторов необходима положительная обратная связь. Иными словами, квантовые генераторы являются автоколебательными системами, в которых генерация электромагнитных колебаний осуществляется в процессе когерентного усиления колебаний при соответствующей обратной связи. В согласии с теорией обычных автоколебательных систем квантовые генераторы должны давать монохроматическое излучение. При этом для лазерных генераторов очень важно, что при индуцированном излучении в активной среде вторичные кванты повторяют не только частоту, но и направление распространения первичных квантов. Именно поэтому лазерное излучение обладает высокой направленностью, а лазерный луч формируется в генераторе автоматически.

Следует, однако, сказать, что не все лазеры-генераторы являются автоколебательными системами. Важное исключение из этого общего правила будет обсуждено значительно позднее при рассмотрении так называемых лазеров на сверхсветимости (суперлюминесценции), но применительно к конкретным лазерам.

Необходимая, как правило, для генерации обратная связь осуществляется, когда активная среда помещается в объемный резонатор, в котором может быть возбуждена система стоячих электромагнитных волн. В какой-то точке резонатора при неизбежном спонтанном переходе с верхнего уровня на нижний самопроизвольно возникает излучение. Если резонатор настроен в резонанс с частотой этого резонатора и если излучаемый квант попадает в одну из стоячих волн, то излучение в стоячей волне накапливается и воздействует на активное вещество, вызывая индуцированное излучение. Если мощность индуцированного излучения превышает мощность потерь на нагрев стенок резонатора, рассеяние излучения и т. п., а также на полезное излучение во внешнее пространство, т. е. если выполнены так называемые условия самовозбуждения (которые будут подробно обсуждены позднее), то в резонаторе возникают незатухающие колебания. В силу свойств индуцированного излучения эти колебания в высшей степени монохроматичны. Все частицы активного вещества работают синхронно. Эта синхронность обусловлена положительной обратной связью, осуществляемой в актах индуцированного испускания излучением, накопленным в резонаторе, т. е. отраженным от стенок резонатора.

Сказанное дает, конечно, идеальную схему работы лазера-генератора. В последующем изложении затронутые здесь вопросы будут рассматриваться более тщательно.

Здесь целесообразно сделать небольшое отступление.

Характерной особенностью квантовой электроники, да и, пожалуй, электроники вообще, является следующее замечательное обстоятельство. Развитие каждой новой области, освоение каждого нового диапазона длин волн начинается с появления генераторов. Только после появления генераторов возникают усилители. Может быть, дело в том, что в генераторах новый эффект демонстрируется более ярко, может быть, — в том, что усилители становятся пугными тогда, когда есть что усиливать, но дело обстоит так, что бурное развитие новой области квантовой электроники начинается с появления в ней генераторов.

В СВЧ области первым появился аммиачный мазер-генератор, затем — парамагнитные мазеры-усилители.

В оптике первые опыты по усилению остались незамеченными, только появление рубинового и гелий-неонового лазеров-генераторов дало начало развитию квантовой электроники оптического диапазона. Позже появились мощные оптические усилители.

Тем не менее мы начнем наш анализ с рассмотрения усилителей, и не только потому, что усилитель проще генератора, но и потому, что генератор — это самовозбудившийся усилитель с соответствующей обратной связью.

Начнем с полосы пропускания усилителя в линейном режиме. Формула (3.5) дает выражение для коэффициента усиления в центре резонансной линии (при  $n_2/g_2 > n_1/g_1$ ). Обозначим линейный, т. е. соответствующий малым сигналам, коэффициент усиления в центре инвертированной линии резонансного поглощения символом  $\alpha_0$ . Величина  $\alpha_0$  измеряется в сантиметрах в минус первой степени и в литературе довольно часто называется показателем (инкрементом) усиления и т. п. Мы будем следовать установившейся у нас традиции и называть  $\alpha_0$  коэффициентом усиления.

Частотную зависимость коэффициента усиления можно учесть с помощью форм-фактора линии  $q(\nu)$ , записав  $\alpha(\nu)$  в виде

$$\alpha(\nu) = \alpha_0 q(\nu)/q(\nu_0). \quad (5.1)$$

В режиме бегущей волны коэффициент усиления по мощности всего усилителя в целом равен

$$G(\nu) = \exp [(\alpha_0 q(\nu)/q(\nu_0) - \beta)l], \quad (5.2)$$

где  $l$  — длина усилителя, а  $\beta$  — коэффициент нерезонансных потерь. Ширина полосы пропускания оказывается зависящей от величины достигнутого усиления, сужаясь по мере роста усиления. Действительно, если мы определим, как обычно, ширину

полосы пропускания усилителя как диапазон частот, в котором усиление превышает половину максимального, то уравнение

$$G(\nu) = G(\nu_0)/2 \quad (5.3)$$

дает возможность вычислить эту ширину:

$$q(\nu)/q(\nu_0) = 1 - \ln 2/\alpha_0 l. \quad (5.4)$$

Конкретизируя вид  $q(\nu)$ , можно получить значения  $\nu$ , определяющие ширину полосы пропускания. При однородном уширении, т. е. для лоренцевой формы линии (2.7), несложные преобразования приводят к ширине полосы пропускания усиления бегущей волны

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{Л}} (\ln 2)^{1/2} (\ln G_0 + \ln L - \ln 2)^{-1/2}, \quad (5.5)$$

где  $G_0 = G(\nu_0) = \exp[(\alpha_0 - \beta)l]$  — чистый коэффициент усиления в центре линии, а  $L = \exp[\beta l]$  — коэффициент потерь.

Видно, что при инверсии, т. е. при усилении, линия сужается. Сужение это в режиме бегущей волны происходит медленно, но при больших усилениях может достигать значительных величин. Суть дела здесь очевидна. В силу экспоненциальной зависимости коэффициента усиления от длины  $l$  усилителя спектральные компоненты, соответствующие центру линии, усиливаются более сильно. В пределе больших длин (больших  $G_0$ ) усиливается только центральная компонента. По существу, так осуществляется переход к лазерам на сверхсветимости, о которых речь пойдет значительно дальше.

Очевидно, что формула (5.5) справедлива только для  $G_0 > 2$ .

Рассмотрим теперь вопрос о шумах квантового усилителя бегущей волны. Пренебрегая тепловыми шумами, будем учитывать только шум спонтанного излучения. При комнатной температуре это соответствует оптическому диапазону, в радиодиапазоне — это случай гелиевых температур. Кроме того, оптический случай — это случай свободного пространства и спонтанного излучения во все его моды. В радиодиапазоне относительно легко выделяется один тип волноводного распространения.

Уравнение для приращения энергии в единице объема активного вещества усилителя за единицу времени имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} = (n_2 - n_1) \frac{h\nu B_{21}\rho}{\pi\Delta\nu_{\text{Л}}} + n_2 \frac{h\nu 8\pi\nu^2 h\nu B_{21}}{c^3 \pi\Delta\nu_{\text{Л}}}. \quad (5.6)$$

Для простоты записи здесь принято, что  $g_1 = g_2$ . Следует иметь в виду, кроме того, что второй член описывает излучение в  $4\pi$  стерадиан.

Перейдем к плотности потока энергии (интенсивности) в единичном спектральном интервале, т. е. к энергии, проходящей через единичное сечение за единицу времени в единичном спект-

ральном интервале вдоль оси усилителя  $z$ . Так как  $dz = c dt$ ,  $\rho = I/c$ , то

$$\frac{dI}{dz} = (n_2 - n_1) \frac{h\nu B_{21} I}{c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}} + n_2 \frac{h\nu 8\pi h\nu B_{21}}{\lambda^2 c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}}. \quad (5.7)$$

Для полного потока энергии (мощности) в единичном спектральном интервале  $P = AI$  (где  $A$  — площадь апертуры усилителя) легко получить

$$\frac{dP}{dz} = (n_2 - n_1) \frac{h\nu B_{21} P}{c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}} + 2n_2 \frac{(h\nu)^2 \Omega(z) B_{21} A}{\lambda^2 c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}}, \quad (5.8)$$

если в последнем члене (5.7) учесть, что спонтанное излучение идет, усиливаясь, только в сторону выходного конца усилителя и не в  $4\pi$  ср, а в телесный угол  $\Omega(z)$ . Поэтому в последнем члене должна быть учтена только его часть, равная  $\Omega(z)/4\pi$ .

Для длинного усилителя с хорошим усилением можно приближенно считать, что угол  $\Omega$  — это угол, под которым виден входной зрачок усилителя при наблюдении от выходного конца. Тогда

$$\Omega(z) \approx \Omega = A/4\pi l. \quad (5.9)$$

В результате

$$\frac{dP}{dz} = (n_2 - n_1) \frac{h\nu B_{21}}{c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}} P + 2n_2 \frac{(h\nu)^2 B_{21} A^2}{\lambda^2 4\pi l^2 c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}}. \quad (5.10)$$

Интегрирование (5.10) дает при  $P_{\text{вх}} = P(z=0) = 0$

$$P_{\text{вых}} = P(z=l) =$$

$$= 2h\nu \frac{n_2}{n_2 - n_1} \frac{A}{\lambda^2} \frac{A}{4\pi l^2} \left\{ \exp \left[ (n_2 - n_1) \frac{h\nu B_{21}}{c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}} l \right] - 1 \right\}. \quad (5.11)$$

Так как

$$\exp \left[ (n_2 - n_1) \frac{h\nu B_{21}}{c\pi\Delta\nu_{\text{Л}}} l \right] = \exp [\alpha_0 l] = G_0, \quad (5.12)$$

то

$$P_{\text{вых}} = 2h\nu \frac{n_2}{n_2 - n_1} \frac{A}{\lambda^2} \frac{A}{4\pi l^2} (G_0 - 1). \quad (5.13)$$

Пересчет ко входу, т. е. определение эффективной шумовой мощности в единичном спектральном интервале на входе усилителя, дает

$$P_{\text{вх}}^{\text{эфф}} = 2h\nu \frac{n_2}{n_2 - n_1} \frac{A}{\lambda^2} \frac{A}{4\pi l^2} \frac{G_0 - 1}{G_0}. \quad (5.14)$$

Коэффициент 2 обусловлен двумя поляризациями. Величины  $A/\lambda^2 \gg 1$ ,  $A/4\pi l^2 \ll 1$ , но требование выполнимости условий геометрической оптики  $\sqrt{A}/l > \lambda/\sqrt{A}$  приводит к тому, что всегда  $(A/\lambda^2)(A/4\pi l^2) \gg 1$ .

Однако легко видеть, что в случае одномодового волноводного (а не в условиях справедливости геометрической оптики) распространения и одной поляризации результат (5.14) принимает вид

$$P_{\text{вх}}^{\text{эфф}} = h\nu \frac{n_2}{n_2 - n_1} \frac{G_0 - 1}{G_0}, \quad (5.15)$$

что при большой инверсии и высоком коэффициенте усиления дает

$$P_{\text{вх}}^{\text{эфф}} = h\nu. \quad (5.16)$$

Формулам (5.15) и (5.16) соответствует усиление при распространении излучения, например, в активном веществе, помещенном в прямоугольный волновод СВЧ. Это же относится и к оптическим волноводам, выполненным в виде одномодовых диэлектрических световолокон.

Итак, минимальная эффективная мощность входных шумов квантового усилителя в единичном спектральном интервале составляет  $h\nu$ . Можно показать, что любой когерентный усилитель, т. е. усилитель, сохраняющий фазу входного сигнала при увеличении его интенсивности, в силу соотношения неопределенностей  $\Delta n \Delta \varphi \geq 1/2$  обладает принципиально неустранимыми входными шумами с мощностью в единичном спектральном интервале  $h\nu$ . На это впервые обратил внимание Ч. Таунс.

Рассмотрим теперь энергетические характеристики лазероусилителей или, точнее говоря, рассмотрим вопрос о выходной мощности квантового усилителя бегущей волны.

В оптике квантовые усилители редко применяются для усиления слабых сигналов с целью повышения чувствительности приемных устройств этого диапазона электромагнитных волн, что объясняется наличием в этой области хороших приемников. При приеме слабых сигналов применение квантовых усилителей может быть целесообразно в далекой ИК области и диапазоне СВЧ. Интересным применением квантовых усилителей в системах информационного плана является усиление изображений (увеличение яркости изображения), например, в лазерной микроскопии, когда относительно слабый свет, отраженный от объекта или проходящий через объект и не повреждающий объект, усиливается лазером-усилителем до высокой яркости, позволяющей проецировать изображение на большие экраны. Очевидно, что в этом случае усилитель должен быть весьма многомодовым, так как только не плоская волна несет информацию о пространственном распределении характерных особенностей передаваемого изображения.

Усилители изображений, как правило, работают при уровне входных сигналов, существенно превышающем пороговый.

Еще более высок уровень входных сигналов в случаях, когда лазерные усилители применяются для усиления мощности лазерных генераторов с целью получения предельно высоких значений выходной мощности или энергии с сохранением высокого качества исходного излучения. Хорошо известно, что все виды манипуляции излучением (настройка и стабилизация частоты, амплитудная, частотная, фазовая, импульсная модуляции, формирование импульсов излучения и т. д.) наиболее удобно осуществлять при умеренном уровне мощности излучения. Если необходима высокая мощность, приходится прибегать к дальнейшему усилению. В квантовой электронике для этой цели служат квантовые усилители.

При анализе вопроса о выходной мощности лазеров-усилителей необходимо принимать во внимание эффект насыщения. Мы вывели формулу (3.30) для разности населенностей  $n_2 - n_1$  с помощью скоростных уравнений для однородно уширенных линий. В дальнейшем анализе мы ограничимся только этим случаем. Так как разность  $n_2 - n_1$  определяет коэффициент усиления, то с учетом (3.30) уравнение переноса излучения в среде с коэффициентом нерезонансных потерь  $\beta$  и линейным коэффициентом усиления  $\alpha_0$  записывается при упрощающем предположении  $g_1 = g_2$  в виде

$$\frac{dI}{dz} = -\beta I + \frac{\alpha_0 I}{(1 + I/I_S)}. \quad (5.17)$$

Вводя безразмерную интенсивность  $J = I/I_S$  и производя несложные преобразования, это уравнение можно привести к виду

$$dz = \frac{1 + J}{J} \frac{dJ}{\alpha_0 - \beta - \beta J}, \quad (5.18)$$

что легко интегрируется. При длине усилителя  $l$  получаем

$$(\alpha_0 - \beta) l = \ln \frac{J_2}{J_1} - \frac{\alpha_0}{\beta} \ln \frac{\alpha_0 - \beta(1 + J_2)}{\alpha_0 - \beta(1 + J_1)}, \quad (5.19)$$

где  $J_1$  — входная интенсивность, а  $J_2$  — выходная. В общем виде это трансцендентное уравнение плохо обозреваемо, хотя, конечно, всегда возможно построение соответствующих графических зависимостей  $J_2(J_1)$  при  $\alpha_0$  и  $\beta$  как параметрах. Интересны, однако, частные случаи.

Если величины  $\beta J_2/(\alpha_0 - \beta)$  и  $\beta J_1/(\alpha_0 - \beta)$  малы, то (5.19) переходит в

$$(\alpha_0 - \beta) l = \ln \frac{J_2}{J_1} + \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - \beta} (J_2 - J_1). \quad (5.20)$$

При малых уровнях сигнала ( $J_2 \ll 1$ ,  $J_1 \ll 1$ ) первый член является



преобладающим, и мы получаем экспоненциальный рост выходной интенсивности (линейное усиление):

$$J_2 = J_1 \exp [(\alpha_0 - \beta)l]. \quad (5.21)$$

В отсутствие потерь энергии ( $\beta = 0$ ), но при сильном насыщении ( $J_1 \gg 1$ ) экспоненциальный рост сменяется линейным. Действительно, при  $J_1 \gg 1$  можно записать

$$\ln \frac{J_2}{J_1} = \ln \left( 1 + \frac{J_2 - J_1}{J_1} \right) = \frac{J_2 - J_1}{J_1},$$

тогда из (5.20) получаем

$$\alpha_0 l = \frac{J_2 - J_1}{J_1} + J_2 - J_1, \quad (5.22)$$

что дает

$$J_2 = J_1 + \alpha_0 l \frac{J_1}{1 + J_1} \approx J_1 + \alpha_0 l. \quad (5.23)$$

В отсутствие потерь энергии при сильном насыщении каждый элементарный участок усилителя добавляет энергию в общий поток. При учете потерь ситуация существенно меняется. При малых, но конечных значениях отношения  $\beta/\alpha_0$  и при  $J_1, J_2 \gg 1$  исходное уравнение (5.19) можно переписать в виде

$$\frac{J_2^{\beta/\alpha_0}}{\alpha_0 - \beta J_2} = \frac{J_1^{\beta/\alpha_0}}{\alpha_0 - \beta J_1} \exp \frac{(\alpha_0 - \beta) \beta l}{\alpha_0}. \quad (5.24)$$

Пренебрегая различием в значениях  $J_2^{\beta/\alpha_0}$  и  $J_1^{\beta/\alpha_0}$ , а также величиной  $\beta/\alpha_0$  по сравнению с единицей, из (5.24) можно получить

$$J_2 = \frac{\alpha_0}{\beta} (1 - e^{-\beta l}) + J_1 e^{-\beta l}. \quad (5.25)$$

При больших длинах ( $\beta l \gg 1$ ) входной сигнал затухает, а выходной достигает стационарного значения (в единицах  $I = JI_S$ )

$$I_{\max} = \frac{\alpha_0}{\beta} I_S. \quad (5.26)$$

Отсюда следует тот важный вывод, что в лазере-усилителе бегущей волны интенсивность выходного излучения определяется в конечном счете интенсивностью насыщения, коэффициентом линейного усиления и коэффициентом потерь. Стационарное значение интенсивности излучения, распространяющегося по усилителю, устанавливается тогда, когда все, что может излучить единичный отрезок длины активного вещества в режиме полного насыщения,

поглощается за счет нерезонансных потерь в том же отрезке. Этот баланс поглощенной и излученной энергии приводит к исчезновению дальнейшего усиления по мере распространения вдоль усилителя.

Приведенные выше результаты получены из общего решения уравнения переноса энергии. Однако анализ приведенных выше предельных случаев может быть сделан гораздо более прозрачным образом с помощью исходного уравнения (5.17). Так, при  $I/I_s \gg 1$  (5.17) принимает вид

$$\frac{dI}{dz} = -\beta I + \alpha_0 I_s. \quad (5.27)$$

Если интенсивность достигает предельного значения  $I_{\max}$ , то это означает, что дальнейшего усиления нет. Значит,  $dI/dz = 0$ , а это имеет место при  $I_{\max} = (\alpha_0/\beta)I_s$ , т. е. в соответствии с (5.26). Прямое решение упрощенного уравнения (5.27) дает в этом случае тот же результат, что и преобразование общего решения уравнения (5.17). Аналогично обстоит дело и со случаями  $\beta = 0$  и малых  $I$ .

Проведенное выше рассмотрение выполнено для непрерывного режима усиления непрерывных сигналов. Импульсный режим, т. е. режим, характерные времена которого меньше времени релаксации населенностей активной среды усилителя, требует отдельного анализа.

Простейшая энергетическая оценка может быть сделана достаточно легко. В случае сильных сигналов, соответствующих полному импульсному насыщению усиления, в отрезке усилителя  $dz$  излучается энергия  $(nh\nu/2)dz$ , где  $n$  — инверсия на единицу длины усилителя. В этом же отрезке в силу линейных нерезонансных потерь поглощается энергия  $\beta F dz$ , где  $F$  — плотность энергии, проходящей через поперечное сечение усилителя.

В результате уравнение баланса имеет вид

$$n \frac{h\nu}{2} - \beta F = \frac{dF}{dz}, \quad (5.28)$$

что по существу эквивалентно уравнению (5.27). Плотность энергии достигает своего максимума  $F_{\max}$ , когда  $dF/dz$  обращается в нуль. Следовательно,

$$F_{\max} = n \frac{h\nu}{2\beta}. \quad (5.29)$$

Обратившись к (3.34) для плотности энергии насыщения  $F_s = h\nu/2\sigma$  и (3.13) для линейного коэффициента усиления  $\alpha_0 = n\sigma$ , мы легко получаем, что

$$F_{\max} = \frac{\alpha_0}{\beta} F_s. \quad (5.30)$$

Полученное соотношение по форме аналогично (5.16), но не эк-

вивалентно ему, так как не может быть получено простым умножением его правой и левой частей на длительность импульса. Суть дела здесь сводится к тому, что импульсные сигналы насыщают двухуровневую квантовую систему иначе, чем непрерывные, как это обсуждалось в конце лекции третьей.

В случае импульсных сигналов важную роль играют не только энергетические характеристики усилителей, но и вопрос о форме и длительности усиливаемых импульсов излучения. При существенно нелинейном взаимодействии мощного импульса с усиливающей средой, когда распространяющийся в среде импульс сбрасывает инверсию, вызывая высвечивание запасенной в активной среде энергии, происходит изменение формы импульса по мере его усиления. Дело в том, что при достаточно высокой интенсивности уже передняя часть импульса сбрасывает значительную долю инверсии, поэтому она усиливается в большей степени, чем задняя часть импульса. Это приводит к перемещению центра тяжести распределения энергии в импульсе в направлении переднего фронта импульса и, при достаточно резких фронтах, к сокращению длительности импульса.

Здесь необходимо сделать существенное отступление.

При распространении короткого импульса когерентного излучения в усиливающей резонансной среде может проявляться когерентный характер взаимодействия излучения с веществом. При когерентном взаимодействии дипольный момент, индуцированный полем в частицах вещества, не затухает самопроизвольно в течение времени взаимодействия. Это означает, что при когерентных взаимодействиях длительность импульса должна быть гораздо короче самого короткого из времен релаксации поляризации активного вещества (см. лекцию четвертую). Когда длительность импульса излучения больше времени фазовой памяти вещества, взаимодействие некогерентно.

В обычных условиях мощных лазерных усилителей взаимодействие некогерентно. Условием некогерентности взаимодействия импульса когерентного излучения с веществом является условие потери когерентности состояния вещества за время импульса

$$\tau_{\text{имп}} \gg \frac{1}{2\pi\Delta\nu_{\text{Д}}}. \quad (5.31)$$

Так как усилитель не может усиливать сигналы, длительность которых меньше обратной ширины полосы пропускания усилителя, то в условиях длинных усилителей с большим усилением условие (5.31) выполняется практически всегда.

В условиях некогерентного взаимодействия можно пользоваться обычными уравнениями переноса излучения, вытекающими из закона сохранения энергии. Ввиду нестационарности процесса импульсного усиления уравнение типа (5.17) в обычных производных заменяется уравнением в частных

производных:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial z} = (\alpha - \beta) I, \quad (5.32)$$

где коэффициент усиления  $\alpha$  зависит от интенсивности. В импульсном режиме эффект насыщения, определяющий зависимость коэффициента усиления от интенсивности сигнала, выражается в форме (3.45). Тогда уравнение переноса для короткого импульса ( $\tau_{\text{имп}} \ll \tau$ ) принимает вид

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial z} = \left\{ \alpha_0 \exp \left[ - \frac{1}{2} \frac{g_1 + g_2}{g_2} \frac{1}{F_S} \int_{-\infty}^t I(t', z) dt' \right] - \beta \right\} I, \quad (5.33)$$

где  $\alpha_0$  — линейный коэффициент усиления (коэффициент усиления малого сигнала),  $F_S = h\nu/2\sigma$  и при записи подынтегрального выражения учтено возможное изменение формы импульса  $I(t, z)$  по мере распространения вдоль направления  $z$ .

Уравнение (5.33) в общем виде не решается. Далекий от реальности идеальный случай отсутствия потерь ( $\beta = 0$ ) приводит к решению, дающему неограниченное линейное возрастание энергии при превышении плотности энергии насыщения  $F_S$ , что соответствует аналогичной ситуации в случае непрерывного режима.

Изменение формы импульса по мере его усиления может быть проанализировано путем численного решения (5.33). Простая картина сокращения длительности усиливаемого импульса наиболее легко прослеживается в случае прямоугольного ступенчатого входного импульса. Для импульсов с плавным передним фронтом картина меняется. Преимущественное усиление головной части импульса приводит к постепенному по мере усиления перемещению максимума импульса по переднему фронту в направлении распространения усиливаемого излучения. Величина перемещения определяется характером переднего фронта исходного импульса. Перемещение максимума препятствует сжатию импульса. Поэтому при нелинейном усилении сокращаются только импульсы с достаточно крутым передним фронтом. К числу их относится, например, импульс гауссовой формы:  $I \propto \exp(-t^2/\tau_{\text{имп}}^2)$ . А в случае, скажем, экспоненциального нарастания переднего фронта сокращение отсутствует. Поэтому в случаях, когда нелинейное усиление используется для сокращения длительности усиливаемого импульса, применяется искусственное обрезание плавной части переднего фронта входного импульса с помощью каких-либо скоростных затворов. В настоящее время этот метод сокращения длительности импульсов широкого распространения не имеет, хотя и может быть применен для преимущественного усиления одного из коротких импульсов в их периодической последовательности.

## Лекция шестая. ГЕНЕРАЦИЯ

*Открытый резонатор, его добротность. Регенерация резонатора при усилении. Прходной резонаторный усилитель. Отражательный усилитель. Условия самовозбуждения. Условия резонанса. Частота генерации. Максимальная выходная мощность.*

Мы рассмотрели усилитель бегущей волны. Однако взаимодействие усиливаемого излучения и активного вещества может происходить и в режиме стоячей волны. В этом случае излучение многократно проходит через один и тот же образец вещества, помещенного в объемный резонатор. В радиодиапазоне обычно используются объемные резонаторы, размеры которых сравнимы с длиной возбуждаемой в них волны. Ясно, что для очень коротких волн резонаторы такого типа изготовить невозможно. Поэтому уже для субмиллиметрового (ИК) диапазона вместо резонатора с замкнутым объемом А. М. Прохоровым был предложен открытый резонатор. Размеры такого резонатора много больше, чем длина волны возбуждаемых в нем электромагнитных колебаний. Использование именно такого резонатора в оптике привело к созданию первых лазеров.

В простейшем виде открытый резонатор состоит из двух отражающих параллельных пластин, т. е. зеркал, находящихся на некотором расстоянии  $l \gg \lambda$  друг от друга. Часто зеркала имеют круглую форму. Диаметр зеркал также много больше длины волны  $\lambda$ , возбуждаемой в резонаторе. Можно считать, что между зеркалами возбуждается плоская стоячая волна, если между ними укладывается целое число полуволн. Если размеры зеркал достаточно велики, то дифракционными потерями энергии можно пренебречь. Если, кроме того, пространство между зеркалами заполнено средой без потерь энергии, то добротность резонатора определяется потерями энергии при отражении, т. е., точнее говоря, при идеальных зеркалах потерями энергии на излучение во внешнее пространства через зеркала.

При больших значениях коэффициента отражения  $R$  добротность резонатора можно оценить из простых энергетических соображений. Будем считать, что распределение поля в резонаторе близко к чисто стоячей волне. Стоячая волна эквивалентна двум бегущим волнам равной интенсивности, распространяющимся в противоположных направлениях. Пусть поток энергии в каждой из этих бегущих волн равен  $P$ . Тогда при отражении от двух одинаковых зеркал теряется мощность  $2P(1 - R)$ . Вместе с тем энергия, накопленная в резонаторе, составляет  $2Pl/c$ .

Физика колебаний и электроника знают много эквивалентных определений добротности колебательных систем. Наиболее общим из них является энергетическое определение, которое гласит, что по определению добротность резонатора равна

$$Q = 2\pi \frac{\text{энергия, накопленная в резонаторе}}{\text{энергия, теряемая резонатором за период}}. \quad (6.1)$$

При этом

$$Q = \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{1}{1-R}, \quad (6.2)$$

где  $R \leq 1$ . Действие отражающих поверхностей можно рассматривать как увеличение в  $1/(1-R)$  раз пути  $l$ , проходимого плоской волной в резонаторе.

Очевидно, что применительно к теории лазеров требуется более тщательный анализ открытых резонаторов и распределения поля излучения в них. Сейчас для нас важно лишь то, что два параллельных отражающих диска, т. е. два параллельных зеркала, являются резонатором высокой добротности. По существу, открытый дисковый резонатор является хорошо известным в оптике интерферометром Фабри — Перо. Добротность интерферометра, рассматриваемого как резонатор, равна разрешающей силе интерферометра, определяемой как отношение длины волны к ширине интерференционного лепестка  $\delta\lambda$  на уровне интенсивности, равной половине максимальной. Для проходящего света разрешающая сила интерферометра Фабри — Перо вычислена в курсах оптики. При одинаковых зеркалах

$$Q = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{\sqrt{R \exp(-\alpha l)}}{1 - R \exp(-\alpha l)}, \quad (6.3)$$

где  $\exp(-\alpha l)$  характеризует потери энергии при однократном прохождении. При  $\alpha = 0$  и  $R \approx 1$  формулы (6.3) и (6.2) совпадают.

Если считать, что  $\alpha$  обусловлено только резонансными потерями, то при достижении инверсии коэффициент потерь  $\exp(-\alpha l)$  превращается в коэффициент усиления по мощности в активном веществе за один проход  $K = \exp(\alpha_0 l)$ . В результате резонатор регенерируется, т. е. его добротность возрастает, а полоса пропускания сужается. Мы получаем

$$Q = \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{\sqrt{RK}}{1 - RK}. \quad (6.4)$$

Очевидно, что формула (6.4) справедлива, пока  $RK < 1$ .

Для того чтобы лучше понять, что происходит при регенерации, рассмотрим проходной оптический усилитель с резонатором Фабри — Перо, представляющий собой усилитель бегущей волны, помещенный в резонатор Фабри — Перо. Пусть входной сигнал падает на левое частично прозрачное зеркало резонатора. Пространство между зеркалами заполнено активной средой. Рассмотрим усиленный сигнал, выходящий из резонатора через правое частично прозрачное зеркало, идентичное левому. Коэффициент усиления в этой ситуации можно вычислить, производя сложение амплитуд лучей, вышедших из интерферометра после многократных отражений.

При единичной амплитуде входного сигнала поле на выходе определяется суммой

$$E = (1 - R)\sqrt{K} \exp[-j\omega(t - l/c)] \{1 + KR \exp(-2j\omega l/c) + K^2 R^2 \exp(-4j\omega l/c) + K^3 R^3 \exp(-6j\omega l/c) + \dots\}. \quad (6.5)$$

Суммируя в предположении  $RK < 1$  полученную геометрическую прогрессию, находим комплексный коэффициент усиления напряженности поля

$$\Gamma = (1 - R) \sqrt{K} \frac{\exp(j\omega l/c)}{1 - RK \exp(-2j\omega l/c)}. \quad (6.6)$$

Следовательно, коэффициент усиления по мощности

$$G = |\Gamma|^2 = \frac{(1 - R)^2 K}{1 - 2RK \cos(4\pi l/\lambda) + R^2 K^2}. \quad (6.7)$$

В резонансе, т. е. при  $\cos(4\pi l/\lambda) = 1$ ,

$$G_0 = \frac{(1 - R)^2 K}{(1 - RK)^2}. \quad (6.8)$$

При  $R = 0$  осуществляется режим бегущей волны и  $G_0 = K$ . При  $R = 1$  входное излучение не проходит в усилитель и  $G_0 = 0$ . При  $K = 1$  нет ни усиления, ни потерь,  $G$  приобретает смысл коэффициента передачи эталона Фабри — Перо, в резонансе равного единице. При  $K \rightarrow 1/R$  коэффициент усиления  $G_0 \rightarrow \infty$ . Это означает, что возникает генерация.

Проведенное рассмотрение показывает, как положительная обратная связь приводит к возникновению генерации. Условие

$$RK = 1 \quad (6.9)$$

является, по существу, энергетическим условием самовозбуждения. Смысл его прост — потери энергии за один проход должны быть скомпенсированы усилением за этот же проход.

Мы рассмотрели регенерацию проходного резонатора, заполненного активным веществом. Этот усилитель, имеющий одинаковые частично прозрачные зеркала на входе и выходе, при выполнении условия самовозбуждения  $RK = 1$  становится генератором, одинаково связанным с внешним пространством с двух противоположных концов. Это не всегда удобно, поэтому лазер-генератор имеет обычно только одно выходное, т. е. частично прозрачное зеркало. Второе его зеркало является глухим, т. е. не пропускающим наружу излучение. В этом случае при наличии инверсии населенностей регенерируется не проходной, а отражательный усилитель, т. е. устройство, коэффициент отражения от которого превышает единицу.

Суммируя аналогично тому, как это делалось для проходного усилителя, амплитуды полей на выходе системы, т. е. амплитуды

полей, претерпевающих многократное отражение от усилителя, находим

$$\Gamma = \frac{K \exp(-2j\omega l/c) - \sqrt{K}}{1 - K \sqrt{R} \exp(-j\omega l/c)}. \quad (6.10)$$

Этому соответствует

$$G = |\Gamma|^2 = \frac{R - 2K \sqrt{R} \cos(4\pi l/\lambda) + K^2}{1 - 2K \sqrt{R} \cos(4\pi l/\lambda) + K^2 R}. \quad (6.11)$$

В резонансе, т. е. при  $\cos(4\pi l/\lambda) = 1$ ,

$$G_0 = \left( \frac{K - \sqrt{R}}{1 - K \sqrt{R}} \right)^2. \quad (6.12)$$

При  $R = 1$  усиления нет, при  $R = 0$   $G_0 = K^2$ , т. е. осуществляется усиление бегущей волны, дважды проходящей через активное вещество. Генерация наступает при выполнении условия самовозбуждения

$$RK^2 = 1. \quad (6.13)$$

Можно придумать много различных схем сочетания системы зеркал с активным веществом и для каждой из них получить условие самовозбуждения. Общим для всех из них будет требование того, чтобы усиление в активном веществе за некоторый один эффективный проход излучения через систему зеркал резонатора и активное вещество превышало все потери энергии в резонаторе за тот же один проход. При этом в общий баланс должны быть включены как потери энергии на полезное излучение наружу, так и паразитные потери энергии на рассеяние света, его поглощение и т. п.

Вернемся к резонансным знаменателям формул (6.7) и (6.11). Условие резонанса

$$\cos(4\pi l/\lambda) = 1 \quad (6.14)$$

эквивалентно хорошо известному условию возникновения стоячей волны (целое число полуволн)

$$l/\lambda = m/2, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (6.15)$$

В оптическом диапазоне значение  $m$  для открытых резонаторов составляет  $10^5 - 10^6$ . Это приводит к высокой плотности резонансов, так как расстояние между соседними резонансами составляет

$$\delta\lambda = \lambda/2m. \quad (6.16)$$

Может случиться, а именно так обстоит дело в большинстве случаев, что инвертируемая резонансная линия шире расстояния между резонансами:

$$\Delta\nu_{\text{л}}/\nu_{\text{л}} > \delta\lambda/\lambda = 1/2m. \quad (6.17)$$



Это приводит к ряду важных особенностей в свойствах соответствующих лазеров, которые будут обсуждены в дальнейшем.

Условие самовозбуждения  $RK = 1$  или эквивалентные ему дают баланс амплитуд. Однако для возникновения автоколебательного режима необходим также баланс фаз. Резонансные условия типа (6.14) выполняются для излучения той частоты, для которой все фазовые набег взаимно компенсируются. Следовательно, условие баланса фаз дает значение частоты генерации.

Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Дисперсионные свойства активной среды определяют фазовый набег в рабочем веществе. Как хорошо известно, для резонансно поглощающих (усиливающих) сред аномальное поглощение сопровождается аномальной дисперсией. Частотно зависимый фазовый набег обусловлен частотной зависимостью восприимчивости среды. Показатель преломления

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + 4\pi\chi}, \quad (6.18)$$

где диэлектрическая восприимчивость  $\chi$  записывается в виде

$$\chi = \chi' - j\chi''. \quad (6.19)$$

При малых  $\chi'$  и  $\chi''$

$$n = 1 + 2\pi\chi' - j2\pi\chi''. \quad (6.20)$$

Это приближение эквивалентно приближению малых потерь (усиления) излучения на расстоянии в одну длину волны. Записывая плоскую волну частоты  $\omega$  (длины волны  $\lambda$ ), распространяющуюся в направлении  $z$ , в виде

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp [j(\omega t - 2\pi n z / \lambda)] = \\ &= E_0 \exp (-4\pi^2 \chi'' z / \lambda) \exp [j(\omega t - 2\pi(1 + 2\pi\chi' z) / \lambda)], \end{aligned} \quad (6.21)$$

мы видим, что мнимая часть диэлектрической восприимчивости обуславливает потери (усиление) излучения в веществе, а ее действительная часть — фазовый набег:

$$\alpha = 8\pi^2 \chi'' / \lambda, \quad (6.22)$$

$$\varphi_L = -4\pi^2 \chi' z / \lambda. \quad (6.23)$$

Для определения  $\chi$  существуют хорошо развитые квантовомеханические методы. Мы, однако, воспользуемся снова классической аналогией, уподобляя двухуровневую квантовую систему с конечным временем жизни верхнего уровня классическому осциллятору с трением. Уравнение

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_L^2 x = A \exp(j\omega t) \quad (6.24)$$

имеет, как известно, решение, описывающее вынужденное колебание:

$$x = \frac{A \exp(j\omega t)}{\omega_L^2 - \omega^2 + j\gamma\omega}. \quad (6.25)$$

Из определения диэлектрической восприимчивости как коэффициента пропорциональности между дипольным моментом единицы объема и напряженностью поля следует пропорциональность  $\chi$  вызванному полем смещению  $x$ . Тогда, записывая  $\omega_{\text{Л}}^2 - \omega^2$  в виде

$$\omega_{\text{Л}}^2 - \omega^2 = (\omega_{\text{Л}} + \omega)(\omega_{\text{Л}} - \omega) \approx 2\omega_{\text{Л}}\delta\omega_{\text{Л}}, \quad (6.26)$$

где по определению  $\delta\omega_{\text{Л}} = \omega_{\text{Л}} - \omega$  — отстройка частоты излучения  $\omega$  от центральной частоты линии резонансного перехода  $\omega_{\text{Л}}$ , и приводя  $\chi$  к виду (6.19), получаем

$$\chi' = \frac{2\delta\omega_{\text{Л}}}{\Delta\omega_{\text{Л}}^2 + 4\delta\omega_{\text{Л}}^2} B, \quad (6.27)$$

$$\chi'' = \frac{\Delta\omega_{\text{Л}}}{\Delta\omega_{\text{Л}}^2 + 4\delta\omega_{\text{Л}}^2} B, \quad (6.28)$$

где  $B$  — константа, а  $\Delta\omega_{\text{Л}} = \gamma$ . Индивидуальные особенности активной среды удобно учесть, охарактеризовав среду величиной  $\alpha$  с помощью соотношений (6.28) и (6.22). Это позволяет исключить константу  $B$  и представить фазовый набег в веществе в виде

$$\varphi_{\text{Л}} = -\frac{\delta\omega_{\text{Л}}}{\Delta\omega_{\text{Л}}} \ln G, \quad (6.29)$$

где  $G = \exp(-\alpha z)$ .

Итак, фазовый набег в веществе возникает при отстройке частоты излучения от центра линии. Вещество помещено в резонатор, и на дисперсионной кривой резонатора также происходит фазовый сдвиг. Прохождение излучения через резонатор описывается частотной функцией передачи резонатора. В рамках одной колебательной моды фазовая характеристика резонатора полностью эквивалентна характеристике одиночного  $LCR$ -контура. Как известно, и это легко показать с помощью эквивалентной схемы резонансного фильтра, сдвиг фазы между входным и выходным сигналами может быть представлен в виде

$$\text{tg } \varphi_{\text{р}} = Q \frac{1 - \omega^2/\omega_{\text{р}}^2}{\omega^2/\omega_{\text{р}}^2}, \quad (6.30)$$

где  $Q$  — добротность резонатора, а  $\omega_{\text{р}}$  — его собственная частота. Вводя по определению  $\delta\omega_{\text{р}} = \omega_{\text{р}} - \omega$  — отстройку частоты излучения  $\omega$  от  $\omega_{\text{р}}$  и считая ее малой, получаем

$$\varphi_{\text{р}} = \text{arctg} \left( Q 2 \frac{\delta\omega_{\text{р}}}{\omega_{\text{р}}} \right) \approx Q 2 \frac{\delta\omega_{\text{р}}}{\omega_{\text{р}}} = 2 \frac{\delta\omega_{\text{р}}}{\Delta\omega_{\text{р}}}, \quad (6.31)$$

где  $\Delta\omega_{\text{р}}$  — ширина полосы пропускания резонатора (в одной моде). Тогда, приравнявая фазовые сдвиги (6.31) и (6.29), полу-

чаем условие баланса фаз, задающее частоту генерации лазера (мазера).

Отстройки частоты генерации от собственной частоты резонатора и от частоты линии связаны соотношением

$$\frac{\omega_p - \omega}{\Delta\omega_p} = \frac{\omega - \omega_L}{\Delta\omega_L} \ln K, \quad (6.32)$$

где  $\ln K = (\ln G)/2$ . Иначе говоря, частота генерации

$$\omega = \frac{\omega_p \Delta\omega_L / \ln K + \omega_L \Delta\omega_p}{\Delta\omega_L / \ln K + \Delta\omega_p} \quad (6.33)$$

отличается как от частоты резонатора, так и от частоты линии, если только резонатор не точно настроен на линию ( $\omega_p \neq \omega_L$ ). Только в пределе очень узкой линии или очень высокого усиления ( $\Delta\omega_L / \ln K \rightarrow 0$ )  $\omega \rightarrow \omega_L$ . В пределе очень широкой линии ( $\Delta\omega_L \gg \gg \Delta\omega_p \ln K$ ) частота генерации определяется частотой резонатора. Эти соображения имеют прямое отношение к проблеме квантовых стандартов частоты на основе молекулярных генераторов, с одной стороны, и лазеров с перестраиваемой частотой излучения — с другой.

Формула (6.33) была получена А. М. Прохоровым в 1954 г. применительно к аммиачному молекулярному генератору и в несколько иной записи, однако ее общее значение было подчеркнуто еще в те годы. С лазерной точки зрения важно отметить, что в случае широкой линии частота генерации определяется настройкой резонатора. Если линия неоднородно уширена и перекрывает несколько мод резонатора (см. формулу (6.17)), то генерация возникает на нескольких частотах, соответствующих этим модам.

Итак, при регенерации квантового усилителя в процессе обратной связи, возникающей при помещении усилителя в резонатор, происходит его самовозбуждение, т. е. превращение в генератор. Анализ коэффициента усиления регенерированного усилителя позволил определить условие самовозбуждения — найти величину минимального необходимого для генерации коэффициента усиления за один проход (порог самовозбуждения). Анализ фазовых соотношений при самовозбуждении позволил найти частоту генерации. Линейная теория на большее не способна. Амплитуда генерации может быть найдена только с учетом нелинейности процесса усиления, только в рамках нелинейной теории.

Обратимся теперь к вопросу о выходной мощности лазерных генераторов. Как и в случае квантовых усилителей, определяющую роль здесь играют эффект насыщения и наличие потерь излучения.

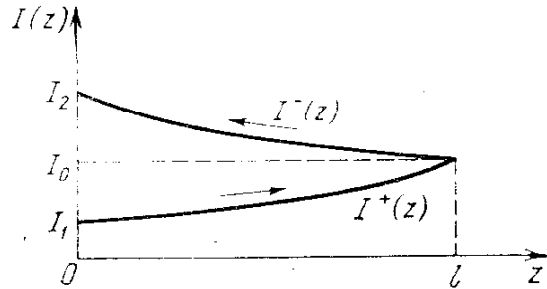
Будем рассматривать лазер с одним полностью отражающим (глухим) зеркалом и другим зеркалом, обладающим прозрачностью  $T = 1 - R$  (частично прозрачное выходное зеркало). В резонаторе лазера усиливается излучение распространяется в ак-

тивной среде между зеркалами в виде последовательности нарастающих бегущих волн, предполагаемых плоскими. Напишем уравнения переноса для волн, бегущих слева направо и справа налево:

$$\begin{aligned} \frac{dJ^{(+)}}{dz} &= -\beta J^{(+)} + \frac{\alpha_0 J^{(+)}}{1 + J^{(+)} + J^{(-)}}, \\ -\frac{dJ^{(-)}}{dz} &= -\beta J^{(-)} + \frac{\alpha_0 J^{(-)}}{1 + J^{(+)} + J^{(-)}}. \end{aligned} \quad (6.34)$$

Здесь интенсивность измеряется в единицах интенсивности насыщения ( $J = I/I_s$ ), а индексы  $\pm$  отмечают волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. Кроме того, принято,

Рис. 6.1. Распределение интенсивностей встречных волн в резонаторе лазера длиной  $l$ . Слева направо распространяется излучение с интенсивностью  $I^+(z)$ , справа налево — с интенсивностью  $I^-(z)$ .



что в каждом произвольном сечении  $z$  эффект насыщения определяется суммарной усредненной интенсивностью потоков энергии слева направо и справа налево, т. е. пренебрегается влиянием модовой структуры поля излучения в резонаторе на эффект насыщения.

Системе уравнений (6.34) соответствует схема, представленная на рис. 6.1. Для значений  $J$  на границе  $z = 0$  введем обозначения  $J^{(+)}(0) = J_1$ ,  $J^{(-)}(0) = J_2$ . Считаем, кроме того, что  $R(0) = R$  и  $R(l) = 1$ . Тогда условие стационарности генерации приводит к граничным условиям

$$J_1 = RJ_2, \quad J^{(-)}(l) = J^{(+)}(l) = J_0. \quad (6.35)$$

Выходная интенсивность

$$J_{\text{вых}} = J_2 - J_1 = (1 - R) J_2 = \frac{1 - R}{R} J_1. \quad (6.36)$$

Теперь поделим уравнения (6.34) друг на друга:

$$\frac{dJ^{(+)}}{dJ^{(-)}} = -\frac{J^{(+)}}{J^{(-)}}, \quad (6.37)$$

что легко интегрируется:

$$J^{(+)} J^{(-)} = \text{const}. \quad (6.38)$$

Так как при  $z = l$   $J^{(+)} = J^{(-)} = J_0$ , то  $\text{const} = J_0^2$ . Следовательно, уравнения (6.34) имеют интеграл

$$J^{(+)} J^{(-)} = J_0^2, \quad (6.39)$$

где  $J_0$  — интенсивность, падающая на правое (глухое) зеркало. Эта интенсивность простым соотношением связана с выходной интенсивностью. Действительно, так как

$$J_1 = J_{\text{ВЫХ}}R/(1-R), \quad J_2 = J_{\text{ВЫХ}}/(1-R),$$

то

$$J_1 J_2 = J_0^2 = J_{\text{ВЫХ}}^2 R/(1-R)^2.$$

Таким образом,

$$J_0 = \frac{\sqrt{R}}{1-R} J_{\text{ВЫХ}}. \quad (6.40)$$

Далее решение идет по следующей схеме. Записываем  $J^{(-)}$  в виде  $J^{(-)} = J_0^2/J^{(+)}$ , подставляем в первое из уравнений (6.34), опускаем индекс + и получаем уравнение

$$\frac{dJ}{dz} = - \left( \beta - \frac{\alpha_0 J}{J + J^2 + J_0^2} \right) J, \quad (6.41)$$

которое интегрируется в элементарных функциях.

Интересно видеть, как меняется в силу наличия обратной связи и обратной волны характер члена, определяющего усиление и насыщение, по сравнению со случаем одной бегущей волны  $\alpha/(1+J)$  (см. формулу (5.17)). Сложность записи (6.41) приводит к тому, что решение этого уравнения дается трансцендентным алгебраическим уравнением, плохо обзорваемым и неудобным для анализа.

В частном случае сильного насыщения и большого превышения усиления над потерями ( $\alpha_0/\beta \gg 1$ ,  $J \gg 1$ )

$$J_{\text{ВЫХ}} = \frac{\alpha_0}{\beta} (1-R) \frac{1 + \exp(-\beta l)}{1 - R \exp(-\beta l)}, \quad (6.42)$$

при  $l \rightarrow \infty$

$$I_{\text{ВЫХ}} \rightarrow (1-R) \frac{\alpha_0}{\beta} I_S. \quad (6.43)$$

Так как длина генератора предполагается бесконечной, это выражение не имеет оптимума по  $R$ . Предельная возможная интенсивность составляет

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{max}} = \frac{\alpha_0}{\beta} I_S, \quad (6.44)$$

что совпадает, как и следовало ожидать, со случаем усилителя (см. (5.26)).

В противоположном частном случае генератора относительно малой длины ( $\beta l \ll 1$ ) можно считать, что интенсивности волн  $J^{(+)}$  и  $J^{(-)}$  нарастают по  $z$  линейно. Тогда  $J^{(+)} + J^{(-)} = \text{const} = J$ ,

и исходные уравнения (6.34) принимают вид

$$\frac{dJ^{(+)}}{J^{(+)}} = \left( -\beta + \frac{\alpha_0}{1+J} \right) dz, \quad \frac{dJ^{(-)}}{J^{(-)}} = \left( \beta - \frac{\alpha_0}{1+J} \right) dz \quad (6.45)$$

и легко интегрируются.

В результате выходная интенсивность нашего генератора достигает максимального значения

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{max}} = \alpha_0 l (1 - \sqrt{\beta/\alpha_0})^2 I_S \quad (6.46)$$

при оптимальной прозрачности выходного зеркала

$$T_{\text{ОПТ}} = 1 - R_{\text{ОПТ}} = 2\alpha_0 l ( \sqrt{\beta/\alpha_0} - \beta/\alpha_0 ). \quad (6.47)$$

Величина оптимальной связи сильнее зависит от коэффициента потерь  $\beta$ , чем максимальная выходная мощность, соответствующая этой связи. При  $\alpha_0 = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ,  $l = 10^2 \text{ см}$  и  $\beta = 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  величина  $T_{\text{ОПТ}} = 0,042$  и  $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{max}} = 0,07 I_S$ . Из этого примера видно, какие высокие требования предъявляются к лазерным зеркалам при небольших коэффициентах усиления, характерных, как правило, для газовых лазеров. При такой слабой связи из резонатора лазера выходит только малая доля сконцентрированной в нем интенсивности излучения. Для данных приведенного примера интенсивность излучения, падающего изнутри резонатора на его глухое зеркало, примерно в 20 раз превышает выходную интенсивность (см. формулу (6.40)). При больших усилениях ситуация существенно облегчается.

Заметим, что большая часть лазеров средних мощностей работает в условиях, соответствующих формулам (6.46) и (6.47).

Подчеркнем также еще раз, что, если условия самовозбуждения лазера-генератора (6.9) (или эквивалентная формула (6.13)) были получены из линейной теории, амплитуда (интенсивность) генерации была определена с привлечением нелинейной теории. Этот вывод является частным проявлением общего положения теории колебаний: амплитуда установившихся колебаний в автоколебательной системе при выполнении условий самовозбуждения определяется нелинейной теорией, учитывающей нелинейные эффекты в исходных уравнениях. В квантовой электронике таким нелинейным эффектом является эффект насыщения.

Итак, лазер-генератор при малом  $\beta/\alpha_0$  и оптимальной связи излучает интенсивность  $\alpha_0 I_S$ . Это означает, что вся запасенная в активном веществе лазера энергия излучается во внешнее пространство. Этот вывод имеет общее значение. Показать его общность можно, сделав оценку мощности, излучаемой из резонатора лазера во внешнее пространство, в рамках эквивалентной схемы с сосредоточенными постоянными.

Представим резонатор лазера в виде резонансного  $RLC$ -контур (рис. 6.2). Излучающее активное вещество эквивалентно

генератору с э. д. с.  $E_{\text{изл}}$ , обладающему внутренним сопротивлением  $R_{\text{изл}}$  и включенному в последовательный колебательный контур  $R_0, L_0, C_0$ . Излучение во внешнее пространство представим индуктивной связью контура с согласованной длинной линией. Пусть сопротивление нагрузки длинной линии равно  $Z_H$ , взаимная индуктивность петли связи равна  $M$ .

Излучаемая веществом мощность простым соотношением

$$P_{\text{изл}} = E_{\text{изл}}^2 / 4R_{\text{изл}} \quad (6.48)$$

связана с э. д. с. и внутренним сопротивлением генератора. Эквивалентная

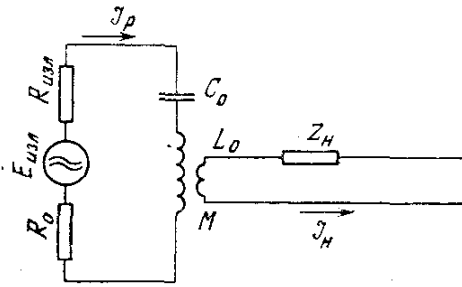


Рис. 6.2. Эквивалентная схема резонатора лазера с излучающим активным веществом.

валентной схеме (рис. 6.2) на резонансной частоте соответствуют уравнения Кирхгофа

$$0 = Z_H I_H + j\omega M I_p, \quad E_{\text{изл}} = I_p (R_{\text{изл}} + R_0) + j\omega M I_H. \quad (6.49)$$

Исключая из уравнений (6.49) ток в резонаторе  $I_p$ , получаем выражение для тока через нагрузку  $I_H$ :

$$I_H = -j \frac{\omega M}{Z_H} \frac{1}{\omega_0 L} \frac{E_{\text{изл}}}{1/Q_0 + 1/Q_{\text{св}} + 1/Q_{\text{изл}}}, \quad (6.50)$$

где введены обозначения для добротности связи

$$Q_{\text{св}} = \frac{\omega L_0}{\omega^2 M^2 / Z_H}, \quad (6.51)$$

собственной добротности резонатора

$$Q_0 = \omega L_0 / R_0, \quad (6.52)$$

добротности, связанной с внутренним сопротивлением генератора э. д. с.,

$$Q_{\text{изл}} = \omega L_0 / R_{\text{изл}}. \quad (6.53)$$

Мощность, рассеиваемая в сопротивлении нагрузки, равна

$$P_H = Z_H |I_H|^2 = \frac{1/Q_{\text{св}} Q_{\text{изл}}}{(1/Q_0 + 1/Q_{\text{св}} + 1/Q_{\text{изл}})^2} 4P_{\text{изл}}. \quad (6.54)$$

Запись связи выходной мощности с мощностью, генерируемой источником э. д. с. в контуре, через добротности, введенные здесь

соотношениями (6.51)–(6.53), хорошо известными в теории резонансных контуров, но имеющими весьма общий энергетический смысл (см. (6.1)), придает полученному соотношению достаточно общий характер.

Выходная мощность может быть оптимизирована изменением связи с внешним пространством. Формула (6.54) позволяет найти максимальную выходную мощность

$$P_{\text{н}}^{\text{max}} = \frac{1/Q_{\text{изл}}}{1/Q_0 + 1/Q_{\text{изл}}} P_{\text{изл}}, \quad (6.55)$$

которая достигается при оптимальной связи

$$(1/Q_{\text{св}})_{\text{опт}} = 1/Q_0 + 1/Q_{\text{изл}}. \quad (6.56)$$

Когда потерями в резонаторе можно пренебречь ( $1/Q_0 \ll 1/Q_{\text{изл}}$ ), при оптимальной связи вся излучаемая мощность поступает в полезную нагрузку. По существу, петля связи резонатора с линией играет роль трансформатора импедансов, согласующего внутреннее сопротивление источника с сопротивлением полезной нагрузки. В лазерном случае эту роль исполняет частично прозрачное выходное зеркало, согласующее активное вещество резонатора лазера со свободным пространством.

Физически лазерная генерация обусловлена излучением среды с инверсией населенностей. Интенсивность генерации определяется плотностью инверсии населенностей. Для оценок того, что может дать активная среда, особенно в случае мощных лазеров, удобно пользоваться следующими простыми соображениями. Пусть в стационарных условиях скорость создания инверсии составляет  $\Lambda$  частиц в единичном объеме за единицу времени. Тогда максимально возможная мощность излучения, отнесенная к единице объема, составляет

$$P_1 = \Lambda h\nu. \quad (6.57)$$

Это простое соотношение приводит, например, в случае  $\text{CO}_2$ -лазеров ( $\lambda = 10,6$  мкм) к такой оценке, что при массовом расходе возбужденного газа  $M$  [кг/с] максимальная мощность генерации составляет  $250M$  [кВт], что соответствует мощности 250 кВт при массовом расходе 1 кг/с.

Для импульсных лазеров энергия генерации определяется энергией, накопленной в активном веществе к моменту начала генерации, т. е. инверсией, созданной к моменту начала генерации. Так как генерация прекращается, когда исчезает инверсия, что происходит при уравнивании населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней, то инверсии в  $N$  частиц соответствует излучение с энергией

$$E_{\text{изл}} = N h\nu/2. \quad (6.58)$$

Для  $\text{CO}_2$ -лазера это означает 125 кДж при 1 кг возбужденного  $\text{CO}_2$ .



## *Лекция седьмая.* ОТКРЫТЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

*Резонаторы в электронике. Переход к коротким волнам. Падение добротности и сгущение резонансов замкнутых объемов. Открытые резонаторы, прореживание спектра. Число Френеля. Моды. Время жизни моды пассивного резонатора. Дифракционные потери. Метод Фокса и Ли. Интегральное уравнение открытого резонатора.*

Предыдущее изложение приводит к выводу, что в основе квантовой электроники лежит активная среда с инверсией населенностей, охваченная положительной обратной связью, осуществляемой эффектом индуцированного испускания излучения в резонаторе. В этом сочетании активной среды, индуцированного излучения и резонатора активная среда запасает энергию и усиливает генерируемое излучение, индуцированное излучение обеспечивает когерентность усиления, а резонатор формирует спектральные и пространственные свойства генерируемого излучения.

Квантовая электроника, по крайней мере по своему происхождению, является частью электроники, к настоящему времени — оптической частью электроники. Хорошо известно, что в классической электронике длинноволнового и СВЧ диапазонов определяющей характеристикой монохроматического излучения является его частота. Значение частоты задается резонансным контуром. Для длинных волн используются квазистационарные цепи переменного тока, т. е. цепи с сосредоточенными постоянными. Следовательно, размеры соответствующих резонансных контуров много меньше длины волны излучения. При переходе к СВЧ в силу резкого укорочения длины волны цепи становятся существенно нестационарными, волновыми. Для канализации энергии в этом диапазоне применяются волноводы разного типа — коаксиальные, полые трубчатые, диэлектрические. Отрезки этих волноводных устройств, должным образом закороченные и пространственно организованные в соответствии с электродинамикой СВЧ и ожидаемым распределением полей в них, являются резонаторами СВЧ.

Наиболее известны пустотелые металлические объемные резонаторы. Малые потери в стенках при высоких коэффициентах отражения от хорошо проводящего металла приводят к высокой добротности этих резонаторов. Конфигурация и распределение полей в резонаторах СВЧ сильно отличаются от случая свободного пространства. Линейные размеры этих резонаторов сравнимы с длиной волны. Поэтому спектр собственных колебаний этих резонаторов сильно разрежен. Как правило, в диапазоне СВЧ сравнительно просто реализуются такие конфигурации объемных резонаторов, при которых в широком диапазоне частот резонатор обладает одним собственным колебанием. Резонаторные системы СВЧ определяют частоту генерации автоколебательных систем СВЧ.

Длинные радиоволны, как правило, излучаются во внешнее пространство ненаправленно, почти изотропно. По мере укорочения длины волны и особенно при переходе к СВЧ становится возможным формирование резко анизотропных пространственных распределений излучения, называемых в электронике диаграммами направленности излучения. Формирование этих диаграмм осуществляется внешними по отношению к генератору антенными системами, обычно интерференционными, в более коротковолновой области — квазиоптическими, но всегда много большими длины волны по размеру. Примерами служат антенные системы радиолокационных станций, систем связи типа «Орбита» и т. п.

При дальнейшем увеличении частоты и переходе в субмиллиметровый или ИК диапазон изготовление объемных резонаторов с размерами порядка длины волны становится технологически невозможным. Поэтому необходим переход к резонаторам с размерами, много большими длины волны. Вкратце об этом говорилось в предыдущей лекции при определении условий самовозбуждения лазеров и, главным образом, в связи с частотой генерации. В резонаторе с линейными размерами, многократно превышающими длину волны, возможен набор направлений распространения излучения. Обратная связь в нем осуществляется эффектом индуцированного испускания фотонов, обладающих одинаковыми частотами, поляризациями и направлениями распространения излучения, т. е. одинаковыми  $\omega$  и  $\mathbf{k}$ . Следовательно, резонатор определяет баланс фаз в четырехмерном пространстве  $\omega t$  и  $\mathbf{k}\mathbf{r}$ , где  $\mathbf{r}$  — некоторый радиус-вектор. Другими словами, такой резонатор определяет четырехмерную частоту генерации или набор таких частот. Отсюда вытекает, что в квантовой электронике резонатор формирует одновременно частоту осцилляций и направление распространения генерируемого излучения, т. е. временные и пространственные его характеристики, оказывающиеся тесно связанными друг с другом.

Итак, в оптическом диапазоне используются резонаторы с размерами, много большими длины волны. Здесь необходимо подчеркнуть, что дело не только в технологических трудностях изготовления резонаторов микрометровых или субмикрометровых размеров или в малости их объема и, значит, мощности или энергии генерации. Суть дела заключается в том, что по мере пропорционального длине волны уменьшения размеров полых металлических объемных резонаторов их добротность падает. Действительно, для замкнутой металлической полости, как это показывается в курсах электродинамики СВЧ, добротность определяется отношением характерного линейного размера резонатора  $a$  к глубине проникновения излучения в металл  $\delta$ :

$$Q = a/\delta. \quad (7.1)$$

При нормальном скин-эффекте глубина проникновения поля в металл обратно пропорциональна корню квадратному из частоты:

$\delta \propto \nu^{-1/2}$ . По предположению, линейный размер резонатора следует за длиной волны. Следовательно,  $a \propto \nu^{-1}$ . В результате  $Q \propto \nu^{-1/2}$ , т. е. даже в совершенно нереалистическом предположении сохранения всех остальных условий добротность резко падает при переходе от СВЧ диапазона к оптическому.

Значит, необходим переход к резонаторам, размеры которых велики по сравнению с длиной волны. Здесь, однако, следует принимать во внимание еще одно обстоятельство. В большом по сравнению с длиной волны замкнутом объеме число осцилляторов поля в единичном объеме и единичном спектральном интервале совпадает с таковым для свободного пространства. Это число, равное

$$n = 8\pi\nu^2/c^3, \quad (7.2)$$

было введено в лекции первой при обсуждении вопроса о вероятностях спонтанного и индуцированного излучений (см., например, (1.12)). В объеме  $V$  и в частотном интервале  $\Delta\nu$  общее число осцилляторов поля составляет

$$N = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} V \Delta\nu. \quad (7.3)$$

Частотный интервал, приходящийся на один осциллятор (одно собственное колебание замкнутого объема), составляет

$$\Delta\nu/N = c^3/8\pi V\nu^2 \propto 1/\nu^2, \quad (7.4)$$

т. е. падает обратно пропорционально  $\nu^2$ . Вместе с тем ширина полосы частот, приходящихся на одно колебание, определяется добротностью этого колебания  $Q$ .

В случае замкнутой полости больших размеров величина  $a$  в формуле (7.1) от частоты не зависит ( $a \approx V^{1/3}$ ), и для нормального скин-эффекта добротность оказывается пропорциональной  $\nu^{1/2}$ . Следовательно, ширина резонансной кривой соответствующего колебания  $\Delta\nu_R$  оказывается пропорциональной  $\nu^{1/2}$ :

$$\Delta\nu_R = \nu/Q \propto \nu^{1/2}. \quad (7.5)$$

Сравнение (7.4) и (7.5) показывает, что с увеличением частоты или объема резонансные кривые колебаний замкнутой полости перекрываются. А это означает, что резонатор теряет свои резонансные свойства.

Итак, в оптическом диапазоне резонатор с размерами порядка длины волны не может быть применен в силу технологических трудностей и из-за резкого падения добротности; резонатор типа замкнутой металлической полости больших по сравнению с длиной волны размеров не может быть применен в силу высокой плотности его собственных колебаний, приводящей к потере резонансных свойств. Необходимы большие резонаторы с разреженным спектром собственных колебаний.

Наиболее перспективным и поэтому получившим наибольшее распространение способом прореживания спектра собственных

колебаний резонаторов большого объема при сохранении высокой добротности стало применение открытых резонаторов.

Рассмотрим открытый резонатор, состоящий из двух плоских дисков радиусом  $a$ , разнесенных на расстояние  $l$ , обладающих коэффициентом отражения  $R \leq 1$ , параллельных друг другу и установленных на одной оси перпендикулярно к ней. Простейшую оценку можно сделать, считая, что между дисками распространяется система плоских волн. Именно так мы поступили в лекции шестой при выводе формулы (6.2) для добротности этого резонатора. При этом было отмечено, что действие отражающих поверхностей можно рассматривать как увеличение в  $1/(1-R)$  раз пути  $l$ , проходимого плоской волной. Это эффективное увеличение пути имеет тот смысл, что соответствующая плоская волна затухает в  $e$  раз за  $1/(1-R)$  отражений.

Кроме волны, распространяющейся строго перпендикулярно к поверхности дисков, в объеме между дисками могут возбуждаться и другие волны, распространяющиеся почти нормально поверхности дисков. Если плоская волна, распространяющаяся под некоторым углом к оси резонатора, успеет отразиться  $1/(1-R)$  раз, прежде чем выйдет за пределы дисков, то соответствующий ей резонанс обладает добротностью примерно вдвое меньшей, чем в случае нормального распространения. Следовательно, угол

$$\theta = 2a(1-R)/l \quad (7.6)$$

является предельным углом, ограничивающим направления распространения волн в резонаторе, соответствующие колебаниям с высокой добротностью. Значит, из общего числа колебаний (7.3) большей добротностью обладают те, направления распространения волн которых лежат в телесном угле  $\Omega = \pi\theta^2$ .

Умножая (7.3) на отношение  $\Omega/4\pi$ , мы получаем после несложных преобразований общее число этих колебаний в полосе частот  $\Delta\nu$ :

$$N_0 = 32\pi^2 \frac{a^4 (1-R)^2}{\lambda^3 l} \frac{\Delta\nu}{\nu}, \quad (7.7)$$

где  $\lambda = c/\nu$  — длина волны. В такой же записи (7.3) принимает вид

$$N = 32\pi^2 \frac{a^2 l}{\lambda^3} \frac{\Delta\nu}{\nu}. \quad (7.8)$$

Сравнение этих формул свидетельствует о значительном, в  $l^2/a^2(1-R)^2 \gg 1$  раз, уменьшении числа собственных колебаний, попадающих в единичный спектральный интервал в случае открытого резонатора. Причиной столь сильного прореживания спектра собственных колебаний является отсутствие боковых стенок у открытого резонатора.

Формуле (7.7) целесообразно придать другой вид. Частотный интервал, приходящийся на одно колебание открытого резонатора, составляет в соответствии с (7.7)

$$\frac{\Delta\nu}{N_0} = \frac{\lambda^3 l \nu}{32\pi^2 a^4 (1-R)^2}. \quad (7.9)$$

Вместе с тем ширина полосы частот одного колебания  $\Delta\nu_k$  определяется его добротностью, даваемой формулой (6.2):

$$\Delta\nu_k = \frac{\nu}{Q} = \frac{\lambda\nu(1-R)}{2\pi l}. \quad (7.10)$$

Резонансные кривые различных колебаний не перекрываются, когда отношение

$$\frac{\Delta\nu_k}{\Delta\nu/N_0} = 16\pi N_F^2 (1-R)^3 < 1, \quad (7.11)$$

где введено обозначение для числа Френеля

$$N_F = a^2/l\lambda. \quad (7.12)$$

Проведенное выше рассмотрение выполнено в приближении геометрической оптики с полным пренебрежением дифракционными явлениями. Критерием применимости геометрической оптики является условие  $N_F > 1$ . Напомним, что, по существу, именно этим условием мы пользовались в лекции пятой при выводе формулы (5.14) для эффективной спектральной плотности входных шумов квантового усилителя бегущей волны. Возвращаясь к (7.11), мы видим, что при достаточно высоком отражении зеркал открытого резонатора, т. е. при достаточно высокой добротности резонатора, возможно достижение удовлетворительного прореживания спектра собственных колебаний даже при больших числах Френеля.

Таким образом, открытые резонаторы являются удобными резонансными системами для квантовой электроники оптического диапазона. Собственные колебания (типы колебаний) резонатора принято называть его модами. По определению мода резонатора — это распределение поля в резонаторе, воспроизводящееся при многократном распространении волны между зеркалами резонатора. Наличие реальных потерь энергии приводит к затуханию колебаний, соответствующих той или иной моде, если только развитие моды не поддерживается излучением активной среды.

Пусть потери энергии излучения, распространяющегося в виде той или иной колебательной моды резонатора между его зеркалами, могут быть описаны некоторым эквивалентным коэффициентом поглощения  $\alpha$ :

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I. \quad (7.13)$$

Величина  $\alpha$  определяется потерями на поглощение и рассеяние

света средой между зеркалами, а также дифракционными потерями и потерями при отражении. Эту величину удобно представить в виде  $\alpha = A/l$ , где  $A$  — коэффициент поглощения энергии излучения за один проход резонатора длины  $l$ . Вводя плотность энергии  $\rho = I/c$  и учитывая соотношение  $dz = c dt$ , получаем уравнение

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{Ac}{l} \rho, \quad (7.14)$$

решение которого

$$\rho = \rho_0 \exp\left[-\frac{Ac}{l} t\right] = \rho_0 \exp\left[-\frac{t}{\tau_{эфф}}\right] \quad (7.15)$$

свидетельствует об экспоненциальном характере затухания собственных колебаний резонатора с характерным временем

$$\tau_{эфф} = l/Ac = 1/\alpha c. \quad (7.16)$$

Время  $\tau_{эфф}$ , названное временем жизни фотона в моде, простым соотношением связано с добротностью этой моды. По определению (6.1)

$$Q = 2\pi \frac{\rho_0}{\rho_0 (1 - \exp[-T/\tau_{эфф}])} = 2\pi \frac{\tau_{эфф}}{T} = \omega \tau_{эфф}, \quad (7.17)$$

где  $T$  — период собственных колебаний рассматриваемой моды, причем для всех сколько-нибудь добротных мод  $T \ll \tau_{эфф}$ . Каждому виду потерь соответствует свое время жизни. Так как потери складываются, то результирующее время жизни моды определяется очевидным соотношением:

$$1/\tau_{эфф} = \sum 1/\tau_{эфф}^{(i)}. \quad (7.18)$$

Аналогичное выражение справедливо и для добротности:

$$1/Q = \sum 1/Q^{(i)}, \quad (7.19)$$

где индекс  $i$  указывает вид потерь энергии, определяющих соответствующую парциальную добротность (время жизни).

Особое значение в открытых резонаторах имеет вопрос о дифракционных потерях. Прежде всего следует отметить, что именно дифракционные потери осуществляют прореживание спектра собственных колебаний при переходе от замкнутой полости к открытому резонатору, исключая в процессе установления резонансной моды колебания, распространяющиеся под сколько-нибудь заметными углами к оси резонатора. Наличием дифракционных потерь открытые оптические резонаторы отличаются от замкнутых объемных резонаторов СВЧ. Конечно, это не единственный источник потерь, а во многих случаях даже не главный. Но в случае идеальных зеркал и идеальной межзеркальной среды потери энергии, обусловленные дифракцией на краях

зеркал с конечной апертурой, остаются принципиально неустрашимым, а потому принципиально важным источником потерь.

Очевидно, что в рамках геометро-оптического подхода к описанию открытых резонаторов дифракционные потери не могут быть учтены. Геометрическая оптика верна при больших числах Френеля  $N_F = a^2/\lambda l$ . Естественно ожидать, что этот параметр определяет величину потерь. Грубую оценку можно сделать в предположении плоских волн. По Юнгу дифракцию на краю экрана можно рассматривать как поперечную диффузию амплитуды светового поля в область тени. На расстоянии  $l$  от экрана область диффузии достигает размера  $\sqrt{l\lambda}$ . Поэтому пучок света, содержащий почти плоскую волну, отраженную, скажем, от левого зеркала радиуса  $a$  и достигшую после прохождения пути  $l$  правого зеркала того же радиуса  $a$ , уширяется по радиусу на  $\sqrt{l\lambda} \ll a$ . Излучение, попадающее в кольцо площадью  $2\pi a\sqrt{l\lambda}$ , выходит из резонатора. Его относительная доля, в предположении однородности распределения амплитуды светового поля по сечению пучка, составляет  $2\sqrt{l\lambda}/a$ . При возведении в квадрат эта величина дает оценку дифракционных потерь энергии за один проход

$$A_{\text{дифр}} = 4l\lambda/a^2 = 4/N_F. \quad (7.20)$$

Чем больше число Френеля, тем меньше дифракционные потери. Приведенная оценка, сколько-нибудь разумная только при больших  $N_F$ , правильно оценивает только тенденцию зависимости дифракционных потерь от  $N_F$ . В реальности в модах резонатора распределение поля по поперечному сечению сильно отличается от однородного, заметно спадая к краям. Поэтому дифракционные потери оказываются существенно меньше предсказываемых формулой (7.20).

Вопрос о дифракционных потерях в открытых резонаторах тесно связан с вопросом о возможности существования устойчивых мод в них. Действительно, дифракционные потери препятствуют возвращению в резонатор полной энергии исходного излучения при каждом акте прохождения излучения между зеркалами и отражения от зеркала. Именно поэтому закономерен вопрос о том, приближается ли распределение поля в резонаторе после многих проходов к стационарному, воспроизводящемуся при каждом дальнейшем проходе состоянию, т. е., иначе говоря, вопрос о том, существует ли в открытом резонаторе колебательная мода. С этим связаны вопросы о числе возможных мод, различиях в конфигурации их полей и их потерях.

Ответ был дан в 1960—1961 гг. в известных работах А. Фокса и Т. Ли, разработавших наглядную картину формирования собственных мод открытого резонатора методом рассмотрения изменений в распределении амплитуды и фазы первоначально плоской волны при ее многократных последовательных проходах через резонатор.

Пусть однородная плоская волна стартует от левого зеркала, направляясь к правому. По мере распространения некоторая доля энергии из-за дифракции уходит из периферийной области волны еще до того, как она достигнет правого зеркала. При отражении также ослабляется периферийная часть отражаемой волны. Отраженная волна, распространяясь справа налево, теряет энергию аналогичным образом. В результате многократного повторения поле на краях волнового фронта становится слабее.

При вычислениях произвольное начальное распределение поля у левого зеркала служит источником поля, возникающего у правого зеркала в результате первого прохода волны. Затем полученное распределение используется для точно такого же вычисления распределения поля, созданного у левого зеркала в результате второго прохода. Эти вычисления повторяются многократно для последующих проходов.

Для вычисления электромагнитного поля у одного из зеркал в виде интеграла от поля у другого зеркала использована скалярная формулировка принципа Гюйгенса. Это допустимо, если размеры зеркал велики по сравнению с длиной волны, поле близко к поперечному электромагнитному и линейно поляризовано.

Вычисления проводились с помощью ЭВМ. В результате оказалось, что после многих (около 300) отражений действительно устанавливается стационарное распределение поля с уменьшающейся к краю зеркала амплитудой. Величина дифракционных потерь действительно оказалась на несколько порядков меньшей предсказываемой формулой (7.20). В широком интервале значений числа Френеля полученная на ЭВМ кривая дифракционных потерь аппроксимируется функцией

$$A_{\text{дифф}} = ae^{-bN_F}. \quad (7.21)$$

В важном частном случае рассматриваемого в следующей лекции так называемого конфокального резонатора и для основной его моды константы  $a \approx b \approx 10$ , что, конечно, особенно при больших  $N_F$ , приводит к исчезающе малым дифракционным потерям.

Результаты машинного счета подтверждают тот интуитивный вывод, что после многократных проходов распределение поля у зеркал незначительно меняется от отражения к отражению. В стационарной стадии поля около зеркал становятся одинаковыми с точностью до комплексной постоянной. Тогда, выражая поле у одного зеркала через поле у другого зеркала с помощью принципа Гюйгенса в форме Френеля — Кирхгофа, мы получаем интегральное уравнение для искомой функции распределения поля на зеркале.

Действительно, поле  $u_1$  в зоне Френеля на одном из зеркал, обусловленное излучением, отраженным от другого зеркала площади  $A$ , дается интегралом по поверхности  $A$ :

$$u_1 = \frac{jk}{4\pi} \int_A u_2 \frac{e^{-jkr}}{r} (1 + \cos \theta) ds, \quad (7.22)$$



где  $u_2$  — поле на апертуре «излучающего» зеркала,  $k$  — постоянная распространения,  $r$  — расстояние от точки на «излучающем» зеркале до точки наблюдения,  $\theta$  — угол, который вектор  $\mathbf{r}$  образует с нормалью к плоскости зеркала. После  $q$  проходов поле у одного зеркала связано с полем, отраженным другим зеркалом, формулой (7.22), в которой  $u_1$  надо заменить на  $u_{q+1}$ , а  $u_2$  на  $u_q$ .

Машинный счет показал разумность предположения о том, что после многочисленных проходов распределение поля у зеркал подвергается незначительным изменениям от отражения к отражению и становится стационарным. Тогда поля около зеркал становятся одинаковыми с точностью до комплексной постоянной. Можно записать, таким образом, что

$$u_q = (1/\gamma)^q v, \quad (7.23)$$

где  $v$  — функция распределения, не изменяющаяся от отражения к отражению, а  $\gamma$  — комплексная постоянная, характеризующая условия распространения излучения между отражениями. Подставляя (7.23) в (7.22), мы получаем интегральное уравнение

$$v = \gamma \int_A v K ds, \quad (7.24)$$

ядро которого имеет вид

$$K = \frac{jk}{4\pi} (1 + \cos \theta) e^{-jkr}. \quad (7.25)$$

Собственные функции этого интегрального уравнения являются модами (нормальными колебаниями, собственными колебаниями, нормальными типами колебаний, колебательными модами и т. д.) исследуемого резонатора, а  $\ln \gamma$  определяет затухание и фазовый сдвиг волны в течение каждого прохода, являясь, таким образом, постоянной распространения соответствующих мод.

Анализ Фокса и Ли, выполненный ими для открытых резонаторов типа интерферометра Фабри — Перо в нескольких геометрических конфигурациях (прямоугольные плоские зеркала, круглые плоские зеркала, конфокальные сферические и параболические зеркала), привел к следующим важным выводам:

1. Открытые резонаторы типа интерферометров Фабри — Перо как с плоскими, так и с вогнутыми зеркалами характеризуются дискретным набором колебательных мод.

2. Однородные плоские волны не являются нормальными модами открытых резонаторов.

3. Электромагнитные волны, соответствующие собственным модам резонатора, почти полностью поперечны. Поэтому моды обозначаются символом ТЕМ.

4. Моды более высокого порядка всегда имеют более высокие дифракционные потери, чем основная мода.

5. Для основной моды амплитуда поля сильно уменьшается к краям зеркала. Поэтому ее дифракционные потери много мень-

ше предсказываемых на основе представления об однородных плоских волнах и в реальных ситуациях пренебрежимы.

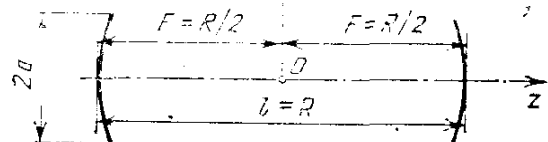
Результаты Фокса и Ли показали плодотворность анализа полей и волн в открытых резонаторах путем решения интегральных уравнений, связывающих между собой поля на зеркалах резонатора на основе принципа Гюйгенса в интегральной форме Френеля — Кирхгофа.

## Лекция восьмая. ГАУССОВЫ ПУЧКИ

*Конфокальный резонатор. Распределение поля. Гауссовы пучки. Размер пятна. Расходимость излучения. Радиус кривизны волнового фронта. Преобразование гауссовых пучков линзой. Согласование мод резонаторов. Фокусирование гауссовых пучков. Продольный и поперечный размеры фокальной области.*

Итак, анализ Фокса и Ли показал, что в открытых структурах типа интерферометров Фабри — Перо существуют характерные колебательные моды. К настоящему времени известно большое число модификаций открытых резонаторов, отличающихся друг от друга конфигурацией и взаимным расположением зеркал. Наибольшей простотой и удобством отличается резонатор, образованный двумя сферическими отражателями с равной кривизной, обращенными вогнутыми поверхностями навстречу друг другу и расположенными на расстоянии радиуса кривизны, равного радиусу сфер, друг от друга. Фокусное расстояние сферического зеркала равно половине его радиуса кривизны. Поэтому

Рис. 8.1. Схема конфокального резонатора. Плоскость  $xy$  перпендикулярна оси  $z$ . Конфокальная точка находится в начале координат  $O$ .



фокусы отражателей совпадают, вследствие чего резонатор называется конфокальным (рис. 8.1). Интерес к конфокальному резонатору обусловлен удобством его юстировки, в отличие от плоскопараллельного резонатора Фабри — Перо не требующей строгой параллельности отражателей друг другу. Необходимо лишь, чтобы ось конфокального резонатора пересекала каждый отражатель достаточно далеко от его края. В противном случае дифракционные потери могут быть слишком большими.

Рассмотрим конфокальный резонатор более подробно.

Пусть все размеры резонатора велики по сравнению с длиной волны. Тогда моды резонатора, распределение полей в нем и дифракционные потери можно получить на основе принципа Гюйгенса — Френеля путем решения соответствующего интегрального уравнения. Для сферических зеркал с прямоугольной или круг-

лой апертурой это интегральное уравнение допускает разделение переменных относительно поперечных координат и сводится к одномерным интегральным уравнениям. Если отражатели конфокального резонатора имеют квадратное сечение со стороной  $2a$ , которая мала по сравнению с расстоянием между зеркалами  $l$ ,

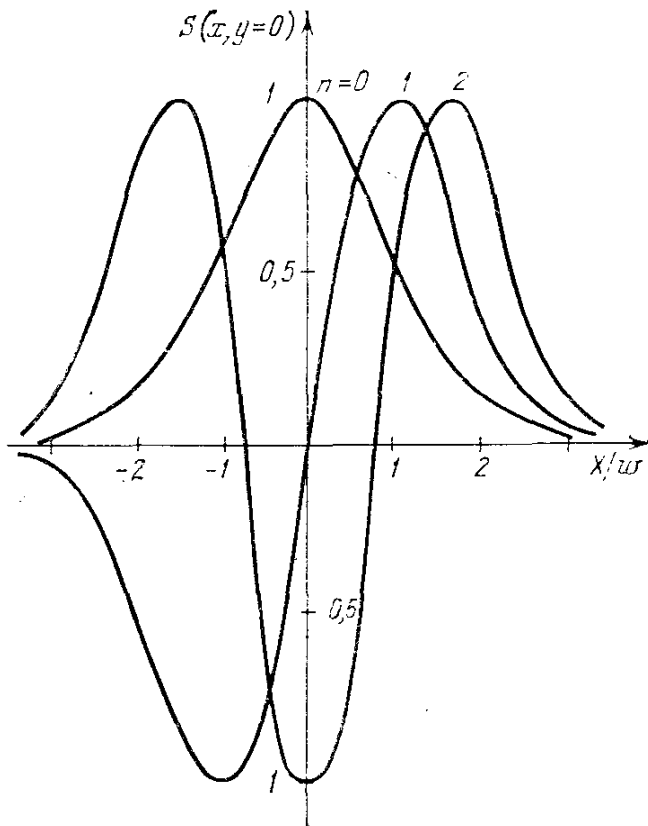


Рис. 8.2. Распределение поля в конфокальном резонаторе по одной из поперечных координат для первых трех мод ( $n = 0, 1, 2$ ). Максимальные значения нормированы на единицу.

чина  $w$  является шириной распределения интенсивности. В пятне площадью  $\pi w^2$  сосредоточена в основном энергия волны, проходящей в направлении  $z$  через плоскость  $xy$ .

Полиномы Эрмита нескольких первых степеней имеют вид

$$\begin{aligned} H_0(x) &= 1, & H_1(x) &= 2x, & H_2(x) &= 4x^2 - 2, \\ H_3(x) &= 8x^3 - 12x, & H_4(x) &= 16x^4 - 48x^2 + 12. \end{aligned} \quad (8.2)$$

Собственным функциям уравнения, дающим поперечное распределение (8.1), соответствуют собственные частоты, определяемые условием

$$4l/\lambda = 2q + (1 + m + n). \quad (8.3)$$

Так как продольная составляющая собственных функций очень мала, то решения исходного уравнения, а следовательно, и поперечные распределения (8.1) описывают моды  $TEM_{mnq}$ . На рис. 8.2

равным их радиусу кривизны  $R$ , а числа Френеля велики, то собственные функции интегрального уравнения типа Фокса и Ли аппроксимируются произведениями полиномов Эрмита  $H_n(x)$  на гауссову функцию  $\exp(-x^2/w^2)$ .

В декартовой системе координат, начало которой помещено в центр резонатора, т. е. в конфокальную точку, а ось  $z$  совпадает с осью резонатора (рис. 8.1), поперечное распределение поля дается выражением

$$S(x, y) = H_m(x/w) H_n(y/w) \times \exp[-(x^2 + y^2)/2w^2], \quad (8.1)$$

где  $w$  определяет размер той области поперечного сечения, при выходе из которой интенсивность поля в резонаторе, пропорциональная  $S^2$ , падает в  $e$  раз. Другими словами, величина

графически представлены три первые функции Эрмита — Гаусса для одной из поперечных координат, построенные по формуле (8.1) с учетом (8.2). Эти графики наглядно показывают характер изменения поперечного распределения поля с увеличением поперечного индекса  $n$ .

Резонансы в конфокальном резонаторе имеют место только для целых значений  $4l/\lambda$ . Спектр мод конфокального резонатора вырожден, увеличение  $m + n$  на две единицы и уменьшение  $q$  на единицу дает то же значение частоты. Индексы  $m$  и  $n$  в обозначении моды  $TEM_{mnq}$  относятся к изменениям поля в направлениях  $x$  и  $y$  и принимают, вообще говоря, значения  $0, 1, 2, \dots$ , в то время как индекс  $q$  равен числу полуволн, укладывающихся на длине резонатора вдоль оси  $z$ .

Основной является мода  $TEM_{00q}$ , поперечное распределение поля которой определяется простой гауссовой функцией  $\exp[-(x^2 + y^2)/2w^2]$ . Ширина распределения интенсивности меняется вдоль оси  $z$  по закону

$$w^2 = w_0^2 + (z/kw_0)^2, \quad (8.4)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ , а  $w_0$  имеет смысл радиуса пучка в фокальной плоскости резонатора, т. е. при  $z = 0$ , и обычно называется радиусом перетяжки (или радиусом шейки) каустики. Величина  $w_0$  определяется длиной резонатора и составляет

$$w_0 = \sqrt{l\lambda/4\pi} = \sqrt{l/2k}. \quad (8.5)$$

На поверхности зеркала, т. е. при  $z = l/2$ , площадь пятна основной моды, как это видно из (8.4) и (8.5), вдвое больше, чем площадь сечения шейки каустики.

Крайне важным является то обстоятельство, что поперечный размер гауссова пучка  $2w$  не зависит от поперечного размера зеркал  $2a$ . Это является следствием предположений о большой величине числа Френеля  $N_F = a^2/l\lambda$  и малости значения отношения  $a^2/l^2$ , которые и привели к решению вида (8.1). Так как с учетом (8.5) число Френеля может быть записано в виде  $N_F = a^2/4\pi w_0^2$ , то требование большого значения этого числа эквивалентно требованию малости площади пятна моды на зеркале  $w^2 = 2w_0^2$  по сравнению с площадью зеркала.

Решение (8.1) получено для поля внутри резонатора. Но когда одно из зеркал частично прозрачно, как это и бывает в случае активных лазерных резонаторов, то выходящая наружу волна является бегущей волной с поперечным распределением (8.1).

По существу, выделение основной моды активного конфокального резонатора — это способ получения гауссова пучка монохроматического света. Учитывая большое значение и интересные свойства гауссовых пучков, рассмотрим их несколько подробнее.

Пусть некоторая плоскость представляет собой поверхность волнового фронта некоторой монохроматической волны при гаус-

совом распределении амплитуды на этом плоском волновом фронте

$$a(x, y) = E_0 \exp \left[ - (x^2 + y^2) / 2w_0^2 \right]. \quad (8.6)$$

По принципу Гюйгенса — Френеля исходный волновой фронт создает волну, поле которой определяется интегралом Френеля — Кирхгофа:

$$E(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{a(x', y')}{r} \cos(\omega t - kr) dx' dy', \quad (8.7)$$

где  $r^2 = z^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2$ , а  $x, y, z$  — декартовы координаты, введенные ранее (рис. 8.3). Заменяем  $1/r$  на  $1/z$ , а в аргументе  $\cos(\omega t - kr)$  положим приближенно  $r \approx z + [(x - x')^2 + (y - y')^2] / 2z$ , т. е. в сильно вытянутом прямоугольном треугольнике заменим гипотенузу катетом там, где идет речь об ослаблении амплитуды поля, и учтем непараллельность  $z$  и  $r$  там, где

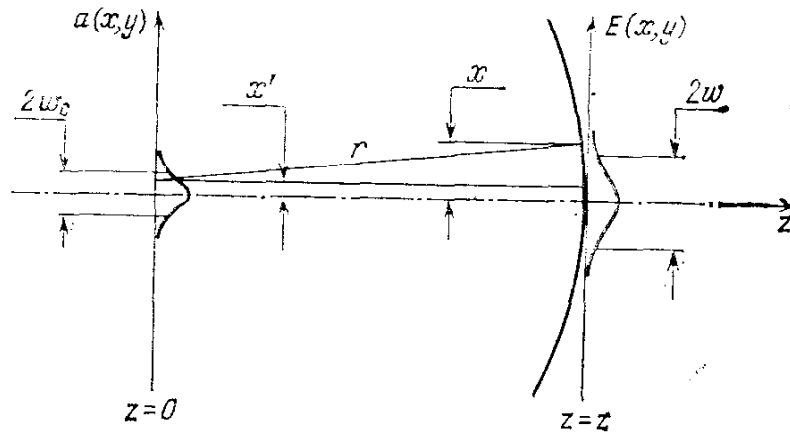


Рис. 8.3. К вычислению волнового фронта, создаваемого на расстоянии  $z$  плоской волной с гауссовым распределением поля в плоскости  $z = 0$ .

речь идет о фазовом набеге волны. Тогда прямое вычисление дает

$$E(x, y) = \frac{2\pi}{k} E_0 w_0^2 \exp \left( - \frac{x^2 + y^2}{2w^2} \right) \left[ w_0^4 + \left( \frac{z}{k} \right)^2 \right]^{-1/2} \times \\ \times \cos \left[ \omega t - k \left( z + \frac{x^2 + y^2}{2R} \right) - \alpha \right], \quad (8.8)$$

где  $R = z + (kw_0^2)^2 / z$  и  $\operatorname{tg} \alpha = kw_0^2 / z$ , а  $w$  дается формулой (8.4). В свете рассмотрения, проводившегося в этой и предыдущей лекциях, не вызывает удивления то обстоятельство, что решение (8.8) полностью совпадает с основной модой конфокального резонатора  $\text{TEM}_{00q}$ .

Поверхность постоянной фазы гауссова пучка, если пренебречь слабой зависимостью  $\alpha$  от  $z$ , дается уравнением

$$z + \frac{x^2 + y^2}{2R} = \text{const.} \quad (8.9)$$

При  $x^2/R^2 \ll 1$ ,  $y^2/R^2 \ll 1$  (что в рамках сделанных с самого начала предположений выполняется всегда) это уравнение задает сферу радиуса  $R$  с центром в конфокальной точке. Таким образом, мода  $\text{TEM}_{00q}$  конфокального резонатора — это сферическая волна, идущая из центра и обладающая гауссовым распределением интенсивности в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. При этом радиус кривизны сферического волнового фронта по мере распространения, меняясь по закону

$$R = z + (kw_0^2)^2/z, \quad (8.10)$$

на больших расстояниях от начала координат ( $z \gg kw_0^2 = l/2$ ) совпадает с расстоянием от резонатора до фронта волны:  $R \approx z$ .

Это означает, что в дальней зоне волновой фронт гауссова пучка приближается к волновому фронту сферической волны, распространяющейся из точки, расположенной на оси пучка в месте его фокальной перетяжки. При  $z = l/2$  радиус  $R = l$ , т. е., как и следовало ожидать, на поверхности зеркала волновой фронт совпадает со сферической поверхностью зеркала. На рис. 8.4 показана огибающая гауссова пучка в резонаторе и волновые фронты.

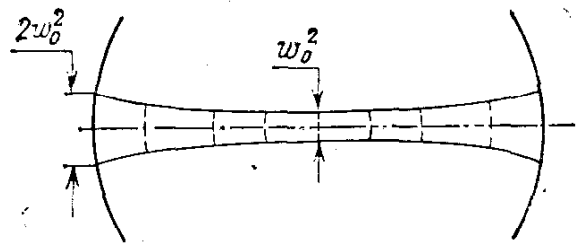


Рис. 8.4. Огибающая интенсивности гауссова пучка в конфокальном резонаторе и волновые фронты.

Вместе с тем очень важно, что при  $z \rightarrow 0$   $R \rightarrow \infty$ . Плоскость симметрии резонатора или, что то же самое, его фокальная плоскость является поверхностью постоянной фазы. Это означает, что в фокальной перетяжке волна является плоской, но пространственно ограниченной эффективным размером  $w_0$ . Именно этот размер определяет расходимость моды  $\text{TEM}_{00q}$ .

Распределение амплитуды по волновому фронту гауссового пучка (8.8) обладает осевой симметрией и шириной  $w$  (8.4). На большом расстоянии от резонатора ( $z \gg kw_0^2 = l/2$ ) ширина  $w = z/kw_0$ , чему соответствует угловая расходимость

$$\theta = w/z = 1/kw_0. \quad (8.11a)$$

В результате основная часть энергии гауссова пучка сосредоточена в телесном угле

$$\Omega = \pi\theta^2 = \lambda/l. \quad (8.11b)$$

Таким образом, расходимость лазерного излучения в основной моде определяется не поперечным, а продольным размером резонатора лазера. Это является следствием того, что наименьшим эффективным отверстием, на котором происходит дифракция излучения свободно распространяющегося гауссова пучка, является фокальное сечение его каустики. Дифракционная расходимость определяется отношением длины волны  $\lambda$  к ширине распределения интенсивности в области перетяжки  $w_0$ . В свою очередь, решение интегральных уравнений самосогласованного поля типа Фокса и Ли приводит в выражению (8.5) для величины  $w_0$ .

По существу, формула (8.8) описывает дифрагированную волну, являющуюся результатом самодифракции гауссова пучка. Дифракционная картина, описываемая формулой (8.8), характеризуется монотонным уменьшением интенсивности при отходе от осевого направления, т. е. полным отсутствием каких-либо осцилляций в яркости дифракционной картины, а также быстрым спаданием интенсивности волны на крыльях распределения. Очевидно, что такой характер имеет дифракция гауссова пучка на любой апертуре, лишь бы размер ее в достаточной мере превышал ширину распределения интенсивности пучка  $w$ .

Целесообразно отметить, что монотонному характеру дифракционной картины гауссова пучка в радиодиапазоне соответствуют безлепестковые диаграммы направленности приемных и передающих антенн радиолокационных станций или приемных антенн радиотелескопов СВЧ, что достигается спаданием интенсивности облучения на периферийных участках раскрыва антенны, формирующего ее направленность.

Отсутствие осцилляций интенсивности (боковых лепестков) связано с постепенным уменьшением амплитуды поля при удалении от оси пучка, а не с конкретным (в нашем случае — гауссовым) законом уменьшения.

Выражение (8.8) для поля гауссова пучка получено при некотором расположении исходной плоскости  $z = 0$ , в которой волновой фронт плоский, а ширина распределения минимальна. Однако вычисления можно повторить, взяв за исходное гауссово распределение в любой иной плоскости, и получить тот же результат. Следовательно, если в каком-то месте пространства некоторый волновой пучок характеризуется сферическим волновым фронтом и гауссовым поперечным распределением амплитуды, то эти свойства сохраняются во всем пространстве. По мере распространения волны изменяется лишь радиус кривизны волнового фронта (8.10) и ширина распределения амплитуды (8.4). Волна этого типа называется гауссовой волной или гауссовым пучком. Ширина пучка  $w$  и радиус кривизны фазового фронта  $R$  полностью определяют гауссов пучок в заданной точке на оси его распространения. Изменение знака  $R$  означает изменение кривизны фазового фронта на обратную, т. е. превращение расходящегося пучка в сходящийся и наоборот.

Так, идеальная тонкая линза преобразует расходящийся гауссов пучок в сходящийся, оставляя его гауссовым. Если поперечные размеры линзы достаточно велики, так что можно пренебречь дифрактированием пучка на ней, то действие линзы сводится только к изменению кривизны волнового фронта. Как известно из геометрической оптики, идеальная тонкая линза отклоняет все световые лучи, падающие на линзу параллельно ее оптической оси, так, что они пересекают оптическую ось на одном и том же расстоянии от линзы, называемом фокусным расстоянием  $F$ . Значит, плоская волна после прохождения линзы становится сферической с радиусом кривизны волнового фронта, равным  $-F$ . Следовательно, тонкая линза изменяет кривизну волнового фронта проходящей через линзу волны на величину, равную  $-1/F$ . Тогда радиус кривизны волнового фронта гауссова пучка непосредственно после прохождения линзы определяется соотношением

$$1/r = 1/R - 1/F, \quad (8.12)$$

где  $R$  — радиус волнового фронта непосредственно до прохождения линзы. При достаточно короткофокусной линзе ( $F < R$ )  $r < 0$ , т. е. кривизна волнового фронта после линзы имеет другой знак, чем до нее, и мы получаем сходящийся гауссов пучок.

Ввиду важности фокусирования гауссовых пучков в квантовой электронике рассмотрим этот процесс более внимательно.

Пусть слева на идеальную линзу с фокусным расстоянием  $F$  падает расходящийся гауссов пучок, область перетяжки которого (радиуса  $w_0$ ) находится на расстоянии  $z$  от линзы. Радиус кривизны волнового фронта непосредственно до прохождения линзы

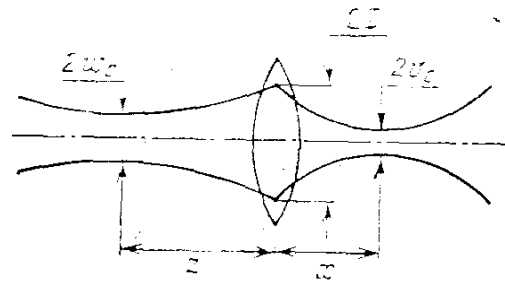


Рис. 8.5. К вычислению радиуса перетяжки сфокусированного гауссова пучка и расстояния от линзы до перетяжки.

равен  $R$ . Кривизна фронта непосредственно после прохождения линзы дается формулой (8.12). Ширину пучка в месте нахождения линзы обозначим буквой  $D$ . Очевидно, что ширина пучка на линзе одинакова справа и слева (рис. 8.5).

Обозначим буквой  $x$  искомое расстояние от линзы до той точки на оптической оси линзы, в которой сечение сходящегося пучка минимально и составляет искомую величину  $w_0^2$ . Так как пучок после прохождения линзы остается гауссовым, то очевидно, что между величинами  $x$ ,  $r$ ,  $w_0$ ,  $D$  выполняются соотношения типа (8.4) и (8.10). В результате для  $x$  и  $w_0^2$  мы имеем систему



уравнений

$$x + k^2 v_0^4 / x = r, \quad v_0^2 + x^2 / k^2 v_0^2 = D^2, \quad (8.13)$$

которая легко решается. После несложных преобразований получаем

$$x = \frac{k^2 D^4}{r^2 + k^2 D^4} r, \quad (8.14)$$

$$v_0^2 = \frac{D^2}{r^2 + k^2 D^4} r^2. \quad (8.15)$$

Здесь  $r$  дается формулой (8.12), а  $D^2 = w_0^2 + z^2 / k^2 w_0^2$  в соответствии с (8.4). Полученные соотношения носят достаточно общий характер и позволяют исследовать преобразование одного гауссова пучка в другой, тоже гауссов. Наиболее распространенной является здесь задача согласования полей в двух различных резонаторах.

Пусть пассивный резонатор используется как интерферометр Фабри — Перо, например, для исследования спектра излучения лазера, т. е. излучения, выходящего из активного резонатора. Как мы знаем, распределение поля основной моды конфокального резонатора является гауссовой волной, радиус перетяжки каустики которой определяется длиной резонатора  $l$  (см. формулу (8.5)), а радиус кривизны волнового фронта на зеркале — радиусом кривизны зеркала. Поэтому в общем случае моды этих двух резонаторов не совпадают друг с другом. Когда пучок света, соответствующий моде одного резонатора, вводится в другой резонатор и модовые параметры этих резонаторов не согласованы, рассогласование мод приводит к модовому преобразованию. Основная мода лазерного излучения начинает взаимодействовать с высшими модами пассивного резонатора, возбуждая в них колебания. При заметной степени перекачки энергии из основной моды активного резонатора возможны серьезные ошибки при исследовании спектральной структуры лазерного излучения. Поэтому важной является возможность преобразования параметров гауссова пучка линзой. Формулы (8.14) и (8.15) позволяют вычислять фокусное расстояние и положение требуемой линзы, зная положение и размеры шейки пучков в обоих резонаторах.

Возвращаясь к важной проблеме фокусирования лазерного излучения, рассмотрим решения (8.14) и (8.15) на большом удалении от перетяжки каустики исходного гауссова пучка, т. е. при  $z \gg k w_0^2$ . Применительно к лазерному излучению это соответствует большому расстоянию от резонатора лазера:  $z \gg l/2$  (см. формулу (8.5)). Пусть также  $F \ll z$ . Тогда  $v_0^2 \approx z^2 / k^2 w_0^2$ ,  $r \approx -F$ , и формулы (8.14), (8.15) дают

$$v_0 = w_0 F / z, \quad (8.16)$$

$$x = -F. \quad (8.17)$$

Таким образом, при большом удалении от перетяжки каустики относительно короткофокусная линза концентрирует исходное излучение гауссова пучка в своей фокальной области, увеличивая его интенсивность в  $z^2/F^2$  раз.

Формально из (8.16) следует, что при  $z \rightarrow \infty$  в фокусе линзы получается пятно бесконечно малого радиуса. При этом, однако, пятно на линзе становится бесконечно большим ( $D \rightarrow \infty$ ), что противоречит исходному предположению о том, что линза не дифрагирует пучок и тем самым не нарушает его гауссовость. Резкое ограничение апертуры гауссова пучка коренным образом меняет характер дифракции, и соответствующий интеграл Френеля — Кирхгофа уже не может быть записан в виде (8.8). Кроме того, и при сохранении гауссовости пучка дифракционные явления накладывают ограничения на величину  $D$ .

Угол дифракционной расходимости гауссова пучка составляет  $\lambda/2\pi w_0$ . Это означает, что гауссова волна не может быть сфокусирована в пятно радиуса, меньшего  $\lambda/2\pi$ . Из (8.16) вытекает, что  $F = zv_0/w_0$ , но  $v_0$  всегда больше  $\lambda/2\pi$ ,  $v_0 \geq \lambda/2\pi$ . Так как  $D = z\lambda/2\pi w_0$ , то очевидно, что формулы (8.14) — (8.16) верны при условии

$$F > D. \quad (8.18)$$

Таким образом, значительная пространственная концентрация энергии основной моды лазерного излучения возможна при фокусировании излучения тонкой линзой, расположенной на большом расстоянии от резонатора лазера ( $z \gg kw_0^2 = l/2$ ). При этом фокусное расстояние линзы должно быть меньше этого расстояния  $z$ , но больше размера пятна на линзе  $D$ . В этом случае обсуждаемые условия фокусирования записываются в виде

$$z \gg l/2, \quad z \gg F > D \quad (8.19)$$

и, следовательно, легко выполнимы.

Продольный размер фокальной области, в которой наиболее сильно концентрируется энергия излучения, может быть найден применением формулы (8.4) к сфокусированному излучению. Интенсивность излучения падает в два раза при удалении от точки максимальной концентрации  $x = -F$ , где ширина распределения равна  $v_c$ , на расстояние

$$\Delta x = kv_0^2 = \frac{2\pi}{\lambda} v_0^2. \quad (8.20)$$

При фокусировке излучения на волне 1 мкм в пятно радиусом 10 мкм плотность потока энергии почти постоянна в почти цилиндрической области длиной 1200 мкм.

Подчеркнем, что волновой фронт излучения является плоским точно в фокусе и близок к плоскому во всей рассматриваемой области фокальной перетяжки.

Формулы (8.16) и (8.17) получены для больших  $z$  из общего решения (8.14) и (8.15). Однако в этом предельном случае они могут быть получены непосредственно. Если  $z$  велико, то фокусируемая волна близка к плоской, следовательно, она фокусируется в точке, по определению называемой точкой фокуса. При больших  $z$  и  $F$  радиус пятна на линзе при распространении слева направо определяется соотношением  $D = z/kw_0$ , а при распространении справа налево — соотношением  $D = F/kv_0$ . Следовательно,  $v_0 = w_0 F/z$ .

Рассмотрим теперь противоположный частный случай. Поместим перетяжку каустики фокусируемого излучения в передний фокус линзы, т. е. на расстоянии  $z = F$  от плоскости линзы. Исследуем вопрос о том, где сфокусируется гауссов пучок и чему равен в этом случае радиус его новой перетяжки. Подстановка  $z = F$  в формулы (8.4), (8.10) и (8.12) приводит к следующим выражениям для радиуса пятна на линзе и радиуса кривизны волнового фронта непосредственно после линзы:

$$D^2 = \frac{k^2 w_0^4 + F^2}{k^2 w_0^2}, \quad r = -\frac{k^2 w_0^4 + F^2}{k^2 w_0^4} F. \quad (8.21)$$

В свою очередь, подстановка (8.21) в (8.15) дает

$$v_0^2 = F^2/k^2 w_0^2 = D^2 - w_0^2, \quad (8.22)$$

$$x = -F. \quad (8.23)$$

При  $z = F$  линза стоит там, где стоит сферическое зеркало эквивалентного конфокального резонатора, формирующего фокусируемый гауссов пучок. Иными словами, если  $z = F$ , то одновременно  $z = l/2$ . При  $z = l/2$ , т. е. на поверхности зеркала, площадь пятна основной моды вдвое превышает площадь сечения перетяжки каустики резонатора (см. (8.4) и (8.5)). Следовательно,  $D^2 = 2w_0^2$  и

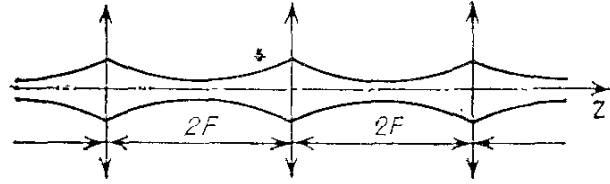
$$v_0^2 = w_0^2. \quad (8.24)$$

Таким образом, идеальная тонкая линза с фокусным расстоянием  $F$  преобразует расходящийся гауссов пучок в полностью подобный ему сходящийся пучок, если только фокальная перетяжка исходного пучка помещена в фокус линзы. Другими словами, линза сохраняет минимальное сечение гауссова пучка и переводит его из одного своего фокуса в другой, если только именно минимальное сечение помещено с самого начала в фокус линзы.

Очевидно, что следующая линза с фокусным расстоянием  $F$ , помещенная на расстоянии  $2F$  от предыдущей, преобразует вторичный по отношению к первой линзе гауссов пучок точно таким же образом. Помещая на расстоянии  $2F$  друг от друга периодическую последовательность одинаковых линз, получаем, таким

образом, линзовый конфокальный световод, позволяющий передавать на произвольно большое расстояние нерасходящийся в среднем пучок света (рис. 8.6). Траектория волны в конфокальном линзовом световоде представляет периодическую последовательность идентичных сходящихся и расходящихся гауссовых пучков. Распределение поля между линзами полностью подобно распределению поля между зеркалами конфокального резонатора.

Рис. 8.6. Линзовый конфокальный световод (линзы показаны условно вертикальными стрелками).



Естественно, что нормальные моды конфокального линзового световода совпадают с модами конфокального резонатора.

Аналогия между резонаторами и линзовыми световодами достаточно глубока и часто используется для анализа свойств резонаторов разного типа.

### Лекция девятая. УСТОЙЧИВОСТЬ РЕЗОНАТОРОВ

*Устойчивость линзовых световодов. Световод с одинаковыми линзами. Световод с чередующимися линзами двух различных фокусных расстояний. Условие устойчивости, диаграмма устойчивости. Эквивалентность линзового световода и открытого резонатора. Типы устойчивых резонаторов. Селекция поперечных мод диафрагмой. Неустойчивые резонаторы.*

Используем аналогию между линзовыми световодами и открытыми резонаторами для рассмотрения важного вопроса об устойчивости резонаторов. Резонатор устойчив, когда при попеременном отражении от зеркал резонатора происходит такая периодическая фокусировка распространяющегося в нем излучения, что в приближении геометрической оптики энергия излучения не выходит из резонатора. В неустойчивом резонаторе при каждом проходе излучения между зеркалами резонатора заметная доля запасенной энергии выходит из резонатора. Другими словами, устойчивый резонатор характеризуется наличием стационарного распределения поля, устойчиво повторяющегося при многократных проходах излучения между зеркалами резонатора и обладающего весьма малыми дифракционными потерями, такими, что для времени жизни этого распределения в резонаторе выполняется условие  $\omega\tau_{\text{дифр}} \gg 1$  (см. (7.17)).

Устойчивому резонатору соответствует устойчивый линзовый световод. В свою очередь, световод устойчив, когда в нем распространяется пучок света, на произвольно больших расстояниях не выходящий за пределы световода. Проведем анализ устойчивости

световода, который состоит из линз с одинаковыми фокусными расстояниями  $F$ , расположенных последовательно и соосно на расстоянии  $l$  друг от друга. Траекторию луча света в линзовом световоде будем рассматривать в параксиальном приближении, для которого справедлива известная формула тонкой линзы

$$1/a_1 + 1/a_2 = 1/F, \quad (9.1)$$

где  $a_1$  — расстояние светящейся точки, помещенной на главной оптической оси линзы, до оптического центра линзы,  $a_2$  — расстояние от оптического центра линзы до изображения этой точки. Эта общая формула может быть представлена в виде, более удобном для проводимого далее анализа. Пусть некоторый луч пересекает плоскость линзы на расстоянии  $r$  от ее главной оптической оси. Этот луч входит в линзу под углом  $\alpha_1$  по отношению

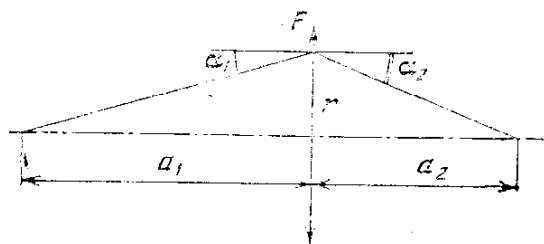


Рис. 9.1. К выводу формулы линзы в форме (9.2).

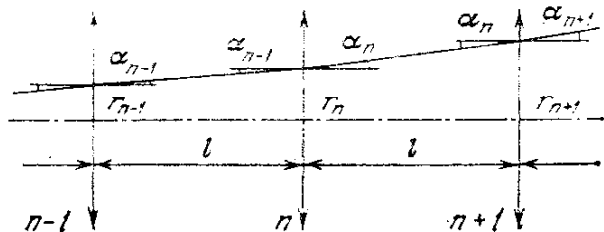


Рис. 9.2. К выводу условия устойчивости линзового световода.

к нормали к плоскости линзы и выходит под углом  $\alpha_2$ . В параксиальном приближении, т. е. при  $r \ll a_1, a_2$ , формуле (9.1) эквивалентна запись

$$\alpha_2 - \alpha_1 = -r/F, \quad (9.2)$$

где положительные углы отсчитываются, как обычно, против часовой стрелки (рис. 9.1).

Рассмотрим три соседние линзы световода  $n-1$ ,  $n$  и  $n+1$ . Для рассматриваемого луча расстояние от оптической оси линзы номер  $n$ , т. е. расстояние от оси световода в точке  $n$ , равно  $r_n$ . Угол между лучом и оптической осью световода при выходе из линзы номер  $n$  составляет  $\alpha_n$ . Для соседних линз формула (9.2) принимает вид (рис. 9.2)

$$\alpha_n - \alpha_{n-1} = r_n/F. \quad (9.3)$$

В свою очередь, расстояния от луча до оси в соседних линзах связаны соотношениями

$$r_{n+1} = r_n + \alpha_n l, \quad r_n = r_{n-1} + \alpha_{n-1} l, \quad (9.4)$$

справедливыми, естественно, только в параксиальном приближении. Вычитая из первого уравнения второе и учитывая (9.3), получаем рекуррентное соотношение

$$r_{n+1} + (l/F - 2)r_n + r_{n-1} = 0, \quad (9.5)$$

позволяющее определять положение луча на любой линзе световода, если известно его положение на первых двух линзах.

Таким образом, в приближении геометрической оптики мы получили рекуррентное соотношение, позволяющее последовательно шаг за шагом, от линзы к линзе определять траекторию любого луча в параксиальном пучке света, распространяющегося в линзовом световоде, и тем самым анализировать устойчивость световода. Аналогия с рассмотрением последовательных прохождений излучения между зеркалами резонатора в методе Фокса и Ли очевидна.

В рассматриваемом случае численный анализ последовательных шагов не является необходимым, так как (9.5) допускает аналитическое решение. Будем искать это решение в виде

$$r_n = A e^{jn\theta}, \quad (9.6)$$

где  $A$  — постоянная. Подставив (9.6) в (9.5), воспользовавшись формулой Эйлера  $\exp(j\theta) = \cos\theta + j\sin\theta$  и потребовав выполнения (9.5) порознь для мнимой и действительной частей этого рекуррентного соотношения, мы получаем, что (9.6) удовлетворяет (9.5) при условии

$$\cos\theta = 1 - l/2F. \quad (9.7)$$

Соотношение (9.6) является частным решением (9.5). Проведем его анализ, не рассматривая общее решение. Световод устойчив, когда  $r_n$  по мере роста  $n$  осциллирует в пределах  $\pm A$ , где  $A$  имеет смысл положения луча при входе в световод.

Необходимым и достаточным условием существования ненарастающих осцилляций  $r_n$  является действительность  $\theta$ . При действительном  $\theta$  функция  $\cos\theta$  заключена в пределах  $\pm 1$ . Следовательно, допустимая область изменений отношения  $l/F$  определяется неравенствами

$$-1 \leq 1 - l/2F \leq 1. \quad (9.8)$$

При значениях  $l/F$ , лежащих вне этой области, косинус становится гиперболической функцией,  $\theta$  — комплексной величиной, амплитуда отклонений луча от оси световода  $r_n$  нарастает, луч выходит из световода, и световод становится неустойчивым. Следовательно, неравенства (9.8) являются условием устойчивости рассматриваемого световода.

Рассмотрим теперь несколько более общий случай. Пусть в световоде фокусные расстояния соседних линз различны и равны  $F_1$  и  $F_2$ . Все линзы расположены друг от друга на расстоянии  $l$ . Значения  $F_1$  и  $F_2$  сохраняются постоянными по всей длине световода, чередуясь через одну линзу так, что, скажем, все четные линзы имеют фокусное расстояние  $F_1$ , а все нечетные  $F_2$ .

Рекуррентное соотношение, подобное (9.5), можно получить, последовательно применяя формулу линзы в форме (9.2) к схеме,

представленной на рис. 9.3. Углы наклона и положения луча на линзах световода с чередующимися линзами различного фокусного расстояния связаны соотношениями

$$\alpha_{2n} - \alpha_{2n-1} = -r_n/F_1, \quad (9.9)$$

$$\alpha_{2n+1} - \alpha_{2n} = -\rho_{n+1}/F_2. \quad (9.10)$$

Положения луча на соседних линзах в параксиальном приближении связаны соотношениями

$$r_n = \rho_n + \alpha_{2n-1}l, \quad (9.11)$$

$$\rho_{n+1} = r_n + \alpha_{2n}l. \quad (9.12)$$

Вычитая (9.12) из (9.11) и учитывая (9.9), находим связь

$$\rho_{n+1} + \rho_n = (2 - l/F_1)r_n. \quad (9.13)$$

Аналогично

$$r_{n+1} + r_n = (2 - l/F_2)\rho_{n+1}. \quad (9.14)$$

Если теперь в (9.14) заменить  $n$  на  $n - 1$ :

$$r_n + r_{n-1} = (2 - l/F_2)\rho_n, \quad (9.15)$$

сложить (9.15) с (9.14) и ввести  $\rho_{n+1} + \rho_n$  по формуле (9.13), то в

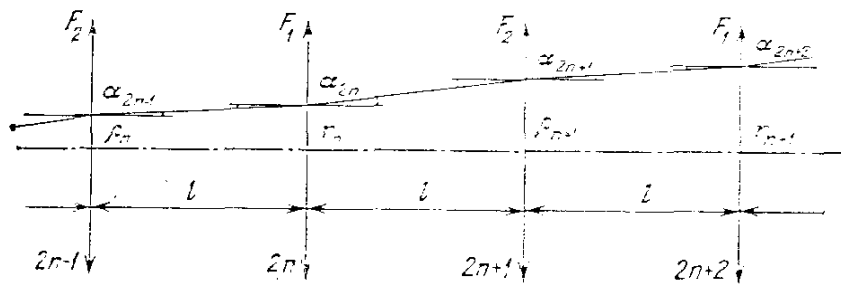


Рис. 9.3. К выводу условия устойчивости линзового световода с чередующимися линзами с фокусными расстояниями  $F_1$  и  $F_2$ .

результате получается рекуррентное соотношение, содержащее только  $r_n$ :

$$r_{n+1} + [2 - (2 - l/F_1)(2 - l/F_2)]r_n + r_{n-1} = 0. \quad (9.16)$$

Для положений луча на нечетных линзах  $\rho_n$  в результате преобразований такого же типа получается совершенно аналогичное соотношение:

$$\rho_{n+1} + [2 - (2 - l/F_1)(2 - l/F_2)]\rho_n + \rho_{n-1} = 0. \quad (9.17)$$

Рекуррентные соотношения (9.16) и (9.17) по форме полностью подобны соотношению (9.5). Следовательно, к ним применимы результаты решения (9.5) в форме (9.6) и (9.7). Это означает, что условием устойчивости линзового световода с чередующимися линзами с фокусными расстояниями  $F_1$  и  $F_2$ , расположенными последовательно на одном и том же расстоянии  $l$

друг от друга, является выполнение требования

$$-1 \leq \cos \Phi = -\frac{1}{2}[2 - (2 - l/F_1)(2 - l/F_2)] \leq 1. \quad (9.18)$$

Несложные преобразования придают (9.18) простую форму:

$$1 \geq (1 - l/2F_1)(1 - l/2F_2) \geq 0. \quad (9.19)$$

При одинаковых  $F_1 = F_2 = F$  неравенства (9.19) и (9.8) эквивалентны, как эквивалентны утверждения  $1 \geq x^2 \geq 0$  и  $1 \geq x \geq -1$ .

Введем обозначения  $g_1 = 1 - l/2F_1$  и  $g_2 = 1 - l/2F_2$ . В этих обозначениях границы изменения допустимых значений отношений  $l/2F$  определяются простыми уравнениями:

$$g_1 g_2 = 1, \quad (9.20)$$

$$g_1 g_2 = 0. \quad (9.21)$$

Записи (9.20) и (9.21) дают возможность простого графического представления области устойчивости световода в координатах  $g_1, g_2$ .

На рис. 9.4 гиперболы  $g_1 g_2 = 1$  и оси координат, отвечающие уравнению (9.21), очерчивают область устойчивости. Для наглядности эта область заштрихована. Допустимые значения  $g_1$  и  $g_2$

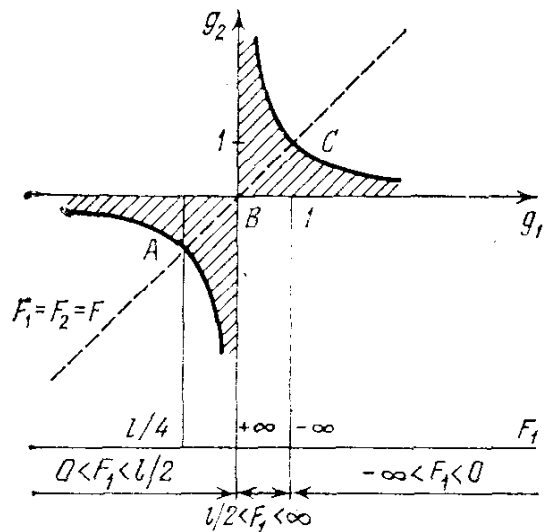


Рис. 9.4. Диаграмма устойчивости. Внизу показаны диапазоны изменения фокусного расстояния  $F_1$ , соответствующие изменению параметра  $g_1 = 1 - l/2F_1$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

лежат в заштрихованной области и на ее границе. Отметим некоторые специальные точки на этой диаграмме, представляющие особый интерес. Начало координат  $B (g_1 = 0, g_2 = 0)$  соответствует конфокальной системе  $F_1 = F_2 = F = l/2$ . Видно, что конфокальный линзовый световод лежит на границе между областями устойчивых и неустойчивых траекторий. Точка  $C (g_1 = 1, g_2 = 1)$  соответствует предельному случаю бесконечного фокусного расстояния. Точка  $A (g_1 = -1, g_2 = -1)$  соответствует линзовому световоду с одинаковыми линзами, фокусное расстояние которых  $F = l/4$  является предельно малым для световода этого типа.



Вернемся к открытым резонаторам и рассмотрим еще раз аналогию между линзовым световодом и резонатором.

Типичный лазерный резонатор состоит из двух слегка вогнутых зеркал с большой отражательной способностью, расположенных напротив друг друга. Кривизна зеркал может быть как одинаковой, так и различной. Вогнутое сферическое зеркало в параксиальном приближении эквивалентно плоскому зеркалу и плоско-выпуклой сферической линзе, расположенной непосредственно перед зеркалом. Резонаторы, показанные на рис. 9.5, а и б, оптически эквивалентны. Тогда какая-то одна из бегущих компонент стоячей волны поля резонансной моды пересекает при

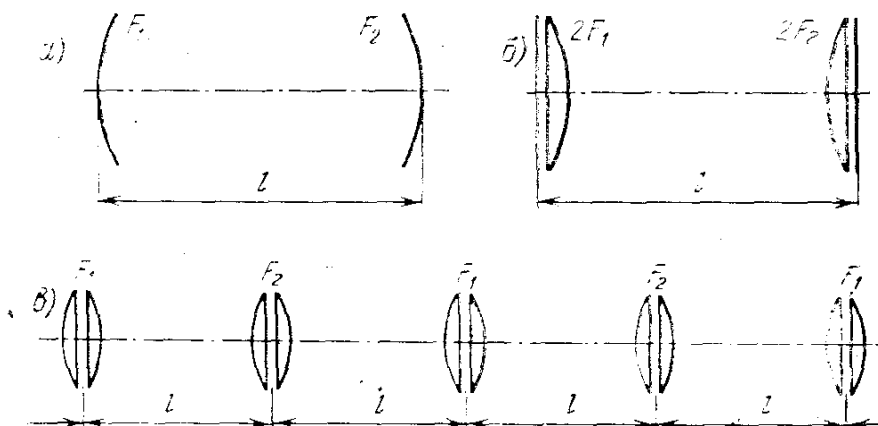


Рис. 9.5. Эквивалентность резонатора и световода.

одном отражении от зеркала эквивалентную ему линзу  $2F_1$  дважды. В смысле фокусировки каждая из бегущих волн резонатора распространяется в нем так же, как и бегущая волна в линзовом световоде, показанном на рис. 9.5, в. Плоско-выпуклые линзы, представленные на рис. 9.5, б, имеют фокусные расстояния  $2F_1$  и  $2F_2$ . Но волна проходит через них дважды, сменив направление распространения непосредственно на плоской грани линзы. Следовательно, эти линзы действуют каждая как две близко расположенные идентичные линзы, оптические силы которых складываются. Поэтому в линзовом световоде линзам  $2F_1$  и  $2F_2$  эквивалентны линзы  $F_1$  и  $F_2$ . Тогда можно считать, что резонатор преобразуется в эквивалентный ему световод, если не учитывать изменения направления распространения волны при отражении, а полагать, что волна распространяется без отражения и непосредственно за первой линзой стоит вторая, ей идентичная. В результате мы приходим к выводу, что линзовый световод можно рассматривать как развернутый вдоль оси открытый резонатор. Этот вывод сделан на основании рассмотрения, выполненного в приближении геометрической оптики.

В лекции восьмой мы показали, что конфокальный линзовый световод имеет нормальные моды распространения, совпадающие

с нормальными колебательными модами конфокального резонатора. В общем случае при определении нормальных мод в линзовом световоде используется то обстоятельство, что распределение поля на каждой линзе (или через линзу) повторяется с точностью до фазового множителя. Далее, поле в опорной плоскости одной линзы записывается на основе принципа Гюйгенса в виде дифракционного интеграла Кирхгофа — Френеля от поля в опорной плоскости предыдущей линзы. Условие повторяемости поля с точностью до фазового множителя приводит к задаче на собственные значения, записываемой в виде интегральных уравнений, полностью подобной уравнению Фокса и Ли в случае открытого резонатора. Полученные при решении этих уравнений распределения полей представляются произведениями полиномов Эрмита на функцию Гаусса и совпадают с таковыми для резонаторов.

Таким образом, и геометрико-оптическое, и волновое рассмотрение доказывают эквивалентность линзовых световодов и открытых резонаторов. Следовательно, условия устойчивости (9.19) и диаграмма устойчивости на рис. 9.4 характеризуют открытые лазерные резонаторы.

Рассмотрим диаграмму устойчивости резонаторов несколько подробнее.

Точка  $B(g_1 = 0, g_2 = 0)$  соответствует уже многократно обсуждавшемуся нами конфокальному резонатору. Резонатор этого типа лежит на границе устойчивой и неустойчивой областей, но его устойчивость носит, в сущности, формальный характер. Малейшая несимметричность зеркал легко приводит конфокальный резонатор в неустойчивое состояние. Поэтому действительно конфокальный резонатор, наиболее легкий для анализа и служащий модельным во многих рассуждениях, на практике применяется довольно редко.

Множеству резонаторов с зеркалами одинакового радиуса кривизны  $R$  (симметричных резонаторов) отвечает прямая  $ABC$ . Точке  $A(g_1 = -1, g_2 = -1)$  соответствует так называемый концентрический резонатор, для которого центры кривизны зеркал совпадают:  $l = 4F = 2R$ . Конфокальному резонатору отвечает точка  $B$ . Точке  $C(g_1 = 1, g_2 = 1)$  соответствует плоский резонатор ( $F = \infty$ ). Все эти резонаторы, а не только один конфокальный, лежат на границе, разделяющей устойчивую и неустойчивую области. В связи с этим в случаях, когда желательно сохранить симметрию резонатора, применяется квазиконфокальный резонатор, расстояние между зеркалами которого мало отличается от конфокального:

$$l/2F = 1 \pm \alpha, \quad \alpha \ll 1. \quad (9.22)$$

Даже небольшое значение  $\alpha$ , существенно не изменяя характер распределения поля в резонаторе по сравнению с конфокальным случаем, делает резонатор устойчивым.

Однако наибольшее распространение получил так называемый полуконфокальный резонатор (рис. 9.6), у которого одно зеркало плоское ( $F_1 = \infty$ ), а радиус кривизны второго выбран так, что его фокус попадает на плоское зеркало ( $F_2 = l$ ). Резонатор стабилен, произведение  $g_1 g_2 = 1/2$ . Плоское зеркало в фокальной области делит конфокальный резонатор пополам, заменяя реальное поле в удаленной части резонатора изображением поля в оставшейся его части. Поэтому в полуконфокальном резонаторе устанавливается половина распределения поля, характерного для конфокального резонатора. Широкое применение полуконфокального резонатора объясняется большим удобством конструирования выходных зеркал лазеров в виде плоских, а не сферических частично прозрачных зеркал.

Вопрос о конструкции резонатора лазера тесно связан с вопросом о модовом составе лазерного излучения. Рассмотренная в

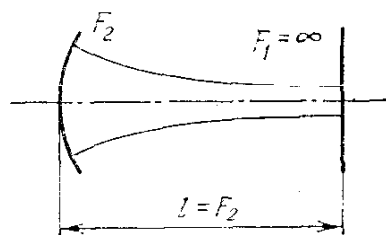


Рис. 9.6. Полуконфокальный резонатор.

лекции восьмой расходимость излучения описывает дифракционную расходимость гауссова пучка основной моды. Очевидно, что наличие поперечных мод, направления излучения максимальной интенсивности которых отличаются друг от друга и от направления оси резонатора, задающей направление излучения основной моды (см. (8.1) и (8.2)), приводит к резкому уменьшению направленности излучения.

Поэтому большое значение имеет вопрос о селекции поперечных мод.

В большинстве случаев требуется выделить основную моду. Эта мода обладает наименьшими дифракционными потерями, которые сильно нарастают при увеличении поперечного индекса мод. Но в устойчивых резонаторах дифракционные потери так малы, что различие между ними не может служить для дискриминации мод. Поэтому селекция может быть основана только на различиях в распределении поля мод с различными поперечными индексами. Так как основная мода имеет симметричное относительно оси резонатора гауссово распределение с минимальной шириной этого распределения в поперечной плоскости, то простейшим и наиболее надежным способом селекции является диафрагмирование пучка внутри резонатора. Если размер отверстия диафрагмы мал, то число Френеля для резонатора  $N_F = a^2/l\lambda$  определяется этой диафрагмой. С уменьшением числа Френеля различие в дифракционных потерях для основной моды и мод высших порядков возрастает, что и позволяет осуществлять их селекцию.

Зная расчетную зависимость дифракционных потерь основной и следующей за ней по порядку поперечных индексов моды от числа Френеля, можно определить требуемый радиус диафрагмы. При этом, однако, вносятся потери и в основную моду. Простую оценку поперечного размера диафрагмы можно сделать исходя

из того, что этот размер должен быть примерно равен поперечному размеру распределения поля моды, следующей за основной, а место расположения диафрагмы должно быть выбрано там, где размеры мод отличаются наиболее сильно. Обычно, все же, размер отверстия диафрагмы и ее месторасположение выбираются экспериментально.

Существенным недостатком обсуждаемого способа выделения основной моды в устойчивом резонаторе является малость поперечных размеров моды. Это облегчает селекцию, но уменьшает выходную мощность, так как при этом не весь объем активной среды оказывается охваченным электромагнитным полем. Для увеличения выходной мощности необходимо увеличение объема моды. Кардинальным решением является переход к неустойчивым резонаторам. Именно применение неустойчивых резонаторов является эффективным средством селекции поперечных мод.

Из предыдущего изложения ясно, что резонатор является неустойчивым, когда произвольный луч, попеременно отражаясь от каждого из зеркал резонатора, уходит неограниченно далеко от оси резонатора. Другими словами, неустойчивыми являются оптические резонаторы, параметры которых попадают в области неустойчивости диаграммы на рис. 9.4. В силу лучевой неустойчивости в резонаторах этого типа дифракционные потери даже основной моды велики и обычно превосходят все остальные виды потерь. Вместе с тем величина дифракционных потерь нарастает при переходе к высшим модам. Поэтому полные потери сильно зависят от поперечных индексов, что приводит к подавлению высших поперечных мод и тем самым к выделению основной моды.

Очевидно, что реально неустойчивые резонаторы могут быть применены в лазерах, активная среда которых обладает большим усилением. В противном случае большие потери излучения за один проход, связанные именно с неустойчивостью резонатора, не могут быть скомпенсированы и условия самовозбуждения не будут выполнены. К счастью, применение неустойчивых резонаторов наиболее желательно в лазерах с большим усилением и большой запасаемой энергией. Дело в том, что в неустойчивом резонаторе объем, занимаемый полем основной моды, велик. Это происходит потому, что в отличие от устойчивого резонатора в неустойчивом не происходит периодической фокусировки поля внутри резонатора при попеременных отражениях от зеркал, и поле не стремится сосредоточиться вблизи оси резонатора. При этом лучи, стремящиеся покинуть резонатор, целесообразно использовать как полезное выходное излучение лазера.

Большим достоинством неустойчивого резонатора является возможность управления величиной выводимой из резонатора энергии и достижения оптимальной связи резонатора с пространством.

## Лекция десятая. НЕУСТОЙЧИВЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

*Геометро-оптическое рассмотрение. Коэффициент увеличения, потери на излучение. Симметричный резонатор, телескопический резонатор. Эквивалентное число Френеля. Селекция продольных мод. Частотная селекция, пространственная селекция тонкими поглотителями. Дисперсионные резонаторы.*

Итак, для неустойчивого резонатора либо произведение

$$g_1 g_2 < 0, \quad (10.1)$$

либо произведение

$$g_1 g_2 > 1, \quad (10.2)$$

где  $g_1 = 1 - l/2F_1$  и  $g_2 = 1 - l/2F_2$ . Соответственно неустойчивые резонаторы подразделяются на два класса — резонаторы отрицательной области (10.1) и положительной области (10.2). На диаграмме устойчивости (рис. 9.4) положительная область неустойчивости расположена в первом и третьем квадрантах вне гиперболы  $g_1 g_2 = 1$ , отрицательная область неустойчивости — во втором и четвертом квадрантах.

Анализ неустойчивых резонаторов может быть достаточно далеко проведен методами геометрической оптики. Дело в том, что в устойчивых резонаторах, где формирование моды в результате многократных отражений волны от зеркал рассматривалось в соответствии с законами дифракции, моды низшего порядка имеют незначительные дифракционные потери. Гауссово поперечное распределение ограничивает размер пятна моды и за край зеркала дифрагирует ничтожная доля энергии. Наличие гауссова распределения определяется фокусирующим действием зеркал в конфигурации устойчивого сферического резонатора. В неустойчивом резонаторе такой фокусировки нет, свет не концентрируется вблизи оси резонатора. И хотя потери, обусловленные выходом излучения за край зеркала, в общем случае всегда можно классифицировать как дифракционные, неустойчивые резонаторы удобно рассматривать с точки зрения геометрической оптики, считая лучи, выходящие за пределы зеркал, источником геометрических потерь. При этом надо иметь в виду, что геометрические потери в неустойчивых резонаторах тесно связаны с дифракционными потерями в устойчивых резонаторах и должны совпадать с ними на границе устойчивости.

Пусть числа Френеля зеркал резонатора велики и дифракционными потерями можно пренебречь. В силу отсутствия фокусировки излучения к оси резонатора естественно считать, что зеркала заполнены излучением однородно. Это отличает неустойчивый резонатор от устойчивого. Вместе с тем волновой фронт излучения, задаваемый граничными условиями, налагаемыми сферическими зеркалами, является сферическим. Это объединяет неустойчивые резонаторы с устойчивыми.

Итак, мы считаем, что в геометро-оптическом приближении распределение поля в неустойчивом резонаторе, т. е. его мода, представляет собой суперпозицию двух сферических волн с однородным распределением интенсивности по фронту, исходящих из двух центров, расположенных на оси резонатора. Для выполнения требования замкнутости траектории лучей при полном обходе резонатора излучением эти центры должны являться изображениями друг друга в соответствующих зеркалах. Другими словами, исходящие из одного центра лучи после отражения в зеркале должны переходить в лучи, исходящие из второго центра. В зависимости от расположения центров сферических волн, формирующих моду неустойчивого резонатора, относительно его зеркал реализуются различные типы неустойчивых резонаторов.

Вначале рассмотрим геометрию неустойчивого резонатора в общем виде. На рис. 10.1, а показан неустойчивый резонатор, образованный сферическими зеркалами  $M_1$  и  $M_2$ . Предположим, что волна, уходящая от зеркала  $M_1$ , является сферической с центром в точке  $P_1$ , не обязательно совпадающей с центром кривизны или фокальной точкой этого зеркала. Часть этой волны пройдет мимо зеркала  $M_2$ , часть — отразится. Пусть отраженная сферическая волна исходит из точки  $P_2$ . Обозначим расстояния от точек  $P_1$  и  $P_2$  до зеркал  $M_1$  и  $M_2$  соответственно  $r_1$  и  $r_2$ , а радиусы кривизны зеркал  $R_1$  и  $R_2$ .

Как уже говорилось, точки  $P_1$  и  $P_2$  должны быть изображениями друг друга в соответствующих сферических зеркалах. Тогда, применяя к попарно сопряженным расстояниям  $r_1$  и  $r_2 + l$ , а также  $r_2$  и  $r_1 + l$  формулу сферического зеркала в параксиальном приближении:

$$1/a_1 + 1/a_2 = 1/F = 2/R, \quad (10.3)$$

мы получаем уравнения

$$\frac{1}{r_1 + l} - \frac{1}{r_2} = -\frac{2}{R_2}, \quad \frac{1}{r_2 + l} - \frac{1}{r_1} = -\frac{2}{R_1}. \quad (10.4)$$

Совместное решение уравнений (10.4) позволяет найти положение

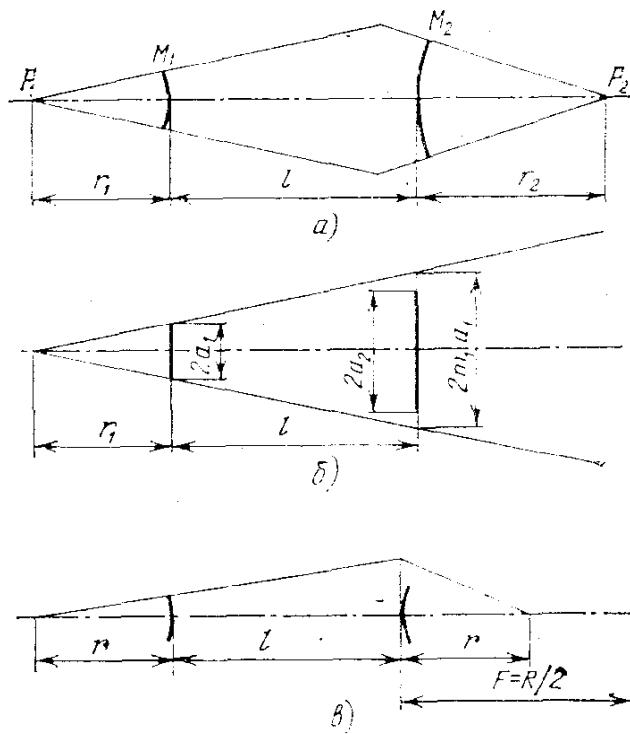


Рис. 10.1. Неустойчивый резонатор: а) общий случай, б) к вычислению величины потерь на излучение за один проход, в) симметричный двухторцовый резонатор.

вне центров сферических волн, формирующих моду резонатора. Однако более существенно, что величины  $r_1$  и  $r_2$  определяют потери резонатора на излучение.

Действительно, проходя резонатор от зеркала к зеркалу и обратно, пучок увеличивает свой поперечный размер в

$$M = m_1 m_2 \quad (10.5)$$

раз, где  $m_1$  и  $m_2$  — коэффициенты увеличения при однократном прохождении. Из рис. 10.1, а легко видеть, что

$$m_1 = (r_1 + l)/r_1, \quad m_2 = (r_2 + l)/r_2. \quad (10.6)$$

При многократном прохождении резонатора беспредельного увеличения поперечного сечения пучка не происходит в силу конечности поперечного размера зеркал. Часть излучения выходит за край зеркал. Так как размер пятна сферической волны возрастает в  $M$  раз и по предположению распределение освещенности зеркал является однородным, то плотность потока излучения в резонаторе уменьшается в  $M^2$  раз. Значение коэффициента увеличения  $M$  от размеров зеркал не зависит. Следовательно, полный поток излучения, остающегося в резонаторе, уменьшается в  $M^2$  раз за время полного обхода резонатора. Это означает, что относительные потери энергии на излучение во внешнее пространство за один полный обход резонатора составляют

$$A = 1 - 1/M^2 = (M^2 - 1)/M^2 \quad (10.7)$$

и определяются значениями  $r_1$ ,  $r_2$  и  $l$ , т. е. конфигурацией резонатора.

Рассмотрим этот важный вопрос более подробно. Пусть на зеркало  $M_2$  с площадью поперечного сечения  $\pi a_2^2$  падает слева расходящаяся сферическая волна с коэффициентом углового увеличения  $m_1$  (рис. 10.1, б). В сечении зеркала  $M_2$  поперечный размер этой волны с однородным по предположению распределением интенсивности по сечению составляет  $2m_1 a_1$ , где  $a_1$  — радиус левого зеркала  $M_1$ . Зеркало  $M_2$  отражает в сторону  $M_1$  только часть излучения, пришедшего слева в место его установки. Эта часть составляет

$$\Gamma_{21} = a_2^2 / m_1^2 a_1^2. \quad (10.8)$$

Аналогично зеркало  $M_1$  отражает в сторону зеркала  $M_2$  часть

$$\Gamma_{12} = a_1^2 / m_2^2 a_2^2. \quad (10.9)$$

В результате двух отражений между зеркалами, т. е. в резонаторе, остается часть энергии

$$\Gamma = \Gamma_{12} \Gamma_{21} = 1/m_1^2 m_2^2 = 1/M^2. \quad (10.10)$$

Это означает, что потери на излучение за один полный обход резонатора составляют в соответствии с (10.7)

$$A = 1 - \Gamma = (M^2 - 1)/M^2 \quad (10.11)$$

и не зависят от размеров зеркал резонатора. Проведенные выше простые выкладки указывают физическую причину этого важного обстоятельства. Дело в том, что уменьшение размеров одного из зеркал приводит к пропорциональному уменьшению углов раствора волн, идущих в обоих направлениях. Следовательно, относительные поперечные размеры (рис. 10.1, б) не изменяются, а значит, остаются неизменными и относительные доли теряемой мощности.

Таким образом, вычисление потерь на излучение в неустойчивых резонаторах проводится методами геометрической оптики. Эти потери называют часто геометрическими или геометро-оптическими. Волновое приближение дает в целом близкую оценку.

Решение уравнений (10.4) в общем случае, хотя и вполне возможное, приводит к громоздким и плохо обозреваемым формулам для  $r_1$ ,  $r_2$  и  $M$ . Рассмотрим более подробно два частных случая. Теоретически наиболее полно исследован симметричный двухторцовый резонатор (рис. 10.1, в). Так как в этом случае  $R_1 = R_2 = R$ , то  $r_1 = r_2 = r$  и уравнения (10.4) дают

$$r = \frac{l}{2} (\sqrt{1 + 2R/l} - 1), \quad (10.12)$$

и соответственно

$$M = \frac{l+r}{r} = \frac{\sqrt{1+2R/l} + 1}{\sqrt{1+2R/l} - 1}. \quad (10.13)$$

Для симметричного резонатора коэффициент увеличения и потери на излучение обычно относят к одному проходу. Именно для этого резонатора наиболее полно проведено рассмотрение в волновом приближении с помощью интегральных уравнений типа Фокса и Ли и показана разумность геометро-оптического приближения.

Интересной разновидностью неустойчивых резонаторов являются несимметричные конфокальные резонаторы, для которых  $R_1 + R_2 = 2l$ . В эту запись радиусы кривизны зеркал входят в алгебраическом смысле, т. е. для выпуклого зеркала радиус кривизны отрицателен. С практической точки зрения наиболее интересен, как правило, односторонний вывод излучения. Поэтому наибольшее распространение получил конфокальный неустойчивый резонатор из вогнутого ( $R_1 > 0$ ) и выпуклого ( $R_2 < 0$ ) зеркал, называемый обычно телескопическим.

На рис. 10.2, а приведена схема телескопического резонатора. Проведем его геометро-оптический анализ с помощью рис. 10.2, б. В обозначениях этого рисунка уравнения (10.4) принимают вид

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{l+r_2} = \frac{2}{R_1}, \quad \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_1-l} = \frac{2}{R_2}, \quad (10.14)$$

где под  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  понимаются модули соответствующих



расстояний. Из (10.14) легко получить связь между  $r_1$  и  $r_2$ :

$$r_2 = \frac{(r_1 - l) R_2 / 2}{r_1 - l - R_2 / 2}, \quad (10.15)$$

и уравнение для  $r_1$ :

$$r_1^2 + r_1 \frac{l(l + R_2)}{R_1/2 - R_2/2 - l} - \frac{l(l + R_2) R_1 / 2}{R_1/2 - R_2/2 - l} = 0. \quad (10.16)$$

При стремлении к конфокальности (при  $R_1 - R_2 \rightarrow 2l$ )  $r_1 \rightarrow \infty$ , а  $r_2 \rightarrow R_2/2$ , т. е. в фокальную точку. Колебательная мода резонатора в этом случае является суперпозицией сферической и плоской волн, что и объясняет причину его наименования «телескопический резонатор». Коэффициент увеличения телескопического резонатора равен, как это легко видеть из рис. 10.2,

$$M = (r_2 + l) / r_2 = F_1 / F_2 = R_1 / R_2, \quad (10.17)$$

а коэффициент связи с внешним пространством составляет

$$A = (M^2 - 1) / M^2 = (R_1^2 - R_2^2) / R_1^2. \quad (10.18)$$

Отметим также, что телескопический резонатор относится к положительной ветви неустойчивых резонаторов, так как прямой

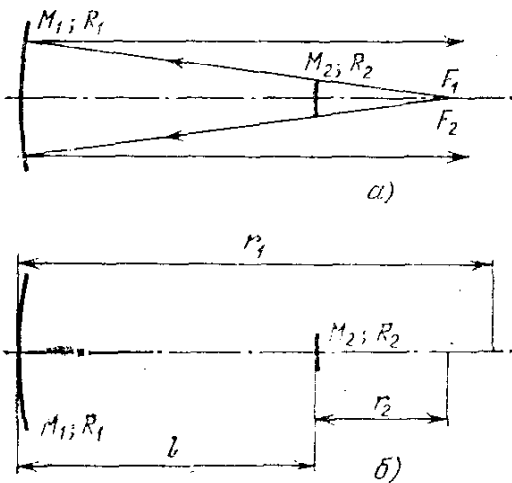


Рис. 10.2. Телескопический неустойчивый резонатор.

расчет показывает, что для этого резонатора произведение  $g_1 g_2 > 1$ .

Несмотря на то, что для неустойчивых резонаторов геометрико-оптическое приближение оказывается достаточно хорошим, более полную картину дает все же волновое приближение. Из него следует, что фаза волнового решения соответствует почти сферическому волновому фронту с радиусом, почти равным получаемому геометрически. Колебательные моды, т. е. самовоспроизводящиеся пространственные распределения

поля, действительно существуют. Однако радиальное распределение амплитуд поля в резонаторе отличается от геометрико-оптического. В нем проявляется кольцевая структура дифракционного происхождения.

При анализе дифракционных потерь выявилась целесообразность введения некоторого эквивалентного числа Френеля  $N_{\text{ФЭКВ}}$ , при полуцелых значениях которого четко выделяется мода низшего порядка, обладающая наименьшими потерями, причем различие между потерями для основной моды и потерями для прочих мод довольно велико. Связь геометрико-оптического рассмотрения,

проведенного выше, с волновым приближением выражается в том, что эквивалентное число Френеля  $N_{F \text{ экв}}$  выражается через геометрический коэффициент увеличения  $M$ . В случае симметричного двухторцового резонатора

$$N_{F \text{ экв}} = \frac{M^2 - 1}{2M} N_F, \quad N_F = \frac{a^2}{l\lambda}. \quad (10.19)$$

Для телескопического резонатора

$$N_{F \text{ экв}} = \frac{M - 1}{2} N_F, \quad N_F = \frac{a_2^2}{l\lambda}. \quad (10.20)$$

При полуволновых значениях  $N_{F \text{ экв}}$ , т. е. когда мода низшего порядка хорошо выделяется, ее потери заметно (но не слишком сильно) меньше, чем предсказываемые геометрической оптикой. Разница наиболее заметна при  $M$ , лишь незначительно превышающих единицу, и практически незначительна при  $M \gtrsim 2,5$ , что полностью соответствует картине постепенного перехода из волновой области в геометрическую.

В заключение рассмотрения неустойчивых резонаторов отметим еще раз их основные достоинства. Прежде всего, это большой объем моды, отсутствие гауссова сжатия распределения поля к оси резонатора. Затем, хорошая селекция поперечных мод, связанная с большой величиной геометро-оптических потерь на излучение. Мы, по существу, не затрагивали строгую волновую теорию неустойчивых резонаторов. Но интуитивно ясно, что по природе своей геометро-оптические потери, особенно вблизи границы устойчивости, близки к дифракционным. Следовательно, как это уже говорилось, суммарные потери в неустойчивых резонаторах сильно зависят от поперечного индекса, что и приводит к селекции мод по этому признаку. Наконец, с практической точки зрения большим достоинством неустойчивых резонаторов следует считать возможность использования в них только отражательной оптики как для создания резонатора, так и для вывода излучения. Следовательно, можно использовать металлические зеркала, что особенно важно для силовой оптики инфракрасного диапазона.

К числу недостатков неустойчивых резонаторов следует отнести прежде всего их применимость только в случае активных сред с большим усилением. Во многих случаях, хотя далеко не всегда, может быть неудобен тот факт, что поперечное сечение выходного пучка света имеет форму кольца. Для телескопического резонатора внутренний диаметр кольца равен  $2a_2$ , а внешний  $2Ma_2$ , где  $a_2$  — радиус выпуклого зеркала на рис. 10.2, а. Однако в дальней волновой зоне или в фокальной плоскости линзы при фокусировке этого пучка темное пятно исчезает. Существование в поперечном сечении дифракционных колец, наличие которых вытекает из волновой теории неустойчивых резонаторов, обычно не вызывает никаких дополнительных трудностей.

В заключение наших лекций, посвященных непосредственно резонаторам, целесообразно отметить, что для анализа и расчета оптических систем, резонаторов, линзовых световодов, преобразователей, согласователей гауссовых пучков и т. д. разработаны матричные и диаграммные методы, подробно представленные в справочных изданиях.

Вернемся к вопросу о селекции мод. В нашем предыдущем изложении неоднократно подчеркивалось, что переход к открытым резонаторным системам при резком укорочении длины волны, по сути дела, обусловлен необходимостью резкого разрежения спектра колебаний, сгущающегося с ростом частоты пропорционально  $\nu^2$ . Изложенный выше материал показывает, что в открытых резонаторах это разрежение достигается путем увеличения радиационных потерь нежелательных мод при сохранении низкого уровня потерь желаемых (полезных) типов колебаний.

Вместе с тем в открытых резонаторах, особенно в устойчивых резонаторах, спектр собственных колебаний остается все же слишком богатым с точки зрения требований многих лазерных применений. Методы дальнейшей очистки этого спектра или, иначе говоря, методы улучшения модового состава лазерного излучения получили наименование селекции мод. Все методы селекции мод основаны на уже упомянутой идее увеличения потерь энергии в резонаторе для нежелательных мод при сохранении высокой добротности резонатора для требуемой моды. При селекции поперечных мод (см. лекцию девятую) используется их различие в поперечной структуре поля. Продольные моды имеют одинаковую поперечную структуру поля, но различаются числом полуволи, укладывающихся между зеркалами резонатора. Следовательно, продольные моды отличаются частотой и расположением узлов стоячей волны вдоль оси резонатора.

Наиболее общий метод селекции продольных мод использует их отличие друг от друга по частоте и поэтому требует введения в резонатор лазера узкополосных дисперсионных элементов. В качестве таких элементов могут быть использованы эталоны Фабри — Перо, призмы и дифракционные решетки, зеркала с частотно зависимыми коэффициентами отражения и т. п.

Простейшим является использование для селекции продольных мод частотной зависимости усиления активного вещества лазера. Межмодовое расстояние для продольных мод составляет (см. формулы (6.14) — (6.17))

$$\Delta\nu_q = c/2l. \quad (10.21)$$

Если расстояние между модами превышает ширину линии усиления:

$$\Delta\nu_q > \Delta\nu_{\text{л}}, \quad (10.22)$$

а центральные частоты какой-то одной моды и линии усиления близки друг к другу:

$$\nu_q \approx \nu_{\text{л}}, \quad (10.23)$$

то в лазере возбуждается одномодовая (в смысле продольной моды) и тем самым одночастотная генерация. Частота генерации в этом случае в соответствии с формулой (6.33) определяется настройкой частоты моды на частоту линии и соотношением их добротностей. Этот метод селекции продольных мод может быть успешным в случае газовых лазеров, линии усиления которых достаточно узки. Примером может быть  $\text{CO}_2$ -лазер низкого давления с шириной линии усиления 60 МГц и длиной резонатора

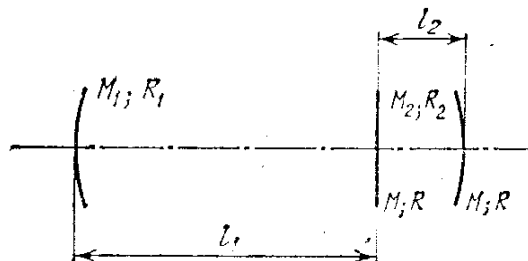


Рис. 10.3. Резонатор с дисперсионным зеркалом  $R_2$ .

1 м ( $\Delta\nu_q = 150$  МГц). Однако в большинстве случаев линии усиления активных сред гораздо шире, и этот метод приводит к неприемлемо коротким резонаторам.

Большое применение нашел метод дисперсионного зеркала. Рассмотрим схему, представленную на рис. 10.3. При  $l_2 \ll l_1$  в этом трехзеркальном резонаторе два правых зеркала можно рассматривать как единое зеркало с коэффициентом отражения  $R_2$ , зависящим от частоты. Оценить характер зависимости  $R_2(\lambda)$  можно, используя формулу (6.7) для коэффициента пропускания регенерированного эталона Фабри — Перо. При  $K = 1$  в приближении плоских волн коэффициент пропускания двух параллельных зеркал с коэффициентами отражения  $R$ , разнесенными на расстояние  $l_2$ , составляет в соответствии с (6.7)

$$D = \frac{(1 - R)^2}{1 - 2R \cos(4\pi l_2/\lambda) + R^2}. \quad (10.24)$$

Тогда коэффициент отражения эквивалентного зеркала  $R_2$  равен

$$R_2 = 1 - D = 2R \frac{1 - \cos(4\pi l_2/\lambda)}{1 - 2R \cos(4\pi l_2/\lambda) + R^2}. \quad (10.25)$$

При  $\cos(4\pi l_2/\lambda) = 1$  величина  $R_2$  обращается в нуль, на этих частотах резонатор, образуемый зеркалами  $R_1$  и  $R_2$ , не имеет добротности, что и приводит к селекции соответствующих продольных мод. Схема, представленная на рис. 10.3, и формула (10.25) не могут претендовать на количественное описание процесса селекции продольных мод введением в резонатор лазера дополнительного дисперсионного элемента. Они приведены здесь лишь для иллюстрации идеи этого метода.

На практике используется множество модификаций метода селективного зеркала. При конструировании принимается во внимание необходимость согласования поперечного распределения поля, т. е. согласования мод, во всех резонансных объемах полу-

чаемого таким образом многозеркального резонатора и учитывается взаимное влияние этих парциальных резонаторов.

При селекции продольных мод в принципе может быть использовано различие в продольном распределении поля различных мод. Каждая продольная мода представляет собой стоячую волну. Расстояние между узлами в этих стоячих волнах отличается от моды к моде.

Рассмотрим моду с продольным индексом

$$q = 2l/\lambda. \quad (10.26)$$

Расстояние между ближайшими к зеркалу узлами мод  $q$  и  $q+1$  составляет

$$\Delta_1 = \frac{\lambda_q}{2} - \frac{\lambda_{q+1}}{2} = \frac{l}{q^2} = \frac{\lambda^2}{4l} \quad (10.27)$$

и очень мало. При удалении от зеркала расстояние между узлами нарастает и для узла  $q$ -й моды номер  $q/2$  составляет

$$\Delta_2 = \left( \frac{\lambda_q}{2} - \frac{\lambda_{q+1}}{2} \right) \frac{q}{2} = \frac{l}{2q} = \frac{\lambda}{4}, \quad (10.28)$$

что означает, что с узлом  $q$ -й моды совпала пучность  $q+1$ -й моды. Это происходит на расстоянии

$$L_2 = \frac{\lambda_q}{2} \frac{q}{2} = \frac{l}{2} \quad (10.29)$$

от зеркала, т. е. в середине резонатора. Но в этой точке находится пучность  $q+2$ -й моды, узел  $q+3$ -й, пучность  $q+4$ -й и т. д. Поэтому как-то использовать такое пространственное разнесение узлов и пучностей продольных мод для их эффективной селекции невозможно.

Очевидно, что общее число мод, среди которых надо произвести селекцию, составляет

$$m = \Delta v_{\text{д}} / \Delta v_q. \quad (10.30)$$

Будем считать, что мы ищем способ выделить  $q$ -ю моду и что ее центральная частота  $\nu_q$  совпадает с центральной частотой линии усиления  $\nu_{\text{д}}$ . Тогда номер наиболее далеких продольных мод, от которых желательно избавиться, равен  $q \pm m/2$ . В районе первого узла моды  $q$  расстояние между узлами все еще очень мало:

$$\Delta_3 = \frac{\lambda_q}{2} - \frac{\lambda_{q \pm m/2}}{2} = \pm \frac{m}{2} \frac{l}{q^2} = \pm \frac{m}{2} \frac{\lambda^2}{4l}. \quad (10.31)$$

Номер  $N$ -го узла моды  $q$ , который первым совпадает с пучностью моды  $q \pm m/2$ , определяется уравнением

$$\frac{m}{2} \frac{l}{q^2} N = \frac{\lambda}{4} \quad (10.32)$$

и составляет

$$N = \frac{\lambda}{2} \frac{q^2}{ml} = \frac{q}{m}. \quad (10.33)$$

Это произойдет на расстоянии

$$L = N \frac{\lambda_q}{2} = \frac{l}{m} = \frac{\Delta v_q}{\Delta v_{\text{л}}} l \quad (10.34)$$

от зеркала. В этой точке расстояние между узлами ближайших мод  $q$  и  $q+1$  в соответствии с (10.27), (10.33), (10.30) и (10.26) равно

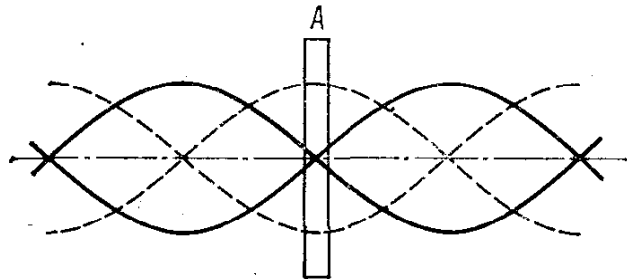
$$\Delta = \Delta_1 N = \frac{\Delta v_q}{\Delta v_{\text{л}}} \frac{\lambda}{2}, \quad (10.35)$$

что для многих газовых лазеров составляет заметную долю длины волны.

Изложенное подводит к мысли о возможности следующего метода селекции продольных мод.

Поместим в узел номер  $N$  желаемой моды  $q$  тонкий частично прозрачный поглотитель. Если его толщина много меньше длины волны, то наличие поглотителя в узле, где напряженность

Рис. 10.4. Дискриминация продольных мод тонким поглотителем. Штриховой линией показана стоячая волна одной из исключаемых мод, сплошной — стоячая волна выделяемой моды (А — частично прозрачная поглощающая пленка).



электрического поля моды  $q$  равна нулю, не вызывает потерь энергии из моды  $q$ . Все же остальные моды в этой точке на оси резонатора имеют ненулевую напряженность электрического поля и поэтому будут испытывать потери энергии, что и приведет к их дискриминации (рис. 10.4). Этот метод пространственной селекции продольных мод тонкими поглотителями нашел применение для газовых лазеров, главным образом видимого диапазона. Тонкие частично прозрачные поглотители изготавливаются нанесением слоев металла толщиной 1—10 нм на оптически полированные прозрачные подложки.

Ввиду малой оптической стойкости таких пленок их применение ограничено лазерами умеренной мощности.

Введение в резонатор лазера узкополосных дисперсионных элементов позволяет не только проводить селекцию продольных мод, но и в тех случаях, когда линия усиления достаточно широка, а частота настройки дисперсионного элемента управляема, осуществлять перестройку частоты лазерного излучения. Резонаторы с дисперсионными элементами (призмами, дифракционными решетками, эталонами Фабри — Перо), предназначенные для лазеров с перестраиваемой частотой излучения, получили наименование дисперсионных резонаторов. Простейший дисперсион-

ный резонатор образуется при введении в обычный резонатор призмы (рис. 10.5).

Для уменьшения потерь при внесении призмы обычно стремятся к тому, чтобы излучение падало на призму под углом

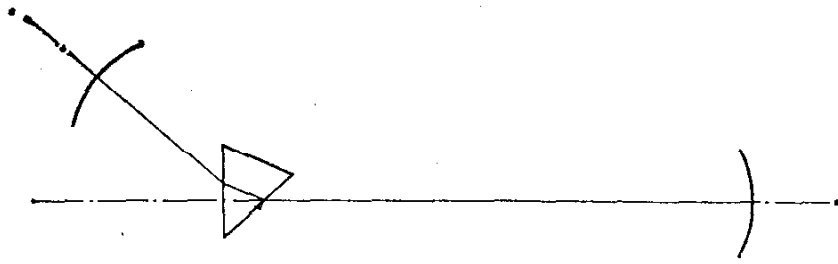


Рис. 10.5. Призменный дисперсионный резонатор.

Брюстера. Дисперсия призмы обычно недостаточна для получения высокой степени монохроматичности и тонкой перестройки частоты излучения. Поэтому широкое распространение нашли более сложные дисперсионные резонаторы (рис. 10.6). В таких резонаторах эталон Фабри — Перо позволяет выделить одну продольную моду, решетка подавляет генерацию на нежелательных

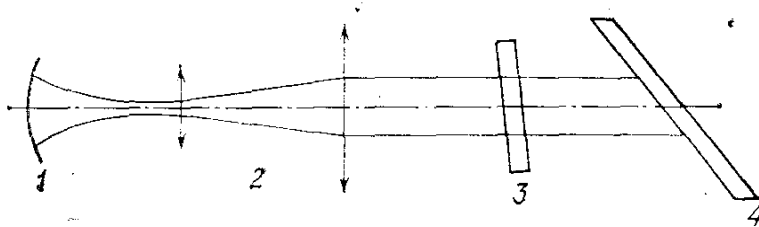


Рис. 10.6. Сложный дисперсионный резонатор: 1 — зеркало, 2 — телескоп, 3 — эталон Фабри — Перо, 4 — решетка.

максимумах пропускания эталона. Телескоп служит для расширения пучка, исходящего из активной среды, что необходимо для эффективной работы как эталона, так и решетки.

Дисперсионные резонаторы, подобные показанному на рис. 10.6, позволили получить одномодовое по поперечному и продольному индексам излучение, частота которого перестраивается в широком диапазоне.

### *Лекция одиннадцатая. СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД*

*Генерация излучения в нескольких продольных модах. Нерегулярный характер спектра генерации. Затягивание мод. Синхронизация мод. Длительность и период следования импульсов при синхронизации мод. Активная и пассивная синхронизация. Самосинхронизация. Модуляция добротности. Провал Лэмба.*

В предыдущих лекциях мы установили возможность генерации оптических излучений и рассмотрели свойства необходимых для этого открытых резонаторов. Модовая структура поля в резонаторах определяет модовый состав генерируемого излучения. Наличие многих мод в лазерном излучении приводит к существованию целого ряда интересных эффектов.

Если поперечные моды подавлены, а генерация нескольких продольных мод возможна, то при неоднородном уширении генерационного перехода  $\Delta\nu_{\text{л}}$ , превышающем расстояние между модами  $\Delta\nu_q$ :

$$\Delta\nu_{\text{л}} > \Delta\nu_q, \quad (11.1)$$

возникает генерация на нескольких частотах, отстоящих друг от друга приблизительно на частоту

$$\Delta\nu_q = c/2l, \quad (11.2)$$

называемую частотой межмодовых биений. Генерация происходит вблизи частоты, соответствующей центральной частоте линии генерационного перехода  $\nu_{\text{л}}$ , примерно равной частоте  $q$ -й продольной моды  $\nu_q$ :

$$\nu_{\text{л}} \approx \nu_q = qc/2l, \quad q = 2l/\lambda \gg 1. \quad (11.3)$$

Количество генерируемых мод определяется отношением  $\Delta\nu_{\text{л}}/\Delta\nu_q$ . При этом предполагается, конечно, что условия самовозбуждения выполнены для всей неоднородно уширенной линии  $\Delta\nu_{\text{л}}$ . Так как неоднородное уширение соответствует испусканию (поглощению) излучения в различных спектральных интервалах различными частицами, то при многомодовой генерации условия самовозбуждения независимо выполняются для нескольких (примерно  $\Delta\nu_{\text{л}}/\Delta\nu_q$ ) независимых генераторов, помещенных, однако, в общий резонатор. Следовательно, суммарный спектр генерации соответствует хаотическому сложению излучений нескольких генераторов и имеет нерегулярный характер. Результирующее поле на выходе лазера может быть представлено в виде

$$E(t) = \sum_{q_0-N/2}^{q_0+N/2} A_q \sin [2\pi(\nu_{\text{л}} + q\Delta\nu_q)t + \varphi_q], \quad (11.4)$$

где  $N \approx \Delta\nu_{\text{л}}/\Delta\nu_q$ ,  $q_0 = 2l/\lambda_0$  — номер продольной моды, соответствующей центру линии.

Фаза каждого из  $N$  независимых генераторов  $\varphi_q$  никаким регулярным образом не связана с фазой какого-либо иного из этих генераторов, что и приводит к хаотическому спектральному распределению. Следует, однако, иметь в виду, что монохроматичность излучения остается достаточно высокой и в этом случае, так как частоты генерации отдельных спектральных компонент не выходят за пределы  $\Delta\nu_{\text{л}}$ . Рассмотрим неоднородное уширение, обусловленное эффектом Доплера. В соответствии с формулой (2.30) в видимой области спектра  $\Delta\nu_{\text{л}} \approx 1000-1500$  МГц. При характерной для газовых лазеров длине  $l = 1$  м  $\Delta\nu_q = 150$  МГц. Следовательно,  $N$  достигает значения 5—10. Именно такое количество независимых генераторов работает одновременно, если не приняты меры либо по их синхронизации, либо по подавлению генерации всех генераторов, кроме одного выделенного.



Итак, многомодовость резонатора приводит при достаточно широкой линии усиления к эффекту нескольких практически эквидистантных частот генерации, соответствующих нескольким независимым генераторам. Второй важный эффект состоит в том, что частоты генерации не точно эквидистантны, не точно отстоят друг от друга на  $c/2l$ , а слегка сдвинуты к центру линии. При выводе формулы (6.33) для частоты генерации обсуждались фазовые условия самовозбуждения, т. е. условия баланса фаз при самовозбуждении. Резонансная линия усиления (поглощения) вносит в резонатор лазера свои дисперсионные свойства. При широкой линии, накрывающей несколько мод, это проявляется следующим образом.

Для мод с частотами, меньшими центральной, аномальная (резонансная) материальная дисперсия уменьшает показатель преломления вещества, оптическая длина падает и, следовательно, резонансные частоты соответствующих мод растут, т. е. сдвигаются к центру линии. С другой стороны, для мод с частотами, большими центральной, аномальная материальная дисперсия увеличивает показатель преломления, оптическая длина растет, резонансные частоты соответствующих мод падают, т. е. сдвигаются к центру линии. Другими словами, для фиксированного значения  $q$  при наличии дополнительного изменения показателя преломления  $\delta n$  условие целого числа полуволи приобретает вид  $l(n + \delta n) = q(\lambda + \delta\lambda)/2$ , что приводит к соответствующему изменению частоты моды:  $\delta\nu/\nu = -\delta\lambda/\lambda$ .

Эффект определяется видом кривой аномальной дисперсии при инверсии населенностей и увеличивается по мере удаления от центра линии. Так как зависимость  $n = n(\nu)$  при возбуждении активной среды, особенно для неоднородно уширенных линий, может быть очень сложной, то могут наблюдаться эффекты расщепления частоты мод, их затягивания к центру линии, отталкивания от центра линии и т. д., приводящие, как правило, к нарушению эквидистантности частот генерации отдельных продольных мод. Эффекты эти невелики, например, для гелий-неонового лазера соответствующие сдвиги частот составляют 20—200 кГц. Существуют, однако, ситуации, в которых эффект затягивания частоты мод должен приниматься во внимание.

Итак, мы видим, что при многомодовой генерации выходное излучение во времени меняется нерегулярным образом, так как не только фазы генерирующих мод случайны, но и генерация в них не возникает одновременно и не происходит с примерно одинаковыми амплитудами. Если, однако, вынудить моды генерировать одновременно с примерно одинаковыми амплитудами и с определенным образом жестко связанными фазами, то произойдет интересное явление.

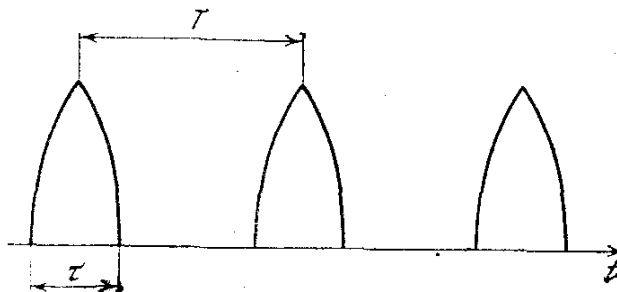
Из фурье-анализа известно, что периодическая последовательность одинаковых импульсов, повторяющихся с фиксированным периодом  $T$  (рис. 11.1), может быть представлена рядом дискрет-

ных гармонических колебаний:

$$F(t) = \frac{F_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} \left( F_m \cos 2\pi \frac{mt}{T} + F'_m \sin 2\pi \frac{mt}{T} \right). \quad (11.5)$$

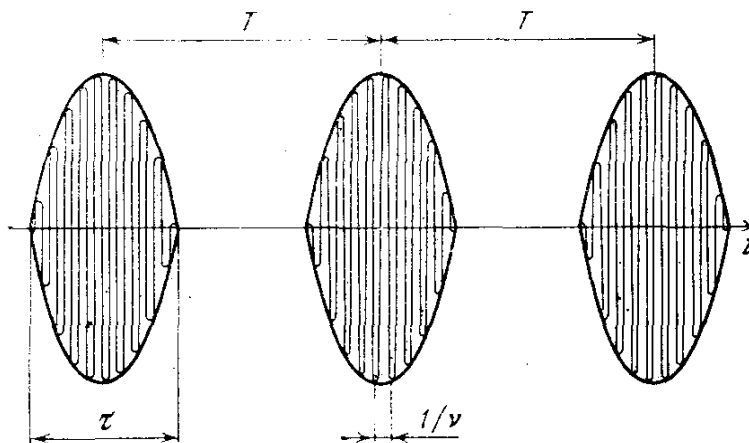
Спектральное разложение (11.5) соответствует примыкающему к нулю частот эквидистантному спектру с частотным интервалом

Рис. 11.1. Периодическая последовательность видеопульсов.



между соседними компонентами, равным частоте следования импульсов. Как хорошо известно, общая ширина спектрального разложения  $F(t)$  обратно пропорциональна длительности одного из импульсов периодической последовательности  $\tau$ . В записи

Рис. 11.2. Импульсная огибающая высокочастотного процесса.



(11.5) ширина спектра определяется значением  $m$ , для которого спектральные амплитуды  $F_m$  или  $F'_m$  еще не слишком малы.

Функция  $F(t)$  описывает последовательность так называемых видеопульсов. Эти импульсы, следуя с периодом  $T$  и обладая длительностью  $\tau \ll T$ , могут быть огибающей некоторого высокочастотного процесса, несущая частота которого  $\nu \gg 1/\tau$  (рис. 11.2). Такой высокочастотный импульсно-периодический процесс может быть записан, например, в виде

$$E(t) = AF(t) \cos 2\pi \nu t + BF(t) \sin 2\pi \nu t, \quad (11.6)$$

где  $A$  и  $B$  — произвольные постоянные. Из (11.6) и (11.5) следует, что частотный спектр процесса  $E(t)$  состоит из эквидистантной последовательности спектральных компонент с интервалом между соседними компонентами (равным частоте следования импульсов  $1/T$ ), которая расположена вокруг частоты  $\nu$ .

Число компонент (или, что то же самое, суммарная ширина спектра) обратно пропорционально длительности одного импульса  $\tau$ .

Таким образом, периодической последовательности коротких импульсов высокочастотных колебаний соответствует сложение большого числа спектрально эквидистантных монохроматических колебаний с жесткими фазовыми соотношениями между ними.

Спектр продольных мод открытого резонатора весьма близок, как мы видели, к эквидистантному. Поэтому лазеры, в линию усиления активного вещества которых попадает много продольных мод, могут генерировать излучение в виде последовательности коротких импульсов. Для достижения этого необходимо обеспечить одновременное участие в процессе генерации большого числа мод, строгую эквидистантность спектра частот генерируемых мод и жесткую синхронизацию их фаз. Получаемый при этом режим генерации называется режимом синхронизации мод.

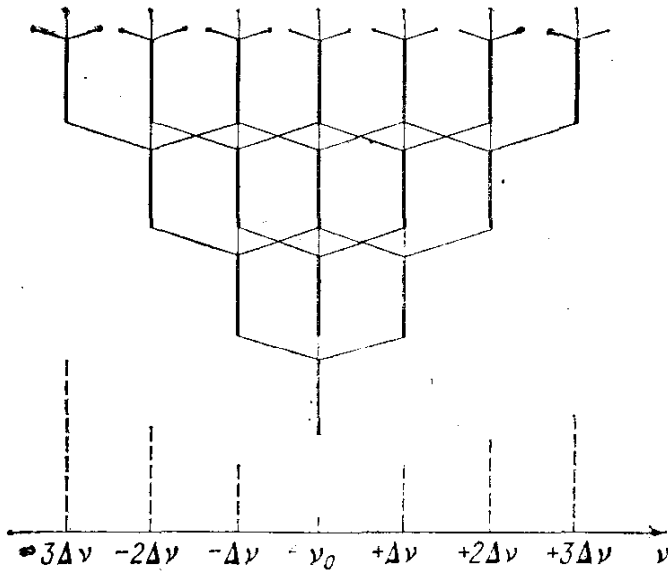


Рис. 11.3. Схема развития синхронизации мод при амплитудной модуляции с частотой межмодовых биений  $\Delta\nu$ .

Этот режим может быть достигнут периодической модуляцией параметров резонатора лазера. При этом должно модулироваться генерируемое излучение и, следовательно, в его спектре должны возникать дополнительные компоненты, отстроенные от несущей на частоты, кратные частоте модуляции. Если частота модуляции равна частоте межмодовых биений (межмодовому интервалу) (11.2), то боковые частоты спектра каждой из мод совпадут с частотами соседних мод и будут играть друг для друга роль вынуждающей силы. Так как каждая из генерирующих мод, взятая сама по себе, является независимой автоколебательной системой, то под действием вынуждающей силы с частотой, близкой к частоте ее собственных колебаний, происходит ее принудительная синхронизация. Так как синхронизация автоколебательных систем характеризуется некоторой конечной полосой захвата, то небольшое отличие спектра мод от эквидистантного, например из-за эффекта затягивания, роли не играет. Синхронизация принудительно делает моды строго эквидистантными. Общее число синхронизованных мод определяется шириной линии усиления, потерями в резонаторе и его дисперсионными свойствами, неэквидистантностью его мод, глубиной и видом модуляции и т. д.

В простейшем случае амплитудной модуляции можно представить наглядную картину развития синхронизации мод, приведенную на рис. 11.3 и условно показывающую расщепление спектра каждой из мод на компоненты и их последовательный взаимный захват.

Условием жесткой синхронизации является сохранение постоянства разности фаз между синхронизованными колебаниями.

Пусть разность фаз соседних мод равна  $\Delta\varphi_q$ , разность частот  $\Delta\omega_q$ , частота центральной моды  $\omega_q \approx \omega_{\text{л}}$ , а фаза равна нулю. Амплитуды колебаний во всех модах одинаковы и равны  $E_0$ . Тогда результирующее поле  $2n + 1$  жестко синхронизованных мод дается суммой

$$E(t) = \sum_{k=-n}^{k=n} E_0 \exp j[(\omega_{\text{л}} + k\Delta\omega_q)t + k\Delta\varphi_q]. \quad (11.7)$$

Суммирование (11.7) легко выполняется с помощью тождества

$$\sum_{-n}^n e^{jk\alpha} = 1 + 2 \sum_1^n \cos k\alpha \text{ и знания суммы}$$

$$\sum_0^n \cos k\alpha = \frac{\cos \frac{n\alpha}{2} \sin \frac{n+1}{2} \alpha}{\sin \frac{\alpha}{2}}.$$

В результате несложных преобразований получаем, что

$$E(t) = E_0 \frac{\sin \frac{2n+1}{2} (\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q)}{\sin \frac{\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q}{2}} e^{j\omega_{\text{л}} t}. \quad (11.8)$$

Следовательно, суммарное поле, возникающее в результате интерференции  $2n + 1 = N$  синхронизованных колебаний, представляет собой периодически модулированное по амплитуде колебание с несущей частотой  $\omega_{\text{л}}$ , равной частоте центральной моды (частоте центра линии усиления), и огибающей

$$A(t) = E_0 \frac{\sin \frac{N}{2} (\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q)}{\sin \frac{\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q}{2}}. \quad (11.9)$$

На рис. 11.4 показана огибающая интенсивность  $A^2(t)$  для случая синхронизации семи мод ( $N = 7$ ).

Выражение (11.9) позволяет сделать ряд важных выводов. Прежде всего видно, что пиковые значения огибающей составляют  $NE_0$ , что приводит, как это обычно бывает при интерференции, к  $N$ -кратному увеличению пиковой интенсивности по сравнению с некогерентным сложением интенсивностей  $N$  независи-

мых колебаний. Период следования импульсов максимальной интенсивности определяется моментами обращения в нуль знаменателя в (11.9) и составляет

$$T = 2\pi/\Delta\omega_q = 1/\Delta\nu_q = 2l/c, \quad (11.10)$$

т. е. совпадает с периодом межмодовых биений или, иначе говоря, равен времени полного обхода резонатора излучением. Это означает, что последовательность импульсов, возникающую при синхронизации мод, можно представить как один импульс, рас-

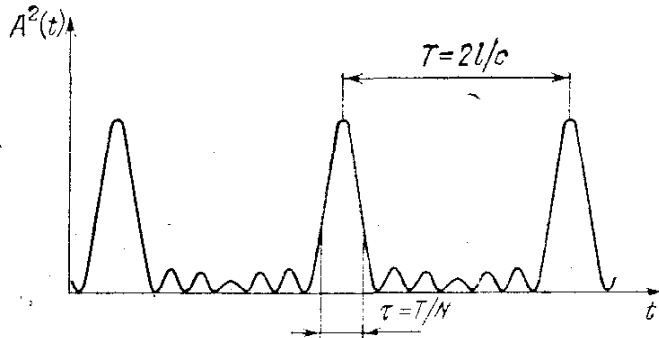


Рис. 11.4. Огибающая интенсивности в случае синхронизации семи мод.

пространяющийся в резонаторе между зеркалами попеременно в прямом и обратном направлениях.

Длительность одного импульса в последовательности или, как говорят иначе, одного пика из цуга импульсов синхронизованных мод (определяемая как интервал времени, в течение которого излучается практически вся энергия, соответствующая одному полному обходу резонатора излучением) дается периодом обращения в нуль числителя в (11.9) и составляет

$$\tau = 1/N\Delta\nu_q = T/N. \quad (11.11)$$

Так как число синхронизируемых мод не может превышать общее число мод, помещающихся на ширине линии усиления  $\Delta\nu_d$  ( $N \lesssim \Delta\nu_d/\Delta\nu_q$ ), то минимальная длительность импульса ограничена обратной шириной линии усиления:  $\tau \geq 1/\Delta\nu_d$ . Это утверждение является очевидным следствием теоремы Фурье. Характерные длительности таких ультракоротких импульсов лазерного излучения составляют 1 нс для типичных газовых лазеров и 1 пс для лазеров твердотельных.

Соотношения (11.10) и (11.11) являются основными в описании явления синхронизации мод. Существует большое многообразие методов синхронизации. Суть всех из них сводится к периодической модуляции параметров резонатора, с тем чтобы получить спектральные компоненты излучения, сдвинутые по частоте на межмодовый интервал  $\Delta\nu_q$ . Синхронизацию мод в случае внешней принудительной модуляции параметров резонатора называют обычно активной синхронизацией. При этом находят применение различные способы амплитудной и фазовой модуляции, модуляции длины резонатора и коэффициента усиления активной среды. В случаях, когда синхронизация осуще-

ствляется с помощью насыщающихся поглотителей (просветляющихся фильтров), помещенных в резонатор лазера, она называется пассивной.

Пассивная синхронизация, теория которой довольно сложна, качественно может быть рассмотрена двумя эквивалентными способами. Пусть внутри резонатора лазера помещено поглощающее вещество с двумя уровнями энергии и резонансной частотой, равной частоте лазерного излучения. Пусть его линия поглощения однородно уширена и характеризуется сечением поглощения  $\sigma$  и временем релаксации  $\tau_{\text{рел}}$ . Если начальное поглощение внесенного в резонатор фильтра не слишком велико, генерация осуществляется. Поле лазерного излучения вызывает насыщение поглощения фильтра. При генерации на нескольких модах насыщенное поглощение фильтра определяется суммарным полем излучения и в соответствии с формулами (3.29) и (3.30), дающими нелинейную (квадратичную) зависимость поглощения от поля, содержит члены, изменяющиеся с частотой межмодовых биений, если только период этих биений превышает время релаксации ( $T > \tau_{\text{рел}}$ ). Следовательно, пропускание фильтра модулируется на частоте межмодовых биений, что и приводит к синхронизации мод.

Второе возможное рассмотрение пассивной синхронизации мод основывается на представлении цуга импульсов, следующих с периодом  $T$ , как одного и того же короткого по сравнению с  $T$  импульса, многократно пробегающего расстояние между зеркалами резонатора в прямом и обратном направлениях. Пусть просветляющийся фильтр расположен около одного из зеркал. Случайно возникший и еще не ставший предельно коротким импульс излучения, достигнув поглощающей среды, просветляет ее за счет поглощения энергии, содержащейся в передней части импульса. Укороченный таким образом импульс проходит через просветленный поглотитель, отражается и распространяется в обратном направлении. Если  $T > \tau_{\text{рел}}$ , то при втором подходе к поглотителю импульс взаимодействует снова с уже ненасыщенным фильтром, снова несколько укорачивается и т. д. Следует иметь в виду также усиление импульса при каждом проходе между актами укорочения в поглотителе. Изложенный процесс последовательного укорочения продолжается в идеальной ситуации до тех пор, пока значение  $\tau$  не начнет ограничиваться величиной  $1/\Delta\nu$ .

Таким образом, просветляющийся фильтр при синхронизации мод работает как амплитудный модулятор, автоматически настраивающий частоту модуляции на период межмодовых биений.

Отметим, что случайностный характер процесса установления пассивной синхронизации мод легко обнаруживается при экспериментальной реализации этого метода.

В случаях, когда пассивная синхронизация осуществляется не с помощью специально введенных в резонатор лазера насы-

щающихся поглотителей или каких-либо иных нелинейных сред, а вызывается нелинейными свойствами активной среды лазера, для ее описания применяется термин «самосинхронизация». По сути дела различие между самосинхронизацией и пассивной синхронизацией носит условный характер.

В заключение отметим возможность синхронизации поперечных мод, приводящей к периодическому пространственному сканированию в телесном угле, соответствующем направлениям излучения синхронизируемых поперечных мод. Сканирование происходит с частотой межмодовых биений, сканирующий луч имеет угловой размер, соответствующий ширине одной моды.

К методике синхронизации продольных мод близко примыкает техника так называемой модуляции (включения) добротности, приводящая к генерации так называемых гигантских импульсов. По существу отличаясь от синхронизации мод и будучи близкой к ней только некоторыми техническими приемами, методика модуляции добротности возникла как способ управления поведением во времени импульсной генерации твердотельных лазеров, о которых мы будем более подробно говорить позднее. Суть дела здесь сводится к следующему. Пусть свойства активной среды лазера таковы, что в ней реализуется накачка со скоростью  $\Lambda$ . Тогда лазер, по идее, способен излучать непрерывно мощность  $P_{\text{нп}} = h\nu\Lambda$ . За время жизни верхнего лазерного уровня  $\tau_{\text{ж}}$  этой мощности соответствует энергия  $W = h\nu\Lambda\tau_{\text{ж}} = P_{\text{нп}}\tau_{\text{ж}}$ .

Допустим теперь, что накачка осуществляется, а условия для генерации отсутствуют, так как зеркала резонатора каким-то образом выведены из рассмотрения, например перекрыты поглощающим фильтром. Тогда энергия накачки, накапливаясь на верхнем лазерном уровне, не излучается, т. е. этот уровень не опустошается радиационно. Однако ввиду конечности времени жизни уровня  $\tau_{\text{ж}}$  на нем не может быть накоплена энергия, большая  $W$ . Пусть теперь быстро, практически мгновенно, введены зеркала резонатора, скажем, путем исключения перекрывающих зеркала поглощающих заслонок. Это означает, что произойдет быстрое включение добротности резонатора. Если к моменту включения добротности за счет накопления энергии условия самовозбуждения будущего лазера хорошо перевыполняются, вся эта энергия излучается в одном гигантском импульсе. При длительности импульса излучения  $\tau_{\text{имп}}$  оценка пиковой мощности дает значение

$$P_{\text{имп}} = W/2\tau_{\text{имп}} = P_{\text{нп}}\tau_{\text{ж}}/2\tau_{\text{имп}}. \quad (11.12)$$

За время импульса верхний уровень опустошается. Рис. 11.5 показывает последовательность событий, происходящих при резком включении добротности резонатора в момент  $t_0$ .

Применение метода включаемой добротности целесообразно тогда, когда время жизни верхнего лазерного уровня  $\tau_{\text{ж}}$  велико. Именно тогда получают гигантские импульсы излучения.

Прежде чем провести более тщательный, хотя и приближенный, анализ рассматриваемого метода, отметим, что распространенные у нас термины «модулированная добротность», импульс «модулированной добротности», режим «модулированной добротности» возникли при первых реализациях метода включения добротности путем ее периодической модуляции, например вращением одного из зеркал резонатора.

Рассмотрим теперь лазер в режиме включаемой добротности, считая, что включение происходит мгновенно, и пренебрегая релаксацией населенностей и действием накачки за время гигантского импульса.

Пусть при включенной добротности время жизни фотона в резонаторе составляет  $\tau_\phi$ . Напомним, что согласно (7.17) это время жизни простым соотношением  $Q = \omega\tau_\phi$  связано с добротностью резонатора. Так как  $1/\tau_\phi$  дает значение скорости ухода фотонов из резонатора, то скоростное уравнение для числа фотонов  $\Phi$  может быть записано в виде

$$\frac{d\Phi}{dt} = \Phi \left( \alpha c - \frac{1}{\tau_\phi} \right), \quad (11.13)$$

где  $c$  — скорость света, а  $\alpha$  — коэффициент усиления активной среды. Вводя обозначение  $\alpha_{\text{пор}} = 1/c\tau_\phi$  для порогового значения коэффициента усиления и вспоминая, что усиление пропорционально инверсии  $n$ , мы можем переписать уравнение (11.13) в виде

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left( \frac{n}{n_{\text{пор}}} - 1 \right) \frac{\Phi}{\tau_\phi}. \quad (11.14)$$

Здесь  $n/n_{\text{пор}} = \alpha/\alpha_{\text{пор}}$ ,  $\Phi n/n_{\text{пор}}\tau_\phi$  дает скорость нарастания числа фотонов в резонаторе,  $\Phi/\tau_\phi$  — скорость убывания числа фотонов в резонаторе. Нарастание превалирует над убыванием при  $n > n_{\text{пор}}$ . Так как каждый акт испускания одного фотона уменьшает инверсию на две единицы, то скорость убывания инверсии пропорциональна скорости нарастания числа фотонов, а коэффициент пропорциональности равен 2:

$$\frac{dn}{dt} = -2 \frac{n\Phi}{n_{\text{пор}}\tau_\phi}. \quad (11.15)$$

Совместное решение нелинейных уравнений (11.14) и (11.15) легко осуществимо численно. Однако некоторые качественные

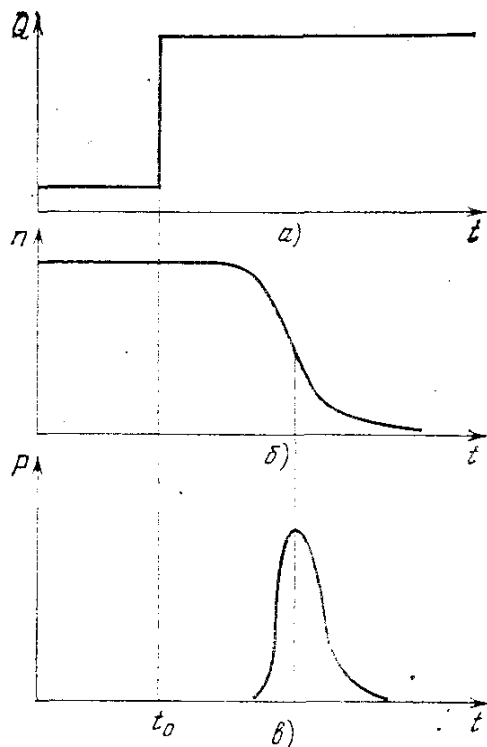


Рис. 11.5. Включение добротности: а) изменение добротности, б) инверсии, в) мощности излучения (в произв. ед.).



выводы можно сделать на основе доступных аналитических решений. Разделив (11.14) на (11.15), мы получаем уравнение

$$\frac{d\Phi}{dn} = \frac{1}{2} \left( \frac{n_{\text{пор}}}{n} - 1 \right), \quad (11.16)$$

решение которого известно:

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2} \left[ n_{\text{пор}} \ln \frac{n}{n_0} - (n - n_0) \right], \quad (11.17)$$

где  $\Phi_0$  и  $n_0$  — число фотонов и инверсия соответственно в начальный момент времени, т. е. в момент мгновенного включения добротности. Естественно считать, что  $\Phi_0 \ll \Phi$ ; тогда

$$\Phi = \frac{1}{2} \left[ n_{\text{пор}} \ln \frac{n}{n_{\text{пор}}} - (n - n_0) \right]. \quad (11.18)$$

Далее. Мы не знаем решения (11.14), т. е. не знаем  $\Phi(t)$ . Однако очевидно, что при  $t \gg \tau_\Phi$  число фотонов  $\Phi \rightarrow 0$ . Инверсия при этом в нуль не обращается, а достигает некоторого установившегося конечного значения  $n_K$ , которое может быть найдено при  $\Phi = 0$  из (11.18) решением трансцендентного уравнения

$$\frac{n_K}{n_0} = \exp \frac{n_K - n_0}{n_{\text{пор}}}. \quad (11.19)$$

Уравнение (11.19) можно использовать, в частности, для определения полезно используемой доли запасенной в инверсии энергии:

$$\eta = \frac{n_0 - n_K}{n_0} = 1 - \frac{n_K}{n_0} = 1 - \exp \frac{n_K - n_0}{n_{\text{пор}}}. \quad (11.20)$$

Из (11.20) виден тот интуитивно ясный вывод, что при большом превышении начальной инверсии над пороговой ( $n_0/n_{\text{пор}} \rightarrow \infty$ ) вся запасенная в инверсии энергия используется для генерации излучения:  $\eta \rightarrow 1$ .

Мощность излучения лазера очевидным соотношением

$$P = \Phi h\nu / \tau_\Phi \quad (11.21)$$

связана с числом фотонов в резонаторе лазера  $\Phi$  и временем жизни фотона  $\tau_\Phi$ . Из (11.21) и (11.18) получаем

$$P = \frac{h\nu}{2\tau_\Phi} \left[ n_{\text{пор}} \ln \frac{n}{n_0} - (n - n_0) \right], \quad (11.22)$$

где инверсия  $n$  зависит от времени:  $n = n(t)$ . Если бы мы знали функцию  $n(t)$ , то (11.22) дало бы нам форму импульса излучения. Численные решения уравнений (11.14) и (11.15) показывают, что при больших превышениях начальной инверсии над пороговой ( $n_0 \gg n_{\text{пор}}$ ) время нарастания (передний фронт) импульса оказывается меньшим времени жизни фотона в резонаторе  $\tau_\Phi$ , а время спадания (хвостовая часть) импульса оказывается величиной порядка  $\tau_\Phi$ .

Пиковую мощность гигантского импульса (импульса включаемой или модулированной добротности) можно определить с помощью (11.22). Из условия  $dP/dn = 0$  следует, что максимальное значение мощности излучения в течение генерации гигантского импульса (11.22) достигается, когда  $n = n_{\text{пор}}$ . При этом

$$P_{\text{max}} = \frac{h\nu}{2\tau_{\text{ф}}} \left[ n_{\text{пор}} \ln \frac{n_{\text{пор}}}{n_0} - (n_{\text{пор}} - n_0) \right], \quad (11.23)$$

что при большом превышении начальной инверсии над пороговой дает

$$P_{\text{max}} \approx n_0 \frac{h\nu}{2\tau_{\text{ф}}}. \quad (11.24)$$

Так как начальная инверсия  $n_0$  имеет смысл произведения скорости накачки верхнего лазерного уровня на время его жизни ( $n_0 = \Lambda\tau_{\text{ж}}$ ), то видно, что оценка (11.12) по существу совпадает с несколько более строго полученной формулой (11.24), правда, в предположении, что длительность гигантского импульса примерно равна времени жизни фотона в резонаторе.

Для осуществления режима включаемой добротности используются оптико-механические и электрооптические затворы, а также затворы на основе просветляющихся фильтров. В последнем случае сечение резонансного поглощения вещества фильтра должно быть много больше сечения резонансного усиления активного вещества:  $\sigma_{\text{фил}} \gg \sigma_{\text{ус}}$ . В противном случае практически вся накопленная веществом энергия будет расходоваться на стационарное просветление фильтра. Кроме того, для обеспечения быстроты включения добротности время релаксации фильтра должно быть много короче времени жизни инверсии:  $\tau_{\text{фил}} \ll \tau_{\text{ж}}$  (см. лекцию третью).

В заключение этой лекции обсудим кратко интересный эффект, обусловленный доплеровским уширением линии усиления и наиболее отчетливо проявившийся в одномодовых газовых лазерах. Как мы знаем, излучение взаимодействует только с частицами, находящимися в резонансе с электромагнитной волной, т. е. с частицами, находящимися в пределах однородно уширенной спектральной линии. Поэтому при доплеровском, т. е. неоднородном, уширении доля частиц, взаимодействующих с полем, определяется отношением однородной ширины к доплеровской ширине (см. лекцию вторую). Другими словами, с плоской бегущей волной  $E \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})$  взаимодействуют только частицы, имеющие резонансную частоту  $\omega = \omega_0 + \mathbf{k}\mathbf{v}$  и попадающие внутрь спектрального интервала с однородной шириной  $\Delta\omega$ :

$$|\omega_0 - \omega + \mathbf{k}\mathbf{v}| \lesssim \Delta\omega/2. \quad (11.25)$$

Здесь  $\mathbf{k}$  — волновой вектор, а  $\mathbf{v}$  — скорость частицы.

Преимущественное возбуждение частиц, имеющих определенную скорость движения, приводит к заметному в случае сильного поля изменению их распределения по скоростям. В распределении скоростей частиц на нижнем уровне появляется провал, а на верхнем уровне — соответствующий ему пик. Эти особенности в распределении возникают для скоростей частиц, определяемых частотой поля в соответствии со смыслом эффекта Доплера соотношением

$$v = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} c. \quad (11.26)$$

Глубина провала и высота пика определяются величиной насыщения соответствующего перехода, а их ширина равна однородной ширине с учетом уширения сильным полем.

Во многих газовых лазерах однородная ширина линии усиления много меньше доплеровской. Сильная световая волна,

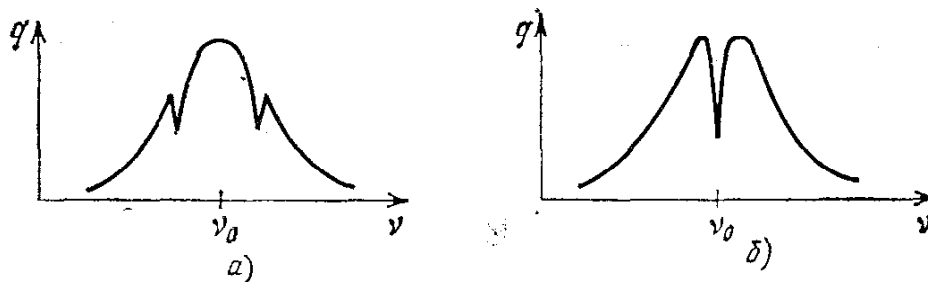


Рис. 11.6. Провалы, выжигаемые в контуре доплеровски уширенной линии усиления: а)  $\nu \neq \nu_0$ , б)  $\nu = \nu_0$ .

вызывающая насыщение усиления, а это, как мы знаем, тот нелинейный эффект, который определяет работу лазера-генератора, выжигает в доплеровском контуре линии усиления провал на частоте поля (провал Беннета). Стоячая световая волна, существующая внутри резонатора лазера, является суперпозицией двух волн одинаковой частоты, бегущих навстречу друг другу. Каждая из этих волн выжигает свой провал. Если одна из бегущих волн выжигает провал для частиц со скоростями (11.26), то бегущая ей навстречу волна той же частоты воздействует на частицы со скоростями

$$v = - \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} c. \quad (11.27)$$

Таким образом, в распределении по скоростям образуются два провала, расположенные симметрично. Им соответствуют два симметричных провала в доплеровском контуре линии (рис. 11.6). При настройке лазера на центр доплеровского контура оба провала совпадают. Это приводит к резкому резонансному падению мощности генерации в центре доплеровской линии усиления. Явление это получило наименование провала Лэмба и используется для стабилизации частоты лазерного излучения.

## **Лекция двенадцатая. ИСТОРИЯ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ**

*История возникновения квантовой электроники. Квантовая природа света, индуцированное излучение, бозоны. Эйнштейн, Дирак. Первый мазер, радио и оптика. Радиоспектроскопия. Таунс, Прохоров, Басов. Метод трех уровней. Предложение открытого резонатора. Первые лазеры. Место квантовой электроники в оптике. Основные формулы квантовой электроники.*

Предыдущее изложение показало, что основные задачи квантовой электроники сводятся к созданию активной среды и обеспечению необходимой обратной связи в соответствующем резонаторе. Активная среда и резонатор являются принципиально важными элементами большинства устройств квантовой электроники, по существу, именно они создают лазерный генератор. При этом наиболее общим, совершенно необходимым является требование создания инверсии населенностей. Поэтому главным при создании лазеров и мазеров является получение инверсии населенностей. В дальнейшем изложении будет показано, как это конкретизируется в тех или иных лазерных системах. При этом целесообразно ввиду быстрого прогресса квантовой электроники ограничиться рассмотрением ее наиболее характерных методов.

Вместе с тем проведенное выше изложение начал квантовой электроники уместно завершить рассмотрением истории развития идей, лежащих в ее основе.

Основу квантовой электроники составляют три фундаментальных положения. Первое — энергия электромагнитного излучения состоит из дискретных порций энергии, называемых световыми квантами или фотонами. Эта дискретность проявляется прежде всего при взаимодействии излучения с веществом, когда фотоны поглощаются или излучаются. Второе — излучение фотонов при достаточно высокой интенсивности определяется эффектом их индуцированного испускания. При этом кванты индуцирующего и индуцируемого излучений тождественны, а вероятность испускания пропорциональна интенсивности излучения. Третье — кванты электромагнитного излучения подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Поэтому число квантов, которые могут приходиться на один осциллятор поля, неограниченно. При заполнении одного осциллятора поля (одной моды) большим числом неразличимых квантов формируется классическая когерентная электромагнитная волна.

Эти положения были сформулированы А. Эйнштейном, заложившим тем самым физическую основу квантовой электроники. В 1905 г., за 50 лет до создания квантовой электроники, Эйнштейн, исходя из статистического анализа флуктуаций энергии равновесного излучения, пришел к гипотезе световых квантов, которая была им тут же применена к рассмотрению фотоэффек-

та. Объяснение красной границы фотоэффекта позволило считать установленной квантовую природу электромагнитного излучения. В 1916 г. А. Эйнштейн осуществил вывод формулы Планка в соответствии с хорошо известными к тому времени постулатами Бора. Это сыграло важную роль в понимании природы равновесного излучения квантовых, т. е. обладающих дискретными уровнями энергии, систем. Для нас, однако, этот вывод замечателен прежде всего тем, что при этом было введено понятие индуцированного испускания излучения, постулировано его существование и из весьма общих термодинамических соображений определены его свойства. Вкратце уже знакомые нам выводы Эйнштейна могут быть сформулированы следующим образом.

Индуцированное испускание излучения постулируется как эффект, вероятность осуществления единичного акта которого пропорциональна плотности энергии излучения, воздействующего на испускающую излучение частицу. При этом частота испущенного излучения в точности равна частоте воздействующего излучения, а пространственная направленность индуцированного излучения совпадает с направленностью индуцирующего излучения. Процессы индуцированного испускания и индуцированного поглощения излучения с точностью до кратности вырождения соответствующих уровней энергии равновероятны. Несколько позднее Эйнштейн привлек к рассмотрению поляризацию излучения и, опять-таки из термодинамических соображений, очень близко подошел к формулировке положения о полной тождественности квантов вынужденного и вынуждающего излучений.

Таким образом, квантовая природа электромагнитного излучения и квантование уровней энергии микрочастиц приводят к существованию процесса, принципиально необходимого для генерации тождественных друг другу квантов.

К 1924 г. Ш. Бозе и А. Эйнштейн, развивая метод вывода формулы Планка, основанный на последовательном применении гипотезы световых квантов, создали обобщенное термодинамическое описание системы частиц с симметричными волновыми функциями, так называемую статистику Бозе — Эйнштейна. Фундаментальное свойство одинаковых частиц, подчиняющихся этой статистике, заключается в их неразличимости. Этой статистике подчиняются кванты электромагнитного излучения — бозоны. Поэтому, как уже неоднократно подчеркивалось, кванты индуцированного излучения, обладающие одинаковыми частотами, поляризациями, направлениями распространения, фазами, нельзя отличить друг от друга. Состояние всего поля излучения определяется числом квантов, приходящихся на один осциллятор поля. Это число может быть неограниченно большим. Бозонность фотонов позволяет переходить в квантовой электронике от корпускулярного представления к волновому, для которого характерен принцип суперпозиции колебаний, в том числе когерентных.

Последовательная квантовая теория излучения и поглощения света была сформулирована П. А. М. Дираком в 1927 г. Дирак обосновал статистические законы излучения Эйнштейна и, вычислив вероятность испускания излучения, нашел связь между феноменологическими коэффициентами Эйнштейна и характеристиками излучающего атома. Важнейший результат квантовой теории излучения Дирака состоит в строгом обосновании существования индуцированного излучения, постулированного Эйнштейном, и его когерентности, интуитивно угаданной Эйнштейном.

Итак, к 1927 г. было полностью завершено создание фундаментальных физических предпосылок к возникновению квантовой электроники. Однако только в конце 1954 — начале 1955 гг. были даны непосредственные теоретические основы квантовой электроники и создан ее первый прибор — молекулярный генератор или пучковый аммиачный лазер.

Квантовая электроника возникла, когда квантовая система с инверсией населенностей была помещена в объемный резонатор. Это произошло в конце 1954 г. одновременно под руководством А. М. Прохорова — в лаборатории колебаний ФИАН СССР в Москве и под руководством Ч. Таунса — в лаборатории излучений физического факультета Колумбийского университета в Нью-Йорке.

Большой разрыв во времени между моментами создания предпосылок к возникновению квантовой электроники и ее действительным возникновением свидетельствует о том, что физическая идея индуцированного излучения не могла быть сразу и непосредственно использована для создания источников излучения нового типа.

Не случайным является также и то обстоятельство, что квантовая электроника возникла в радиодиапазоне. В молекулярном генераторе на волне 1,25 см впервые в чистом виде непосредственно наблюдалось индуцированное излучение, причем в режиме генератора автоколебаний с положительной обратной связью.

Дело в том, что для наблюдения индуцированного излучения нужно иметь возбужденные атомы и, кроме того, необходимо, чтобы вероятность индуцированного излучения была больше вероятности спонтанного излучения. В экспериментальных условиях классической оптической спектроскопии эти требования не выполнялись.

Немонохроматичность оптических излучений, подавление индуцированного излучения спонтанным и, что немаловажно, отсутствие в руках ученых, работавших в оптике, целого ряда методов и концепций, хорошо развитых в электронике радиодиапазона, послужили причиной того, что лазеры не появились раньше мазеров, хотя возможность создания лазеров существовала еще лет 50 назад.

Надо сказать, что к 1940 г. тот факт, что система возбужденных атомов способна усиливать световое излучение, был понят учеными, работавшими в оптике, к числу которых относится прежде всего В. А. Фабрикант. Но никто в то время не указал на возможность создания на этой основе оптического генератора. В оптике такое предложение было тогда невозможно, несмотря на то, что и А. Эйнштейн, и П. А. М. Дирак, формулируя свои положения об индуцированном излучении, имели в виду оптику.

В первой половине XX века радио и оптика развивались разными путями. В оптике развивались квантовые представления, в радио — волновые. В это время единство радио и оптики постоянно подчеркивалось с волновой точки зрения. Волновые представления, заимствованные из оптики, обогащали радио и наоборот.

Общность радио и оптики, обусловленная общностью квантовой природы электромагнитного излучения, долгое время не проявлялась. Так было до тех пор, пока не возникла радиоспектроскопия — отрасль спектроскопии, изучающая спектры молекул, атомов, ионов, попадающие в СВЧ диапазон. Бурное развитие радиоспектроскопии началось после второй мировой войны. Это было обусловлено интенсивным развитием техники сантиметровых волн, обеспечивавшей потребности радиолокации. В то время были созданы надежные источники монохроматического СВЧ излучения, разработаны волноводные методы канализации СВЧ энергии и объемные резонаторы СВЧ высокой добротности, созданы чувствительные приемники — все это с самого начала дало радиоспектроскопии ряд преимуществ по сравнению с обычной спектроскопией.

Радиоспектроскопия отнюдь не является лишь областью количественного расширения спектральных исследований в более низкочастотный диапазон. Принципиальным отличием радиоспектроскопии от оптической спектроскопии того времени являлась монохроматичность применяемых излучений. Кроме того, в радиодиапазоне спонтанное излучение существенно ( $\propto \nu^3$ ) слабее, а возбужденные уровни сильно населены, что прямо вводило в рассмотрение индуцированное излучение.

Все это привело к тому, что радиоспектроскопия стала базой работ по квантовой электронике, и радиоспектроскописты заложили основы квантовой электроники.

В СССР работы по радиоспектроскопии были начаты А. М. Прохоровым в лаборатории колебаний ФИАН.

Наряду с решением чисто спектроскопических задач исследования шли также и в направлении использования СВЧ спектров для создания стандартов частоты и времени. Именно на этом пути была создана квантовая электроника.

Действительно, точность работы стандарта частоты, опирающегося на стабильность частоты некоторой спектральной линии поглощения, зависит от ширины этой линии. Чем уже линия, тем

выше точность привязки стабилизируемой частоты к номинальному значению частоты линии поглощения. При малых давлениях для молекулярных газов в радиодиапазоне характерно доплеровское уширение. Поэтому самые узкие линии наблюдаются у молекулярных пучков, не обладающих разбросом скоростей. Но интенсивность линий поглощения молекулярного пучка мала, так как в хорошо сколламированном пучке мало частиц и мала разность между числом возбужденных и невозбужденных молекул.

На этом этапе работы возникла идея о том, что, изменяя искусственно соотношение между числом возбужденных и невозбужденных молекул, можно существенно повысить чувствительность. Если отсортировать молекулы и формировать пучок из одних лишь возбужденных молекул, то поглощение меняет знак и становится излучением. Молекулярный пучок становится средой с отрицательными потерями. Специалистам по теории колебаний было ясно, что если такой пучок сочетать с резонансным контуром, то возможно создание генератора монохроматических колебаний. К этому времени в теории колебаний была тщательно разработана теория генераторов монохроматических колебаний — автоколебательных систем с положительной обратной связью, а в СВЧ радиодиапазоне были хорошо отработаны объемные резонаторы, прекрасно подходящие для работы с пучками.

Важнейшим шагом явился синтез всех этих возможностей, который был сделан, когда пучок молекул с инверсией населенностей был пропущен через объемный резонатор. Так был создан первый мазер — Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым в СССР, Дж. Гордоном, Ч. Таунсом и Г. Цайгером в США. Как известно, Нобелевская премия по физике в 1964 г. была присуждена Ч. Таунсу, А. М. Прохорову и Н. Г. Басову за основополагающие работы по квантовой электронике, которые привели к созданию мазеров и лазеров.

Следующий важный шаг был сделан, когда в 1955 г. Н. Г. Басов и А. М. Прохоров предложили активный метод радиационного создания инверсии, так называемый трехуровневый метод накачки, нашедший в дальнейшем широкое распространение и которому будет уделено большое внимание в последующих лекциях. В 1956 г. Н. Бломберген (США) предложил применять трехуровневый метод для создания мазеров-усилителей на парамагнитных кристаллах, чем существенно расширил область интересов квантовой электроники.

Успехи квантовой электроники радиодиапазона поставили вопрос о продвижении в сторону более коротких волн. Это был естественный для радиоинженеров и радиофизиков вопрос.

По мере продвижения ко все более коротким волнам все возрастающую трудность представлял вопрос о резонаторах, без которых работа генераторов монохроматического излучения немыслима.



Здесь существенным этапом явилось предложение А. М. Прохорова (1958 г.) о применении так называемых открытых резонаторов. Мы уже знаем, что, в сущности, открытый резонатор — это интерферометр Фабри — Перо, но именно радиотехнический подход позволил А. М. Прохорову использовать его как резонатор.

Первым достижением квантовой электроники в оптике явилось создание в конце 1960 г. оптических генераторов монохроматических колебаний — первых лазеров — Т. Мейманом на рубине и Али Джаваном на смеси газов неона и гелия. На этом завершилась предыстория квантовой электроники. С этого началась история бурного развития квантовой электроники.

Современная квантовая электроника охватывает колоссальную область; но, возникнув в электронике СВЧ, наиболее существенные преобразования она внесла в оптику. Дело в том, что хотя принцип действия мазеров и лазеров один и тот же, разница между ними существенна. В радиодиапазоне создание мазеров означало появление устройств, новых по принципу действия, но обладающих обычными для классической электроники свойствами. Несомненно, мазеры резко улучшили параметры радиоустройств. Чувствительность усилителей выросла на два-три порядка, стабильность частоты генераторов возросла на три-четыре порядка. Значение этих достижений квантовой электроники радиодиапазона очень велико, но, в принципе, это — количественное изменение известных качественных свойств, так как и до появления квантовой электроники существовали в электронике когерентные радиоусилители и радиогенераторы монохроматических колебаний.

Другое дело оптика. В оптике, в противоположность обычной электронике, все источники света по своей природе являются квантовыми. Заметим, кстати, что именно поэтому исключительно неудачным является относительно часто употребляемый термин «оптический квантовый генератор» (ОКГ). Само представление о квантах возникло при анализе свойств оптических излучений. Но до появления квантовой электроники все оптические источники света излучали немонахроматические, некогерентные колебания. В оптике отсутствовали когерентные усилители и монохроматические генераторы электромагнитных колебаний. Только лазеры в отличие от обычных источников света излучают световые волны высокой пространственной направленности, спектральной монохроматичности и временной когерентности. Поэтому появление лазеров дало оптике неведомую ранее возможность концентрировать энергию излучения в пространстве, во времени, в спектральном интервале. Именно это подняло оптику на качественно новый уровень, для которого характерно развитие применений в областях, традиционно неоптических. Эти новые области применений стали возможны только в силу того, что в современной оптике для генерации света методами квантовой элект-

роники непосредственно используется эффект индуцированного испускания излучения — главное в квантовой электронике.

Подчеркнем еще раз, что квантовая электроника определяет новые возможности оптики, но не пересматривает ее фундаментальные положения. Более того, квантовая электроника основана на фундаментальных положениях оптики XX века, ее появление, становление и дальнейшее развитие укрепили эти положения и расширили область их реального применения.

По существу, квантовая электроника является сейчас не замкнутой наукой конкретного предметного содержания, а методом создания либо средств концентрированного интенсивного воздействия монохроматическим излучением на вещество, либо средств передачи большого объема информации с помощью монохроматического излучения. Именно поэтому квантовая электроника не исчерпывается только лазерами. Вместе с тем разработка лазеров, их совершенствование, освоение новых диапазонов длин волн составляет предметную основу квантовой электроники.

В процессе создания лазерного излучения энергия теряется. К. п. д. большинства лазеров мал. Свойства лазерного излучения, являющиеся прямым следствием свойств индуцированного излучения, обуславливают возможность применений, с лихвой компенсирующих потери энергии.

К настоящему времени лазеры работают в невероятно широком диапазоне — от волн субмиллиметрового до волн УФ излучения, в непрерывном и импульсном режимах. Существует огромное разнообразие различных типов лазеров, чему естественно соответствует многообразие активных сред лазеров и физических явлений, применяемых для их возбуждения.

Сколько-нибудь подробное описание или даже простое перечисление всех известных лазеров в рамках лекций по курсу основ квантовой электроники нецелесообразно. В последующих лекциях будут рассмотрены наиболее типичные из лазеров и наиболее характерные из методов создания инверсии. Подчеркнем еще раз, что общим для всех методов создания инверсии является необходимость затраты энергии на создание в рабочем веществе лазера такого термодинамически неравновесного состояния, при котором индуцированное излучение преобладает над поглощением.

\* \* \*

В заключение приведем для удобства справок основные формулы по первой части книги.

Вероятность индуцированных переходов:

$$W_{12}^{\text{инд}} = B_{12}\rho_{\nu}, \quad (1.2)$$

$$W_{21}^{\text{инд}} = B_{21}\rho_{\nu}. \quad (1.3)$$

Вероятность спонтанного перехода:

$$W_{21}^{\text{спонт}} = A_{21}. \quad (1.6)$$

Связь коэффициентов Эйнштейна:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}. \quad (1.10)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu B_{21}. \quad (1.11)$$

Естественная ширина линии:

$$\Delta\nu_0 = A_{21}/2\pi. \quad (2.2)$$

Столкновительная ширина линии:

$$\Delta\nu_{\text{ст}} = 1/2\pi\tau_{\text{ст}}. \quad (2.31)$$

Лоренцева форма линии шириной  $\Delta\nu_{\text{л}}$ :

$$q(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\nu_{\text{л}}}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_{\text{л}}^2/4}. \quad (2.7)$$

Вероятность индуцированного перехода для монохроматического излучения с объемной плотностью энергии  $\rho$  при однородном уширении:

$$W_{21} = 2B_{21}\rho/\pi\Delta\nu_{\text{л}}. \quad (2.20)$$

Гауссова форма линии при доплеровском уширении:

$$q(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_{\text{T}}\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_{\text{T}}^2}\right]. \quad (2.26)$$

Доплеровская ширина линии:

$$\Delta\nu_{\text{д}} = \Delta\nu_{\text{T}} 2\sqrt{\ln 2} = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2kT}{mc^2} \ln 2}. \quad (2.28)$$

Условие инверсии:

$$n_2/g_2 > n_1/g_1. \quad (3.2)$$

Условие насыщения:

$$n_2/g_2 - n_1/g_1 = 0. \quad (3.15)$$

Коэффициент усиления (поглощения):

$$\alpha = \left(\frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1}\right) \frac{g_1 2B_{12} h\nu}{c\pi\Delta\nu_{\text{л}}}, \quad (3.5)$$

$$\alpha = n\sigma. \quad (3.13)$$

Сечение усиления (поглощения):

$$\sigma = \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{2\pi\Delta\nu_{\text{л}}\tau_0} = h\nu \frac{2B_{12}}{c\pi\Delta\nu_{\text{л}}}. \quad (3.14)$$

Интенсивность насыщения в непрерывном режиме:

$$I_S = h\nu/2\sigma\tau. \quad (3.28)$$

Насыщение усиления при однородном уширении и в непрерывном режиме:

$$z = \frac{z_0}{1 + (g_1 + g_2) I/2g_2 I_S}. \quad (3.30)$$

Плотность энергии насыщения в импульсном режиме:

$$F_S = I_S\tau = h\nu/2\sigma. \quad (3.43)$$

Сильное насыщение усиления при однородном уширении и в импульсном режиме:

$$z = z_0 \exp \left[ - \frac{g_1 + g_2}{2g_2} \frac{F_{\text{имп}}}{F_S} \right]. \quad (3.45)$$

Связь коэффициента Эйнштейна  $B_{12}$  и матричного элемента оператора взаимодействия  $\langle \mu \rangle$ :

$$B_{12} = \frac{8\pi}{3} \frac{\langle \mu \rangle^2}{\hbar^2}. \quad (4.25)$$

Частота Раби:

$$\Omega_p = \left\langle \frac{\mu E}{\hbar} \right\rangle. \quad (4.49)$$

Полоса пропускания усилителя бегущей волны:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{п}} (\ln 2)^{1/2} (\ln G_0 + \ln L - \ln 2)^{-1/2}. \quad (5.5)$$

Минимальная спектральная плотность входных шумов усилителя бегущей волны в пересчете на одну моду:

$$P_{\text{вх}}^{\text{эфф}} = h\nu. \quad (5.16)$$

Максимальная интенсивность на выходе усилителя бегущей волны в непрерывном режиме:

$$I_{\text{max}} = \frac{\alpha_0}{\beta} I_S. \quad (5.26)$$

Максимальная плотность энергии на выходе усилителя бегущей волны в импульсном режиме:

$$F_{\text{max}} = \frac{\alpha_0}{\beta} F_S. \quad (5.30)$$

Добротность открытого резонатора:

$$Q = \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{1}{1 - R}. \quad (6.2)$$

Коэффициент усиления проходного резонаторного усилителя:

$$G = \frac{(1 - R)^2 K}{1 - 2RK \cos(4\pi l/\lambda) + R^2 K^2}. \quad (6.7)$$

Условие самовозбуждения:

$$RK = 1. \quad (6.9)$$

Частота генерации в одной моде:

$$\omega = \frac{\omega_p \Delta\omega_d / \ln K + \omega_d \Delta\omega_p}{\Delta\omega_d / \ln K + \Delta\omega_p}. \quad (6.33)$$

Предельная интенсивность на выходе генератора в непрерывном режиме:

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{max}} = \frac{\alpha_0}{\beta} I_S. \quad (6.44)$$

Максимальная выходная интенсивность генератора умеренной длины:

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{max}} = \alpha_0 l (1 - \sqrt{\beta/\alpha_0})^2 I_S. \quad (6.46)$$

Оптимальная прозрачность выходного зеркала:

$$T = 2\alpha_0 l (\sqrt{\beta/\alpha_0} - \beta/\alpha_0). \quad (6.47)$$

Максимальная мощность, излучаемая единичным объемом в непрерывном режиме при скорости создания инверсии  $\Lambda$  [ $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ ]:

$$P_1 = \Lambda h\nu. \quad (6.57)$$

Максимальная энергия импульсного излучения единичного объема при накоплении инверсии  $N$  [ $\text{см}^{-3}$ ]:

$$E_{\text{изл}} = Nh\nu/2. \quad (6.58)$$

Число Френеля:

$$N_F = a^2/l\lambda. \quad (7.12)$$

Связь добротности моды со временем жизни фотона в моде:

$$Q = \omega\tau. \quad (7.17)$$

Условие конфокальности:

$$2l = R_1 + R_2.$$

Собственные частоты конфокального резонатора для моды  $\text{TEM}_{mnq}$ :

$$4l/\lambda = 2q + (1 + m + n). \quad (8.3)$$

Поперечное распределение поля основной моды  $\text{TEM}_{00q}$  конфокального резонатора:

$$S(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)/2w^2]. \quad (8.1)$$

Ширина распределения интенсивности моды  $TEM_{00q}$ :

$$w^2 = w_0^2 + (z/kw_0)^2. \quad (8.4)$$

Радиус перетяжки:

$$w_0 = \sqrt{l/2k}. \quad (8.5)$$

Радиус пятна на зеркале:

$$w = w_0\sqrt{2}.$$

Радиус кривизны волнового фронта гауссова пучка:

$$R = z + (kw_0^2)^2/z. \quad (8.10)$$

Угловая расходимость гауссова пучка:

$$\theta = w/z = 1/kw_0, \quad \Omega = \lambda/l. \quad (8.11)$$

Фокусировка гауссова пучка:

$$v_0 = w_0F/z, \quad x = -F. \quad (8.16), (8.17)$$

Условия фокусировки гауссова пучка:

$$z \gg l/2, \quad z \gg F > D. \quad (8.19)$$

Границы области устойчивости открытых резонаторов, образованных двумя сферическими зеркалами ( $g_1 = 1 - l/R_1$ ,  $g_2 = 1 - l/R_2$ ):

$$g_1g_2 = 1, \quad g_1g_2 = 0. \quad (9.20), (9.21)$$

Расстояние между зеркалами телескопического неустойчивого резонатора (условие конфокальности):

$$2l = R_1 - R_2.$$

Коэффициент увеличения в телескопическом неустойчивом резонаторе:

$$M = R_1/R_2. \quad (10.17)$$

Потери на излучение за один проход в телескопическом резонаторе:

$$A = (R_1^2 - R_2^2)/R_1^2. \quad (10.18)$$

Частота межмодовых биеений продольных мод:

$$\Delta\nu_q = c/2l. \quad (10.21)$$

Огибающая поля световой волны при синхронизации  $N$  продольных мод с одинаковой амплитудой  $E_0$ :

$$A(t) = E_0 \frac{\sin \frac{N}{2} (\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q)}{\sin \frac{\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q}{2}}. \quad (11.9)$$

Период следования импульсов синхронизованных мод:

$$T = 1/\Delta\nu_q = 2l/c. \quad (11.10)$$

Длительность одного импульса при синхронизации  $N$  мод:

$$\tau = T/N. \quad (11.11)$$

Пиковая мощность гигантского импульса при большом превышении начальной инверсии над пороговой и мгновенном включении добротности:

$$P_{\max} = n_0 \frac{h\nu}{2\tau_\Phi}. \quad (11.24)$$

### **Лекция тринадцатая. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ. ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛАЗЕР**

*Особенности газообразной активной среды. Основные методы возбуждения. Электрический разряд, газодинамика, химическое возбуждение, фотодиссоциация, оптическая накачка. Резонансная передача энергии возбуждения при столкновениях. Гелий-неоновый лазер. Схема уровней. Передача энергии возбуждения. Конкуренция линий излучения на волнах 3,39 и 0,63 мкм. Параметры разряда, параметры лазера.*

Рассмотрение методов создания инверсии мы будем проводить на примерах лазеров, представляющих наибольший интерес.

Начнем с газовых лазеров. Газообразность их активной среды приводит к ряду замечательных следствий. Прежде всего, только газовые среды могут быть прозрачными в широком спектральном интервале от вакуумной УФ области спектра до волн далекого ИК, по существу СВЧ, диапазона. В результате газовые лазеры работают в громадном диапазоне длин волн, соответствующем изменению частоты более чем на три порядка.

Далее. По сравнению с твердыми телами и жидкостями газы обладают существенно меньшей плотностью и более высокой однородностью. Поэтому световой луч в газе в меньшей степени искажается и рассеивается. Это позволяет легче достигать дифракционного предела расходимости лазерного излучения.

При малой плотности для газов характерно доплеровское уширение спектральных линий, величина которого мала по сравнению с шириной линии люминесценции в конденсированных средах. Это позволяет легче достигать высокой монохроматичности излучения газовых лазеров. В результате в излучении газовых лазеров наиболее отчетливо проявляются характерные свойства лазерного излучения — высокая монохроматичность и направленность.

Составляющие газ частицы взаимодействуют друг с другом в процессе газокинетических столкновений. Это взаимодействие относительно слабо; поэтому оно практически не влияет на расположение уровней энергии частиц и выражается только в уширении соответствующих спектральных линий. При низких давлениях столкновительное уширение мало и не превышает доплеровскую



ширину. Вместе с тем увеличение давления приводит к росту столкновительной ширины (см. лекцию вторую), и мы получаем возможность управлять шириной линии усиления активной среды лазера, существующую только в случае газовых лазеров.

Как мы знаем, для выполнения условий самовозбуждения усиление в активной среде за один проход резонатора лазера должно превышать потери. В газах отсутствие нерезонансных потерь энергии непосредственно в активной среде облегчает выполнение этого условия. Технически трудно изготовить зеркала с потерями, заметно меньшими 1%. Следовательно, усиление за один проход должно превышать 1%. Относительная легкость выполнения такого требования в газах, например путем увеличения длины активной среды, объясняет наличие большого количества газовых лазеров в широком диапазоне длин волн. Вместе с тем малая плотность газов препятствует получению такой высокой плотности возбужденных частиц, которая характерна для твердых тел. Поэтому удельный энергопотребление у газовых лазеров существенно ниже, чем у лазеров на конденсированных средах.

Специфика газов проявляется и в многообразии различных физических процессов, применяемых для создания инверсии населенностей. К их числу относятся возбуждение при столкновениях в электрическом разряде, возбуждение в газодинамических процессах, химическое возбуждение, фотодиссоциация, оптическая накачка (главным образом лазерным излучением), электронно-лучевое возбуждение.

В подавляющем большинстве газовых лазеров инверсия населенностей создается в электрическом разряде. Такие газовые лазеры называются газоразрядными. Газоразрядный метод создания активной среды является наиболее общим методом получения инверсии в газовых лазерах, так как электроны разряда легко возбуждают частицы газа, переводя их в процессах неупругих столкновений на более высокие уровни энергии. Обычно наблюдаемое свечение газового разряда (газосветные лампы) объясняется спонтанными переходами с этих уровней энергии вниз. Если скорости процессов распада возбужденных состояний благоприятны накоплению частиц на каком-то верхнем уровне энергии и опустошению какого-то нижнего уровня энергии, то между этими уровнями создается инверсия населенностей. Легко возбуждая газ в широком интервале энергий, электроны газового разряда создают инверсию населенностей уровней энергии нейтральных атомов, молекул, ионов.

Газоразрядный метод применим для возбуждения лазеров как непрерывного, так и импульсного режимов работы. Импульсное возбуждение используется большей частью в случае неблагоприятной для непрерывного режима динамики установления населенностей на верхнем и нижнем уровнях энергии, а также для того, чтобы получать высокую мощность излучения, недостижимую в непрерывном режиме.

Электрический разряд в газе может быть самостоятельным и несамостоятельным. В последнем случае проводимость газа обеспечивается внешним ионизирующим агентом, а процесс возбуждения осуществляется независимо от условий пробоя газа при оптимальном значении напряженности электрического поля в разрядном промежутке. В газовой среде, ионизованной независимо внешним воздействием, это поле и вызванный им ток определяют энергию возбуждения (энерговклад), вводимую в разряд.

Характерной особенностью газов является возможность создания таких потоков газовых масс, в которых резко меняются термодинамические параметры газа. Так, если предварительно сильно нагретый газ внезапно расширяется, например при протекании со сверхзвуковой скоростью через некоторое сопло, то температура газа резко падает. Этой новой, существенно более низкой температуре соответствует новое равновесное распределение населенностей по уровням энергии частиц газа. При внезапном снижении температуры газа на какое-то время нарушается равновесность этого распределения. Тогда, если релаксация к новому термодинамическому равновесию для нижнего уровня идет быстрее, чем для верхнего, газодинамическое истечение сопровождается инверсией населенностей, существующей в некоторой протяженной области вниз по течению газа. Размер этой области определяется скоростью газодинамического потока и временем релаксации инверсной населенности в нем.

Таков газодинамический метод получения инверсии, в котором тепловая энергия нагретого газа непосредственно преобразуется в энергию монохроматического электромагнитного излучения. Важной характерной особенностью этого метода является возможность организации газодинамических потоков больших масс активного вещества и тем самым получения высокой выходной мощности (см. формулу (6.57)).

При химическом возбуждении инверсия населенностей создается в результате химических реакций, при которых образуются возбужденные атомы, молекулы, радикалы. Газовая среда удобна для химического возбуждения тем, что реагенты легко и быстро перемешиваются и легко транспортируются. В газофазных химических реакциях неравновесное распределение химической энергии среди продуктов реакции проявляется наиболее сильно и сохраняется наиболее долго. Химические лазеры интересны тем, что в них происходит прямое преобразование химической энергии в энергию электромагнитного излучения. Привлечение ценных реакций приводит к тому, что падает относительная доля энергозатрат на иницирование реакций, обеспечивающих получение инверсии. В результате потребление электроэнергии во время работы химического лазера может быть очень малым, что также является большим достоинством химического метода создания инверсии. Добавим к этому, что удаление продуктов реакции, т. е. работа в газовом потоке, может обеспечить непрерывный харак-

тер работы химических лазеров. Возможно также сочетание химического и газодинамического методов возбуждения.

К химическим лазерам примыкают лазеры, инверсия населенностей в которых достигается с помощью реакций фотодиссоциации. Как правило, это — быстропротекающие реакции, инициируемые интенсивной импульсной световой вспышкой или взрывом. В результате диссоциации возникают возбужденные атомы или радикалы. Взрывной характер реакции обуславливает импульсный режим работы таких лазеров. В силу того, что при соответствующем инициировании фотодиссоциация может охватывать одновременно большой объем исходного газа, импульсная мощность и энергия излучения при фотодиссоциационном методе создания инверсии могут достигать значительных величин.

Своеобразный характер в случае газовых активных сред приобретает такой общий метод создания инверсии, как оптическая накачка. В силу малой плотности газов их резонансные линии поглощения узки. Поэтому оптическая накачка может быть эффективна, если источник накачки достаточно монохроматичен. Обычно используются лазерные источники. Специфика газов в случае оптической накачки проявляется еще и в том, что в силу их малой плотности глубина проникновения излучения накачки в газ может быть большой и тепловыделение при поглощении излучения — малым. Как правило, резонансная оптическая накачка газовых сред практически не приводит к нарушению их оптической однородности.

При электронно-лучевом возбуждении газовых сред происходит ионизация газа электронами высокой энергии (0,3—3 МэВ). При этом энергия быстрых электронов первичного пучка, общее число которых относительно невелико, каскадным образом преобразуется в энергию большого числа медленных электронов. Возбуждение верхних лазерных уровней осуществляется именно этими электронами низкой энергии (от единиц до десятков электронвольт). Так как длина пробега электронов большой энергии в газах достаточно велика, то электронно-лучевой способ возбуждения очень удобен для создания активной среды больших объемов при больших давлениях газов, причем газов любого состава.

Электронно-лучевое возбуждение является гибким и вместе с тем мощным методом, применимым практически всегда. Большое достоинство этого метода состоит также в возможности его сочетания с другими методами создания активной среды газовых лазеров.

Прежде чем перейти к конкретному рассмотрению того, как все эти методы создания инверсии реализуются в тех или иных представляющих наибольший интерес газовых лазерных системах, целесообразно отметить два обстоятельства общего характера.

Во-первых, достижение инверсии в газовой среде сильно облегчается относительной медленностью релаксационных процес-

сов в газах. Как правило, соответствующие константы скорости хорошо известны или могут быть сравнительно легко изучены экспериментально. В коротковолновой области и для хорошо разрешенных переходов процессом, препятствующим получению и удержанию инверсии, является спонтанный распад верхнего уровня (см. лекцию вторую). Радиационные времена жизни атомов, молекул, ионов также либо хорошо известны, либо могут быть относительно хорошо известны. Значения этих времен, известные для свободных частиц, справедливы для газов.

Во-вторых, для газов характерна передача энергии возбуждения от частиц одного сорта частицам другого сорта при неупругих столкновениях между ними. Такая передача тем более эффективна, чем более точно совпадают уровни энергии сталкивающихся частиц. Дело в том, что всегда существующее различие в значениях энергии тех состояний, обмен населенностями которых происходит при столкновении, приводит к тому, что передача возбуждения сопровождается выделением (или поглощением) кинетической энергии  $E_{\text{кин}}$ :



Здесь  $N$  — плотность частиц доноров энергии возбуждения,  $n$  — плотность акцепторов, звездочка обозначает возбуждение соответствующей частицы. Символ  $K$ , стоящий над стрелочками в уравнении (13.1), обозначает константу скорости этой реакции. Кинетическая энергия может быть получена из резервуара тепловой энергии поступательного движения частиц газа (или передана в этот резервуар). Для того чтобы такой процесс был эффективным, передаваемая в резервуар (получаемая из резервуара) в одном столкновении энергия не должна превышать среднюю энергию теплового движения одной частицы  $kT$ . Другими словами, дефицит энергии рассматриваемых состояний должен быть мал:

$$|E_{N^*} - E_{n^*}| \ll kT. \quad (13.2)$$

В этом случае происходит так называемая резонансная (квази-резонансная) передача энергии возбуждения.

В общих чертах процесс передачи энергии (13.1) описывается скоростным уравнением вида

$$\frac{dn^*}{dt} = -\frac{n^*}{\tau} + K(N^*n - n^*N), \quad (13.3)$$

где  $\tau$  — некоторое эффективное время релаксации, а константа скорости передачи энергии возбуждения, как обычно,

$$K = \langle \sigma v \rangle. \quad (13.4)$$

Здесь  $v$  — скорость сталкивающихся частиц, а сечение процесса передачи  $\sigma$  приближается к газокинетическому сечению  $\sigma_{\text{гк}}$ :  $\sigma \rightarrow \sigma_{\text{гк}}$ , при выполнении условия (13.2). В правой части уравне-

ния (13.3) учтен обратный процесс  $N + n^* \rightarrow N^* + n$ . Предполагая для  $N$ ,  $N^*$ ,  $n$  и  $n^*$  выполнение закона сохранения числа частиц:

$$n + n^* = n_0, \quad N + N^* = N_0, \quad (13.5)$$

из (13.3) легко получить, что в стационарных условиях

$$n^* = \frac{KN^*}{1/\tau + KN_0} n_0. \quad (13.6)$$

При условии

$$KN_0 \gg 1/\tau \quad (13.7)$$

достигается уровень возбуждения акцепторов, максимально возможный при заданном уровне возбуждения доноров.

Итак, процесс столкновительной передачи энергии возбуждения от частиц одного сорта частицам другого сорта, характерный для газовых сред, эффективен при выполнении условия (13.2). Этот процесс эффективен в создании активной среды лазера на основе частиц типа  $n$  путем возбуждения частиц типа  $N$  при выполнении условия (13.7).

Передача энергии возбуждения существенно расширяет возможности создания газовых лазеров, позволяя разделить в актив-

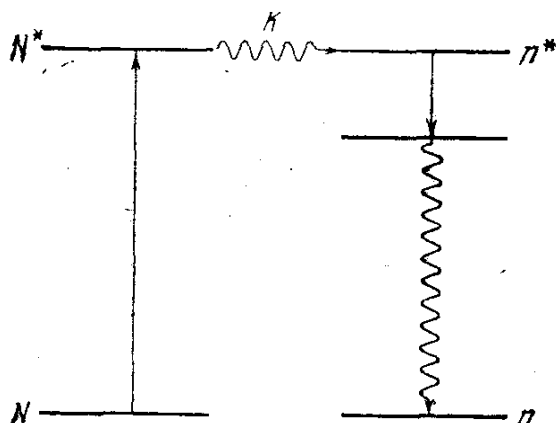


Рис. 13.1. Передача энергии возбуждения по схеме  $N^* + n \xrightarrow{K} N + n^*$ : прямая стрелка вверх — возбуждение частиц  $N$ , прямая стрелка вниз — излучение частицами  $n^*$ , волнистая стрелка вниз — релаксация нижнего лазерного уровня частиц  $n$ . Показано отсутствие собственной релаксации частиц  $N^*$ .

ной среде функции накопления энергии возбуждения и последующего излучения на желаемой длине волны. Процесс происходит в два этапа. Сначала тем или иным способом возбуждаются частицы вспомогательного газа — носителя избыточной энергии и выступающего донором энергии возбуждения. Затем в процессах неупругих столкновений энергия передается от газа-носителя частицам рабочего газа — акцептора энергии возбуждения, населяя таким образом их верхний лазерный уровень. Верхний уровень энергии вспомогательного газа должен обладать большим собственным временем жизни, чтобы хорошо накапливать энергию. Схематически рассматриваемый процесс показан на рис. 13.1.

Рассматриваемый метод нашел широкое применение, так как практически при всех методах возбуждения (электроразрядном,

газодинамическом, химическом и т. д.) часто оказывается гораздо более выгодным непосредственно вкладывать энергию возбуждения не в те частицы, излучение которых желательно, а в те, которые легко поглощают эту энергию, сами ее не излучают и охотно отдают свое возбуждение нужным частицам.

Перейдем теперь к непосредственному рассмотрению ряда газовых лазеров. Начнем с атомарных газовых систем, ярким представителем которых является гелий-неоновый лазер. Хорошо известно, что этот лазер был, в сущности, первым. Исходные расчеты и предложения относились к газовым лазерам, главным образом, вследствие уже обсуждавшейся нами большей степени понимания схем уровней энергии и условий возбуждения в газовой среде. Все же первым был создан рубиновый лазер в силу того, что этот монокристалл был тщательно изучен в радиоспектроскопии ЭПР и широко использовался в квантовой электронике СВЧ для создания парамагнитных квантовых усилителей (парамагнитных мазеров). Вскоре, в конце того же 1960 г., А. Джаван,

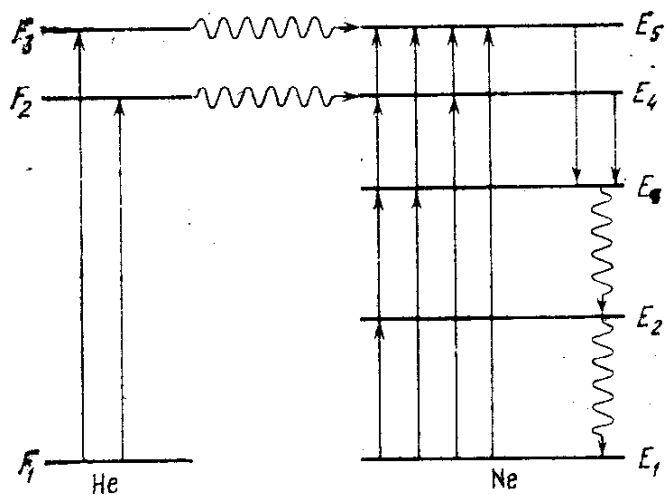


Рис. 13.2. Схема возбуждения неона и гелия в электрическом разряде (обозначения стрелок те же, что и на рис. 13.1). Показана возможность каскадного заселения уровней энергии неона.

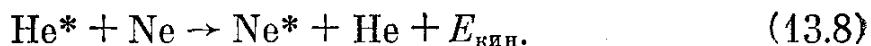
У. Беннет и Д. Харриот создали гелий-неоновый лазер на волне 1,15 мкм. Наибольший интерес к газовым лазерам сформировался после открытия генерации гелий-неонового лазера на красной линии 632,8 нм практически в тех же условиях, что и в первом запуске на волне 1,15 мкм. Это прежде всего стимулировало интерес к лазерным применениям. Лазерный луч стал инструментом.

Технические усовершенствования привели к тому, что гелий-неоновый лазер перестал быть чудом лабораторной техники и экспериментального искусства и превратился в надежное устройство. Этот лазер хорошо известен, он оправдывает свою известность и заслуживает внимания.

В гелий-неоновом лазере рабочим веществом являются нейтральные атомы неона. Возбуждение осуществляется электрическим разрядом. Упрощенная и вместе с тем в каком-то смысле обобщенная схема уровней неона приведена в правой части рис. 13.2. В электрическом разряде при столкновениях с электро-

нами возбуждаются уровни  $E_3$ ,  $E_4$  и  $E_5$ . Уровни  $E_4$  и  $E_5$  метастабильны, а уровень  $E_3$  по сравнению с ними является более короткоживущим. Поэтому, казалось бы, должна легко возникать инверсия населенностей уровней  $E_4$  и  $E_5$  по отношению к  $E_3$ . Этому, однако, мешает метастабильный уровень  $E_2$ . В спектрах многих атомов, в том числе атомов инертных газов, имеется такой долгоживущий метастабильный уровень. Заселяясь в столкновениях с электроном, этот уровень не дает опустошаться уровню  $E_3$ , что препятствует получению инверсии.

В чистом неоне создать инверсию в непрерывном режиме трудно. Эта трудность, носящая достаточно общий для многих случаев характер, обходится введением в разряд дополнительного газа — донора энергии возбуждения. Этим газом служит гелий. Энергии двух первых возбужденных метастабильных уровней гелия  $F_2$  и  $F_3$  (рис. 13.2) довольно точно совпадают с энергиями уровней  $E_4$  и  $E_5$  неона. Поэтому хорошо реализуются условия резонансной передачи возбуждения по схеме



При правильно выбранных давлениях неона и гелия, удовлетворяющих условию (13.7), можно добиться заселения одного или обоих уровней  $E_4$  и  $E_5$  неона, значительно превышающего такое в случае чистого неона, и получить инверсию населенностей этих уровней по отношению к уровню  $E_3$ .

Опустошение нижних лазерных уровней происходит в столкновительных процессах, в том числе и в соударениях со стенками газоразрядной трубки.

Подчеркнем, что нашедший широкое применение в квантовой электронике газовых лазеров метод передачи энергии от газа, непосредственно не работающего, но легко возбуждаемого, к газу, не накапливающему энергию возбуждения, но легко излучающему, впервые был реализован в гелий-неоновом лазере.

Рассмотрим теперь более подробно схему уровней нейтральных атомов гелия и неона (рис. 13.3).

Нижним из возбужденных состояний гелия  $2^3S_1$  и  $2^1S_0$  соответствуют энергии 19,82 и 20,61 эВ. Оптические переходы из них в основное состояние  $1^1S_0$  запрещены в приближении  $LS$ -связи, действительной для гелия. Состояния  $2^3S_1$  и  $2^1S_0$  — это метастабильные состояния со временем жизни примерно 1 мс. Поэтому они хорошо накапливают энергию, получаемую при возбуждении электронным ударом.

Для неона действительна промежуточная  $jI$ -связь. На рис. 13.3 состояния, относящиеся к одной конфигурации, показаны жирной линией с выделением рабочего подуровня. Для идентификации уровней применены обозначения Пашена, наиболее широко распространенные в существующей литературе. Уровни  $3s_2$  и  $2s_2$  близки к метастабильным уровням гелия  $2^1S_0$  и  $2^3S_1$ , дефицит энергии примерно равен  $300 \text{ см}^{-1}$ . (Заметим, что при 300 К

$kT \approx 210 \text{ см}^{-1}$ .) Состояние  $1s$  имеет большое время жизни из-за резонансного пленения излучения в силу радиационной связи с основным состоянием.

В неоне  $s$ -состояния имеют большие времена жизни, чем  $p$ -состояния. Это, вообще говоря, позволяет получать инверсию на переходах  $2s \rightarrow 2p$ ,  $3s \rightarrow 3p$ . Следует, однако, иметь в виду, что состояние  $1s$  неона хорошо населяется в разряде и при не слишком больших токах разряда возможно ступенчатое (каскадное) заселение нижних лазерных уровней при переходах из состояния  $1s$  в  $2p$  и  $3p$ .

Введение в разряд относительно большого количества гелия, обеспечивающего внешний по отношению к неону интенсивный

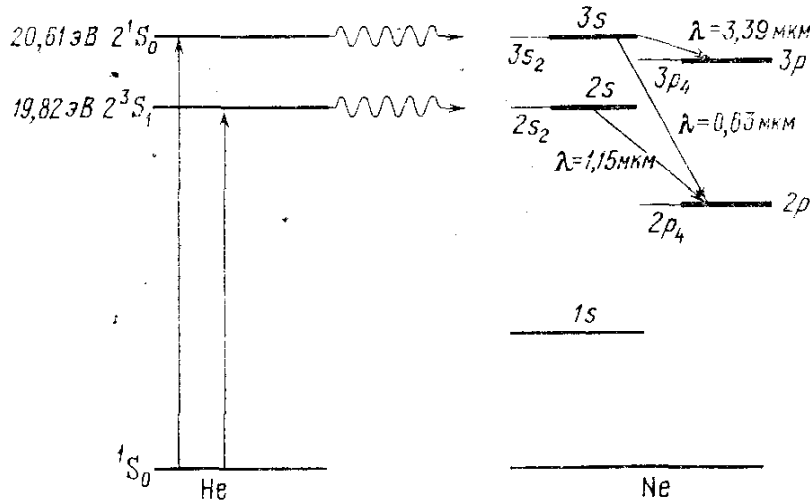


Рис. 13.3. Схема нижних возбужденных уровней энергии гелия и неона: прямые стрелки вверх — возбуждение гелия, волнистые стрелки — передача энергии возбуждения от гелия к неону, наклонные прямые стрелки — излучение атомами неона. Каналы релаксации нижних лазерных уровней неона не показаны.

канал заселения состояний  $2s$  и  $3s$ , снимает ограничения на возможность получения инверсии в непрерывном режиме. Исторически первой была получена генерация на переходе  $2s \rightarrow 2p$ . Основная мощность соответствует переходу  $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ,  $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$ . Затем была реализована инверсия переходов  $3s \rightarrow 3p$  ( $3s_2 \rightarrow 3p_4$ ,  $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ ) и  $3s \rightarrow 2p$  ( $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ,  $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ ).

Все три вида генерации происходят в примерно одинаковых условиях разряда и имеют одинаковые зависимости мощности генерации от параметров разряда. При этом особенно важна конкуренция генераций на волнах  $3,39$  и  $0,63 \text{ мкм}$ , которым соответствуют переходы с общим верхним уровнем. Поэтому генерация на одной из этих волн ослабляет генерацию на другой из них. Дело осложнено резким различием в коэффициентах усиления. Переходу  $3s_2 \rightarrow 3p_4$  ( $3,39 \text{ мкм}$ ) соответствует усиление в  $20 \text{ дБ/м}$ , и поэтому на нем легко достигается генерация в простых, например металлических, зеркалах. Переход  $3s_2 \rightarrow 2p_4$  ( $0,63 \text{ мкм}$ ) го-



раздо более капризен. Ему соответствует небольшое усиление в 5—6%/м, что при прочих равных условиях никак не может конкурировать с гигантским усилением в 20 дБ/м. Поэтому для получения генерации в видимой области гелий-неоновый лазер снабжается многослойными диэлектрическими интерференционными зеркалами, обладающими высоким коэффициентом отражения только на требуемой длине волны. Переходу  $2s_2 \rightarrow 2p_4$  (1,15 мкм) соответствует усиление 10—20%/м, генерация достигается с помощью диэлектрических зеркал.

Гелий-неоновый лазер является газоразрядным лазером. Возбуждение атомов гелия (и неона) происходит в слаботоочном тлеющем разряде. Вообще, в лазерах непрерывного действия на нейтральных атомах или молекулах для создания активной среды чаще всего используется слабоионизованная плазма положительного столба тлеющего разряда. Плотность тока тлеющего разряда составляет 100—200 мА/см<sup>2</sup>. Напряженность продольного электрического поля такова, что число возникающих на единичном отрезке разрядного промежутка электронов и ионов компенсирует потери заряженных частиц при диффузии к стенкам газоразрядной трубки. Тогда положительный столб разряда стационарен и однороден. Электронная температура определяется произведением давления газа  $p$  на внутренний диаметр трубки  $D$ . При малых  $pD$  электронная температура велика, при больших — низка. Постоянство величины  $pD$  определяет условия подобия разрядов. При постоянной плотности числа электронов условия и параметры разрядов будут неизменны, если неизменно произведение  $pD$ . Плотность числа электронов в слабоионизованной плазме положительного столба пропорциональна плотности тока.

Для гелий-неонового лазера оптимальные значения  $pD$ , равно как и парциальный состав газовой смеси, несколько отличны для различных спектральных областей генерации.

В области 0,63 мкм самой интенсивной из линий серии  $3s \rightarrow 2p$  — линии  $3s_2 \rightarrow 2p_4$  (0,632 82 мкм) соответствует оптимальное  $pD \approx 3,5—4,0$  Торр · мм. Отношение парциальных давлений гелия и неона, при котором для этой области генерации наилучшим образом выполняются условия (13.7), составляет 5 : 1. Энергия возбуждения переходит, главным образом, от состояния He ( $2^1S_0$ ) к состоянию Ne( $3s$ ), как это показано на рис. 13.3.

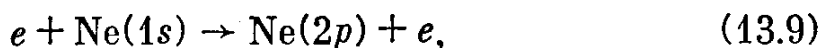
В области 1,15 мкм в серии  $2s \rightarrow 2p$  самой интенсивной является линия  $2s_2 \rightarrow 2p_4$  (1,152 28 мкм). Энергию возбуждения составляет состояние  $2^3S_1$  гелия (рис. 13.3). Оптимальное отношение парциальных давлений гелия и неона составляет 10 : 1, значение  $pD \approx 10—12$  Торр · мм.

Для области 3,39 мкм (серия  $3s \rightarrow 3p$ , самая сильная линия  $3s_2 \sim 3p_4$ ; 3,3913 мкм) верхний лазерный уровень, как уже говорилось, совпадает с верхним уровнем красной линии генерации 0,63 мкм. Поэтому оптимальные условия разряда оказываются одинаковыми.

В весьма распространенных случаях, когда одна и та же отпаянная газоразрядная трубка используется в гелий-неоновом лазере со сменными зеркалами для работы в различных диапазонах длин волн, обычно выбираются некоторые компромиссные значения в довольно широком диапазоне параметров: диаметр газоразрядной трубки 5—10 мм, отношение парциальных давлений 5—15, общее давление 1—2 Торр, ток 25—50 мА.

Наличие оптимума по диаметру обусловлено конкуренцией двух факторов. Во-первых, при увеличении поперечного сечения активной среды лазера при прочих равных условиях происходит увеличения вероятности распада на стенке капилляра метастабильного состояния неона  $1s$ , так и из-за увеличения количества возбужденного гелия (и тем самым неона), а значит, и коэффициента усиления при сохранении постоянным произведения  $pD$ , т. е. при выполнении условия подобия тлеющих разрядов при изменении диаметра газоразрядной трубки.

Наличие оптимальной плотности тока разряда обусловлено возникновением при больших токах каскадных процессов типа



приводящих к уменьшению инверсии (см. рис. 13.2 и 13.3). Процессы такого рода могут становиться существенными также при увеличении давления неона, что, в свою очередь, обуславливает наличие оптимума по давлению.

Характерными значениями мощности излучения гелий-неоновых лазеров следует считать десятки милливатт в областях 0,63 и 1,15 мкм и сотни милливатт в области 3,39 мкм. Срок службы лазеров при отсутствии ошибок в изготовлении ограничивается процессами в разряде и исчисляется годами. С течением времени в разряде происходит нарушение состава газа. Из-за сорбции атомов в стенках и электродах происходит процесс «жестчения», падает давление, меняется отношение парциальных давлений гелия и неона.

Остановимся теперь на вопросе конструирования резонаторов гелий-неонового лазера. Большая кратковременная стабильность, простота и надежность конструкции достигаются при установке зеркал резонатора внутрь разрядной трубки. Однако при таком расположении зеркала сравнительно быстро портятся в разряде. Поэтому наибольшее распространение получила конструкция, в которой газоразрядная трубка, снабженная окнами, расположенными под углом Брюстера к оптической оси, помещается внутрь резонатора. Такое расположение имеет целый ряд преимуществ — упрощается юстировка зеркал резонатора, увеличивается срок службы газоразрядной трубки и зеркал и облегчается их сме-

на, появляется возможность управления резонатором и применения дисперсионного резонатора, выделения мод и т. п.

В квантовой электронике важным является вопрос о ширине линии рабочего перехода (см. лекцию вторую). Для газовых лазеров существенны естественное, столкновительное и доплеровское уширения. В случае гелий-неонового лазера формула (2.8) (где под  $\tau_{01}$  надо понимать  $\tau_p$  — естественное время жизни  $p$ -состояния неона, а под  $\tau_{02}$  — время  $\tau_s$ , относящееся к  $s$ -состоянию) дает значение естественной ширины линии  $\Delta\nu_0 \approx 20$  МГц. Столкновительное уширение (формулы (2.31) и (2.32)) определяется давлением газа. Для атомов неона в предположении, что сечение соответствующего столкновительного процесса равно газокинетическому, при давлении порядка 1 Торр  $\Delta\nu_{ст} \approx 1$  МГц. Доплеровская ширина линии (формулы (2.28) и (2.30)) определяется, в частности, длиной волны излучения. Для линии 0,63 мкм при 400 К эти формулы дают  $\Delta\nu_d = 1500$  МГц, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Из сказанного видно, что в случае гелий-неонового лазера основным механизмом, вызывающим уширение линии излучения, является эффект Доплера. Уширение это относительно невелико и при такой линии можно получить генерацию на одной продольной моде, т. е. одночастотную генерацию при хотя и малой, но физически вполне реализуемой длине резонатора  $l \leq 15$  см. (формула (10.21)).

Гелий-неоновый лазер является наиболее представительным примером газовых лазеров. В его излучении отчетливо проявляются все характерные свойства этих лазеров, в частности лэмбовский провал, обсуждавшийся в лекции одиннадцатой. Ширина этого провала близка к ширине одной из тех однородно уширенных линий, совокупность которых образует неоднородно уширенную доплеровскую линию. В случае гелий-неонового лазера такой однородной шириной является естественная ширина  $\Delta\nu_0$ . Так как  $\Delta\nu_0 \ll \Delta\nu_d$ , то положение лэмбовского провала (см. рис. 11.6) очень точно показывает положение центра линии рабочего перехода. Кривая, представленная на рис. 11.6, для лэмбовского провала экспериментально получается путем плавного изменения длины резонатора одномодового лазера. Следовательно, положение минимума провала может быть использовано при соответствующей обратной связи, управляющей длиной резонатора, для стабилизации частоты генерации лазера. Так получена относительная стабильность и воспроизводимость частоты, равная  $10^{-9}$ . Отметим, однако, что более высокая стабильность ( $10^{-12}$ — $10^{-13}$ ) достигается, когда провал выжигается не в линии усиления активной среды, а в линии поглощения резонансного газа. Для линии генерации  $3s_2 \rightarrow 3p_4$  (3,39 мкм) таким газом является метан.

Подчеркнув в заключение, что существует целый ряд газовых лазеров на нейтральных атомах, в том числе на атомах благородных газов, отметим, что промышленность выпускает гелий-неоновые лазеры в широком ассортименте.

## **Лекция четырнадцатая. ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ. ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ**

*Аргоновый лазер. Схема уровней. Двухступенчатое возбуждение. Зависимость от плотности тока разряда. Условие инверсии. Эффект перекачки газа в разряде. Параметры лазера. Гелий-кадмиевый лазер. Пеннинговский механизм ионизации и возбуждения. Схема уровней. Катафорез. Параметры лазера. К. п. д. газоразрядных лазеров. Самоограниченные переходы. К. п. д., энергия, мощность лазеров на самоограниченных переходах. Медный лазер, схема уровней, параметры лазера.*

Гелий-неоновый лазер, рассмотренный в предыдущей лекции, является выдающимся примером лазеров на нейтральных атомах. Среди ионных лазеров на благородных газах выделяется аргоновый лазер, обладающий наибольшей мощностью непрерывного излучения в видимом свете (до сотен ватт). Сочетание высоких выходных параметров с благоприятным расположением рабочих уровней энергии, обеспечивающих генерацию в сине-зеленой области спектра, где приемники излучения наиболее чувствительны, обусловило применение этого лазера в целом ряде важных научных и технических областей. Эти области простираются от нелинейной оптики, исследований рассеяний света, биологических и медицинских исследований, диагностики плазмы до технологической обработки типа подгонки резисторов и скрайбирования микросхем. Одним из важнейших применений аргоновых лазеров является накачка лазеров на красителях, которые будут обсуждены в одной из последующих лекций.

Переходя к существу дела, следует прежде всего отметить, что лазеры, работающие на переходах между возбужденными уровнями ионов благородных газов, характеризуются весьма высокими плотностями тока, требуемыми для достижения порога генерации, что связано с необходимостью поддерживать достаточно высокую степень ионизации газа. Дело в том, что в ионном газовом лазере верхний лазерный уровень заселяется в результате двух последовательных столкновений атома с электронами разряда. Первое столкновение ионизует атом, второе — возбуждает ион. Следовательно, создание инверсии является двухступенчатым процессом, эффективность каждого из которых пропорциональна току разряда. Значит, в целом эффективность возбуждения по крайней мере пропорциональна квадрату тока разряда, что требует высокой плотности тока для достижения сколько-нибудь заметной инверсии. Для аргоновых лазеров характерны плотности тока в сотни, для больших интенсивностей в тысячи ампер на квадратный сантиметр.

В ионных лазерах на благородных газах энергетические затраты значительны, к. п. д. мал, следовательно, велико паразитное энерговыделение, что приводит к термическим и эрозионным разрушениям разрядных трубок и т. п. С другой стороны, эти

лазеры имеют то преимущество, что инертные газы относительно дешевы, легко могут быть получены в чистом виде, не реагируют с катодами, геттерами, стенками и т. д., не токсичны; эти газы не надо греть, чтобы получить желаемую плотность. Их спектр хорошо изучен.

Упрощенная схема уровней для аргонового ионного лазера приведена на рис. 14.1. Так как все лазерные линии аргонового непрерывного лазера принадлежат к переходам между конфигурациями  $4p$  и  $4s$ , то все уровни каждой из этих конфигураций представлены на рис. 14.1 одной линией. Как уже говорилось, возбуждение верхних лазерных уровней  $Ar^+$  происходит ступенчато:

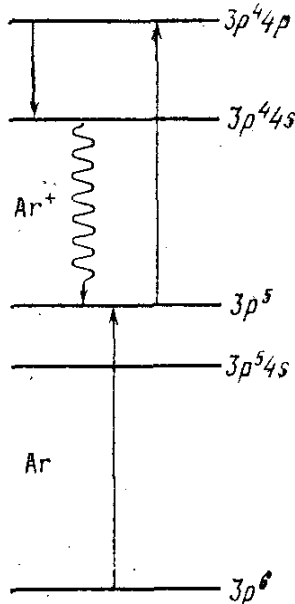
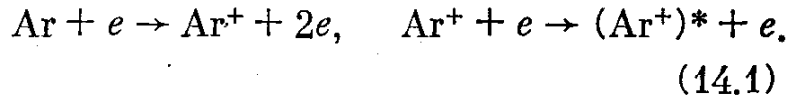


Рис. 14.1. Схема лазерных уровней энергии аргона: прямые стрелки вверх — ионизация и возбуждение, прямая стрелка вниз — излучение, волнистая стрелка — излучательное опустошение нижнего лазерного уровня.



Другими словами, возбуждение уровней  $4p$ -конфигурации происходит из основного состояния  $3p^5$  иона  $Ar^+$ . Как видно из рис. 14.1, возбуждение непосредственно из основного состояния  $3p^6$  атомов Ar требует больших энергий. Кроме того, механизм (14.1) подтверждается зависимостью спонтанного излучения лазерных уровней иона  $Ar^+$  от плотности тока. Несомненно, возможны и другие механизмы — например, излучательные каскадные переходы с более высоких уровней иона  $Ar^+$  или передача возбуждения при столкновениях с подходящими по энергии метастабильными уровнями иона. Однако процесс (14.1) оказывается не только наиболее простым, но и дающим в общих чертах верную картину возбуждения верхних лазерных уровней конфигурации  $3p^4 p$  иона  $Ar^+$ . Обозначим плотность числа частиц на этих уровнях символом  $N$ , плотность числа ионов в

основном состоянии  $3p^5$  символом  $N_i$ , а электронную плотность символом  $N_e$ . В целом плазма разряда электронейтральна, т. е.  $N_e \approx N_i$ . Тогда скорость накачки верхних лазерных уровней в процессе (14.1)

$$\Lambda = dN/dt \propto N_e N_i \approx N_e^2. \quad (14.2)$$

В стационарном разряде плотность электронов пропорциональна плотности тока разряда:  $N_e \propto J$ . Следовательно,  $\Lambda \propto J^2$ . Скорость накачки в стационарных условиях определяет мощность генерации (см. формулу (6.57)). Более тщательное рассмотрение, развиваемое на основе этих простых соображений, приводит к закону подобия для аргоновых лазеров в виде

$$P/V = 10^{-5} J^2, \quad (14.3)$$

где  $P/V$  — суммарная объемная плотность выходной мощности [Вт/см<sup>3</sup>] генерации  $Ag^+$ -лазера во всех модах и на всех линиях сине-зеленой области спектра в непрерывном режиме и  $J$  — плотность разрядного тока [А/см<sup>2</sup>]. Соотношение (14.3) довольно хорошо согласуется с экспериментом.

Итак, можно считать, что в активной среде аргонового лазера при соударении нейтральных атомов с электронами сначала образуются возбужденные нейтральные атомы и ионы в основном состоянии. Затем при столкновениях с электронами ионов, находящихся в основном состоянии, образуются возбужденные ионы. Но при рассмотрении любой схемы образования инверсии всегда встают вопросы не только о том, как осуществляется накачка на верхний уровень, но и о том, как обеспечивается опустошение нижнего уровня.

Оказалось, что для ионов  $Ag^+$  нижние лазерные уровни конфигурации  $3p^44s$  опустошаются вследствие вакуумного УФ излучения на волне около 72 нм (см. рис. 14.1). Радиационное (спонтанное) время жизни нижних уровней ( $10^{-9}$  с) много меньше, чем верхних ( $10^{-8}$  с). Такое соотношение времен релаксации обеспечивает выполнение условия инверсии (3.2). Действительно, скоростные уравнения типа (13.3) или (13.6), (13.7) в рассматриваемом случае могут быть в пренебрежении индуцированными переходами представлены в виде

$$dn_2/dt = K_2 N_e n - n_2/\tau_2, \quad (14.4)$$

$$dn_1/dt = K_1 N_e n - n_1/\tau_1, \quad (14.5)$$

$$n + n_1 + n_2 = N, \quad (14.6)$$

где (см. рис. 14.1)  $n_2$  — плотность частиц в конфигурации  $3p^44p$  (верхний лазерный уровень),  $n_1$  — в конфигурации  $3p^44s$  (нижний лазерный уровень),  $n$  — в конфигурации  $3p^5$  (основное состояние иона),  $\tau_2$  и  $\tau_1$  — соответствующие времена жизни,  $N$  — плотность общего числа ионов,  $N_e$  — плотность электронов,  $K_1$  и  $K_2$  — константы скоростей возбуждения состояний  $4s$  и  $4p$  соответственно. В стационарных условиях, соответствующих непрерывному режиму,  $dn_2/dt = dn_1/dt = 0$ . Тогда стационарная инверсия, определяющая коэффициент усиления слабого сигнала, составляет

$$n_2 - n_1 = \frac{(K_2\tau_2 - K_1\tau_1)NN_e}{1 + (K_2\tau_2 + K_1\tau_1)N_e}. \quad (14.7)$$

Очевидно, что условием инверсии является выполнение неравенства  $K_2\tau_2 > K_1\tau_1$  или, при не очень сильно различающихся скоростях возбуждения электронным ударом верхних и нижних лазерных уровней, требование

$$\tau_2 > \tau_1, \quad (14.8)$$

носящее довольно общий характер.

Целесообразно выделить частные случаи. При  $K\tau N_e \gg 1$

$$n_2 - n_1 = \frac{K_2\tau_2 - K_1\tau_1}{K_2\tau_2 + K_1\tau_1} N, \quad (14.9)$$

что ввиду пропорциональности  $N \propto N_e$  противоречит опытным данным (14.3). В противоположном частном случае ( $K\tau N_e \ll 1$ )

$$n_2 - n_1 = (K_2\tau_2 - K_1\tau_1)NN_e \propto J^2, \quad (14.10)$$

что хорошо соответствует наблюдаемому экспериментально.

Инверсия получена более чем на 10 линиях. Из них наиболее интенсивны зеленый луч 514,5 нм и синий луч 488,0 нм. Схема уровней, изображенная на рис. 14.1, дает ясное представление о возможном к. п. д. По схеме к. п. д.  $< 7\%$ , в реальности — много меньше.

Капиллярный разряд, применяемый для получения генерации в аргоновых лазерах, по своим свойствам занимает промежуточное место между тлеющим разрядом и сильноионизованной дугой, ближе к дуге. Разряд происходит при низком давлении. Оптимальное в смысле генерации давление составляет 0,25—0,5 Торр. Как неоднократно подчеркивалось выше, для поддержания высокой степени ионизации и высокой температуры электронов нужны высокие плотности токов.

Существенно важной особенностью аргоновых лазеров, как, впрочем, и всех ионных лазеров на благородных газах, является быстрый рост выходной мощности с током разряда (см. формулы (14.3) и (14.10)). Это связано с тем, что насыщение механизма создания инверсии (14.7) может происходить при плотностях тока разряда, значительно превышающих реально достижимые.

Высокие плотности тока приводят к тяжелой тепловой нагрузке на стенки лазерной трубки, подвергаемые к тому же интенсивной ионной бомбардировке. Технологические проблемы создания газоразрядных трубок и электродов аргоновых лазеров очень серьезны. Отметим, что измерения доплеровской ширины линии, оказавшейся равной примерно 3500 МГц, свидетельствуют о температуре ионов в 3000 К, что делает эффективной эрозию ими материалов разрядной трубки и электродов.

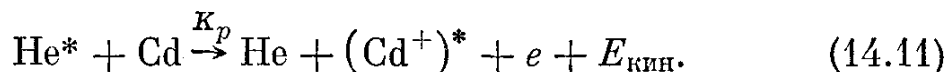
Высокая удельная тепловая нагрузка приводит к необходимости форсированного охлаждения лазера проточной водой. При этом существенной является теплопроводность стенок разрядной трубки. Наилучшим материалом является бериллиевая керамика ( $\text{BeO}$ ). Возможна также конструкция, являющаяся последовательностью металлических и диэлектрических шайб.

Интересной особенностью аргоновых лазеров является возникновение в их газоразрядном канале из-за большой плотности тока эффекта перекачки ионов  $\text{Ar}^+$  от анода к катоду, что приводит к появлению продольных градиентов давления и прекращению разряда. Для предотвращения этого эффекта газоразрядная трубка снабжается обводным каналом, обеспечивающим обратную циркуляцию газа. Для того чтобы в обводном канале не горел разряд, его длина делается больше, а диаметр меньше, чем у лазерной трубки.

Наибольшее распространение получили аргонные лазеры непрерывного действия с суммарной мощностью генерации 5—15 Вт во всех линиях. Для выделения требуемых линий применяются дисперсионные резонаторы, хотя эффекты конкуренции различных линий генерации в отличие от гелий-неонового лазера малы или совсем отсутствуют. Наибольшие мощности генерации аргонного лазера в непрерывном режиме достигают нескольких сотен ватт.

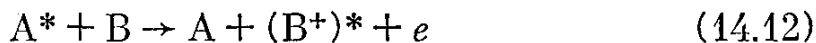
Отметим в заключение, что при тех же условиях разряда происходит образование ионов  $\text{Ar}^{++}$ , излучение которых попадает в УФ диапазон. В непрерывном режиме наиболее интенсивны линии генерации 363,8 и 351,1 нм. Их мощности обычно достигают единиц ватт.

Среди ионных лазеров заметное место занимают лазеры на парах металлов. Из них наибольшее распространение получил гелий-кадмиевый лазер, в основе принципа действия которого лежит столкновительная передача энергии возбуждения от метастабильного атома гелия в состоянии  $2^3S_1$  атому кадмия, сопровождающаяся ионизацией этого атома и возбуждением иона. Этот процесс, называемый пеннинговской ионизацией, происходит по схеме



Константа скорости пеннинговской ионизации  $K_p = \langle \sigma_p v \rangle$  определяется сечением  $\sigma_p$ , которое в рассматриваемом случае ( $\sigma_p = 6,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ ) превышает газокинетическое сечение.

Процесс типа



возможен только в случае, когда энергия возбуждения атома  $A^*$  превосходит энергию ионизации и последующего возбуждения иона  $B^+$ . Процесс наиболее эффективен, если возбужденное состояние  $A^*$  метастабильно.

В общих чертах процесс (14.11) подобен обсуждавшемуся ранее применительно к гелий-неоновому лазеру процессу (13.8). В отличие от гелий-неонового лазера в случае гелий-кадмиевого лазера точный резонанс возбужденных состояний  $\text{He}^*$  и  $(\text{Cd}^+)^*$  не нужен, так как избыток энергии уносится электроном, что характерно для пеннинговской ионизации.

Важность накопления энергии возбуждения метастабильными состояниями атома гелия и процесса передачи этой энергии кадмию отражены в названии рассматриваемого лазера — гелий-кадмиевый. Для сокращения записи этот лазер часто называют кадмиевым.

Схема уровней энергии гелий-кадмиевого лазера довольно проста (рис. 14.2). Она соответствует одному внешнему электрону над замкнутой оболочкой. Метастабильные возбужденные в



разряде состояния гелия  $2^1S_0$  и  $2^3S_1$  могут возбуждать состояния иона  $Cd^+$   $^2D_{3/2, 5/2}$ ,  $^2D_{5/2}$ ,  $^2P_{3/2}$ ,  $^2P_{1/2}$ . Хотя в пеннинговском процессе резонанс неважен, все же наиболее эффективно возбуждение передается в процессе с наименьшим дефицитом энергии, т. е. из состояния  $2^3S_1$  в состояние  $^2D_{3/2, 5/2}$ . Однако инверсная заселенность возникает и удерживается в непрерывном режиме в соответствии с формулой (14.8) благодаря существенно более быстрому распаду нижних ( $P$ ) уровней по сравнению с верхними ( $D$ ) уровнями. Радиационное время жизни  $D$ -состояний составляет примерно  $10^{-7}$  с, а  $P$ -состояний —  $10^{-9}$  с. Пленения излучения на

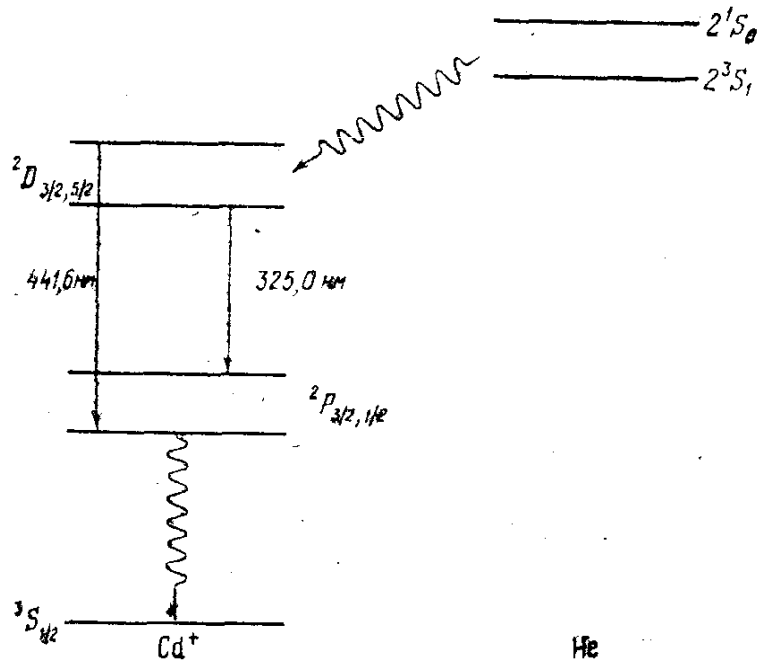


Рис. 14.2. Схема рабочих уровней гелий-кадмиевого лазера: волнистая стрелка вниз — излучательное опустошение нижнего лазерного уровня, наклонная волнистая стрелка — передача энергии возбуждения от гелия к кадмию.

переходе нижний лазерный уровень — основное состояние иона; не происходит из-за малой концентрации ионов  $Cd^+$ .

Итак, гелий-кадмиевый лазер подобен гелий-неоновому лазеру по механизму возбуждения верхних лазерных уровней, а аргонному лазеру — по механизму опустошения нижних лазерных уровней. Сравнение схем уровней энергии этих трех лазеров (см. рис. 13.3, 14.1 и 14.2) позволяет продолжить сопоставление рассматриваемых газовых лазеров непрерывного действия. Линии генерации гелий-кадмиевого лазера 325,0 и 441,6 нм соответствуют переходам, стартующим с различных уровней. Поэтому в гелий-кадмиевом лазере отсутствует характерная для гелий-неонового лазера конкуренция линий генерации 3,39 и 0,63 мкм. Пеннинговский процесс образования и возбуждения ионов кадмия является одноступенчатым. Поэтому скорость накачки активной среды кадмиевого лазера пропорциональна плотности тока разря-

да, а не ее квадрату, как в аргоновом лазере, что приводит к существенно меньшим плотностям тока и мощности, рассеиваемой на единицу длины разрядной трубки.

Интерес к гелий-кадмиевому лазеру обусловлен тем, что этот лазер представляет собой надежный, с низким порогом возбуждения источник непрерывного когерентного света в синей (441,6 нм) и УФ (325,0 нм) областях спектра. Мощности излучения в несколько десятков милливатт соответствует источник питания в несколько сотен ватт, при этом лазер не требует водяного охлаждения, что сильно облегчает использование лазера в физическом эксперименте. Из областей применения гелий-кадмиевого лазера целесообразно указать связанные непосредственно с коротковолновостью его излучения. Это — лазерная фотохимия и исследования разного рода молекулярных рассеяний света типа комбинационного, рэлеевского и мандельштам-бриллюэновского, интенсивность которых пропорциональна  $1/\lambda^4$ . Отметим также высокую монохроматичность излучения этого лазера. Низкий порог возбуждения приводит к тому, что сильного перегрева активной среды нет, и доплеровская ширина линии генерации составляет 1—1,5 ГГц. Поэтому в спектре генерации хорошо видно изотопическое расщепление линий кадмия. Применение только одного изотопа  $^{114}\text{Cd}$  дает очень узкую линию генерации. Поэтому в гелий-кадмиевом лазере легко получается одночастотный и одномодовый режим.

В парах металлов открыто много лазерных переходов, однако во многих случаях проблемы, связанные с поддержанием однородного распределения паров соответствующих металлов в разряде, делают создание реальных лазеров трудным. В случае кадмия эту проблему удалось решить, используя катафорез ионов  $\text{Cd}^+$  в газоразрядной трубке лазера. Катафорезом называется направленное движение ионов в газовом разряде постоянного тока под действием внешнего электрического поля. В двухфазной системе катафорез приводит к преимущественному потоку компоненты с меньшим потенциалом ионизации к катоду. В трубках большого диаметра обратная диффузия компенсирует эффект катафореза и препятствует созданию больших градиентов концентрации. Но в трубках малого диаметра, характерных для лазеров, диффузия слабее катафореза. В результате может возникнуть большой градиент концентрации, а тогда только в малой части длины разряда будет хорошая для лазера смесь.

Задача решена непрерывной подпиткой кадмия в разряд около анодного конца трубки. Катафорез при этом используется для того, чтобы прогонять ионы кадмия через всю систему от анода к катоду с контролируемой скоростью. Кадмий удаляется из газовой фазы путем конденсации на холодных стенках расширенной секции лазерной трубки непосредственно перед катодом (рис. 14.3). Разряд поддерживает капилляр при температуре, достаточно высокой для того, чтобы без подогревателей или какой-

либо дополнительной теплоизоляции предохранять стенки капилляра от конденсации кадмия. Давление гелия в системе достаточно высоко для того, чтобы предотвратить диффузию кадмия к герметизирующим окнам кюветы. Заметим, что этот прием широко используется в газовых лазерах для изоляции оптических элементов лазерной трубки от конденсации на них высокотемпературных паров.

Схеме, представленной на рис. 14.3, соответствуют обычно следующие параметры. Длина разрядной трубки 1—1,5 м, диаметр 2—2,5 мм, давление гелия несколько торр. Вначале зажигается тлеющий разряд в гелии, затем чаша, содержащая кадмий, нагревается до температуры 230—250 °С, при токе разряда

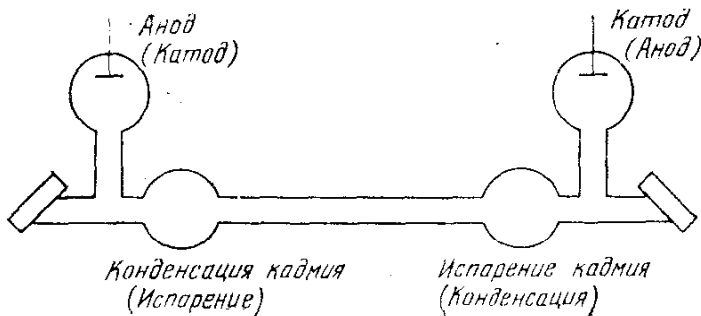


Рис. 14.3. Схема газоразрядной трубки гелий-кадмиевого лазера.

100 мА массовый поток кадмия составляет  $(1—1,5) \cdot 10^{-3}$  г/ч, при этом давление паров кадмия составляет  $(3—4) \cdot 10^{-3}$  Торр. При напряжении 4,5 кВ и токе 0,1 А энерговыделение на единицу длины газоразрядной трубки составляет около 3 Вт/см, что позволяет применять простое воздушное охлаждение и обычные стеклянные трубки. Всем этим данным соответствует выходная мощность 100—200 мВт на волне 325,0 нм при оптимальной прозрачности выходного зеркала 5—7%.

Конструкция, показанная на рис. 14.3, позволяет после полного испарения кадмия из исходной чаши поменять местами катод и анод и пачать испарение кадмия, сконденсированного в охлаждаемой до того чаше.

В заключение подчеркнем различие в проявлениях направленного движения ионов активной среды в аргоновом и гелий-кадмиевом лазерах.

Обратимся теперь к вопросу о к. п. д. газоразрядных лазеров. Эту величину можно представить в виде

$$\eta = \eta_n h\nu / E_v, \quad (14.13)$$

где  $\eta_n$  — эффективность действия накачки, точнее, в случае газоразрядных лазеров та доля энергии накачки, вводимой в разряд, которая тратится на возбуждение верхнего лазерного уровня. Энергия этого уровня обозначена символом  $E_v$ .

Как мы знаем, условия инверсии в непрерывном режиме требуют быстрого распада нижнего лазерного уровня (см., например, (14.8)). Если использовать преимущественный столкновительный распад нижнего уровня не удастся, то остается только одна воз-

возможность — спонтанный распад. Это означает, что нижний уровень должен быть расположен высоко. Тогда отношение  $h\nu/E_v$ , имеющее смысл предельного к. п. д. лазерного перехода, мало. Действительно, в газоразрядных лазерах непрерывного действия на атомах или ионах используются высокорасположенные уровни ( $E_v \approx 10 - 20$  эВ). Обычно  $h\nu/E_v < 0,1$ . Кроме того, высокое расположение рабочих уровней отрицательно сказывается на эффективности их возбуждения. Основная доля энергии в типичном разряде атомарного газа идет на ионизацию и возбуждение низколежащих уровней. В результате к. п. д. таких лазеров не превышает  $10^{-3} - 10^{-4}$ , что и наблюдается, в частности, для уже рассмотренных нами лазеров.

Заметим, что вовлечение в режим лазерной генерации низколежащих колебательных уровней молекул приводит к высоким значениям  $\eta$ , но этот материал будет обсуждаться позднее, в лекциях, посвященных рассмотрению молекулярных газовых лазеров.

Для атомных систем возможно, однако, радикальное решение проблемы к. п. д., сводящееся к переходу от непрерывного к существенно импульсному режиму работы. Дело в том, что при газовом разряде в атомной системе в большинстве случаев основная доля энергии разряда идет на возбуждение первого резонансного уровня атома. Этот уровень обладает наибольшим сечением возбуждения при соударениях с электронами. Методы вычисления сечений возбуждения электронным ударом тех или иных состояний многоэлектронных атомов развиты слабо. Известно, однако, что наибольшими сечениями обладают уровни, соответствующие наиболее хорошо разрешенным электродипольным переходам в основное состояние. Именно поэтому первый резонансный уровень возбуждается наиболее легко. Поэтому такой уровень хорошо использовать как верхний уровень лазерного перехода. Тогда нижним уровнем может быть в атомной системе (нейтральные атомы, свободные ионы) только метастабильный уровень, расположенный обычно ниже первого резонансного. В силу изложенного запрещенный переход возбуждается электронами хуже разрешенного. Следовательно, в процессе возбуждения возникает инверсия, существующая, по крайней мере, какое-то время после выключения возбуждения. Если инверсия достаточно велика и порог самовозбуждения лазера сильно перевыполнен, то возникает генерация, излучение которой сбрасывает частицы с верхнего уровня на нижний, что приводит в конечном счете к исчезновению инверсии и прекращению генерации. По прекращении генерации инверсия восстанавливается не мгновенно, так как нижний лазерный уровень продолжает оставаться заселенным практически в течение своего времени жизни, которое относительно велико.

Следовательно, условия стационарной инверсии (14.7) или (14.8) нарушены, генерация носит импульсный характер, а частоту

та следования импульсов не может превышать величину, обратную времени жизни нижнего уровня.

В силу вышеизложенного импульсная генерация на переходах, оканчивающихся на метастабильных уровнях, называется самоограниченной или генерацией на самоограниченных переходах.

Анализ работы лазера на самоограниченных переходах может быть сделан с помощью уравнений типа (14.4)–(14.6), дополненных членами, учитывающими сброс инверсии излучением. Учет индуцированных переходов  $(n_2 - n_1)W_{21}$  и  $(n_1 - n_2)W_{12}$  в уравнениях (14.4) и (14.5) делает эти уравнения нелинейными, так как вероятность индуцированных переходов определяется плотностью поля излучения, которая, в свою очередь, определяется числом излучающих частиц. Ситуация становится в значительной мере подобной той, которая возникает при резком включении добротности резонатора в методе модуляции добротности (см. лекцию одиннадцатую).

Действительно, рассмотрим упрощенную схему. В отсутствие излучения уравнения (14.4)–(14.6) описывают кинетику заселения уровней энергии лазера на самоограниченных переходах, но только при условии

$$K_1 N_e \ll K_2 N_e, \quad \tau_1 \gg \tau_2. \quad (14.14)$$

Если принять для простоты, что  $\tau_1 = \infty$  и  $K_1 N_e = 0$ , то в отсутствие излучения  $dn_1/dt = 0$ . Следовательно,  $n_1 = \text{const}$ . Так как в оптическом диапазоне можно считать  $n_1(0) = 0$ , то эта константа равна нулю. Тогда инверсия  $n_2 - n_1$  совпадает с числом частиц на верхнем уровне

$$n_2 = \frac{K_2 N_e}{K_2 N_e + 1/\tau_2} N (1 - \exp[-(K_2 N_e + 1/\tau_2) t]). \quad (14.15)$$

Пусть накачка очень интенсивна ( $K_2 N_e \gg 1/\tau_2$ ), тогда за очень короткое время  $1/K_2 N_e$ , много меньшее достаточно короткого времени жизни резонансного уровня  $\tau_2$  ( $\tau_2 \gg 1/K_2 N_e$ ), произойдет резкое включение глубокой инверсии по закону

$$n_2 = N (1 - e^{-K_2 N_e t}). \quad (14.16)$$

Если это включение произошло в стационарном резонаторе с добротностью  $Q$ , то дальнейшее развитие импульса излучения в резонаторе происходит таким же образом, что и при стационарной инверсии  $n_2$  и резком включении добротности  $Q$ .

Режим включения инверсии принято называть включением усиления. Его анализ требует решения нелинейных уравнений типа (11.14) и (11.15). При этом все выводы, сформулированные в лекции одиннадцатой применительно к режиму модулированной добротности, справедливы и в рассматриваемом случае.

За время импульса при глубокой инверсии излучается энергия порядка

$$W_{\text{имп}} = n_2 h\nu / 2. \quad (14.17)$$

Пиковая мощность определяется характерным временем жизни фотона в резонаторе  $\tau_\phi = Q/\omega$  (см. формулу (7.17)):

$$P_{\text{имп}} = n_2 h\nu / 2\tau_\phi. \quad (14.18)$$

Нарастание интенсивности излучения в импульсе генерации происходит со скоростью, большей  $1/\tau_\phi$ , спадание — со скоростью порядка  $1/\tau_\phi$ . В соответствии с (6.2) и (7.17) величина  $\tau_\phi$  может быть оценена выражением

$$\tau_\phi = \frac{l/c}{1-R}, \quad (14.19)$$

что при больших коэффициентах усиления и, следовательно, малых  $R$  дает для  $l = 10 - 100$  см значение  $\tau_\phi = 0,3 - 3$  нс как оценку снизу.

Вернемся теперь к вопросу о к. п. д. газоразрядных лазеров. Для импульсного режима формула (14.13) несправедлива. Как мы знаем, после включения инверсии индуцированное излучение идет до тех пор, пока не выровняются населенности. Часть населенности верхнего уровня не используется. В отсутствие вырождения эта часть составляет  $1/2$  — значение, использованное при приведенных выше оценках. При наличии вырождения эта часть зависит от соотношения статистических весов верхнего и нижнего уровней  $g_v$  и  $g_n$  и составляет  $g_n/(g_n + g_v)$ . В результате к. п. д. лазера на самоограниченных переходах записывается в виде

$$\eta = \eta_n \frac{h\nu}{E_v} \frac{g_n}{g_n + g_v} = \eta_n \eta_{\text{пр}}, \quad (14.20)$$

где

$$\eta_{\text{пр}} = \frac{g_n}{g_n + g_v} \frac{h\nu}{E_v} \quad (14.21)$$

есть предельный к. п. д. перехода, достигаемый тогда, когда вся энергия тратится на возбуждение верхнего уровня энергии  $E_v$ . По существу,  $\eta_{\text{пр}}$  является лазерной характеристикой перехода. Множитель  $g_n/(g_n + g_v)$  обычно заключен в пределах  $1/3 - 2/3$ . Отношение  $h\nu/E_v$  для атомов с невысоким нижним уровнем может составлять  $0,5 - 0,7$ . Следовательно, можно надеяться найти такие переходы, для которых  $\eta_{\text{пр}} = 0,3 - 0,5$ . Сложнее оценить величину  $\eta_n$ . Эксперимент свидетельствует о возможности получения с учетом энергозатрат на создание плазмы значения  $\eta_n = 0,3 - 0,5$ . В результате полный к. п. д. может составлять  $10 - 20\%$ , что явилось бы очень высоким достижением.

Оценим теперь энергетические возможности лазера на самоограниченных переходах. Сечение возбуждения резонансного уровня  $\sigma = 10^{-16} \text{ см}^2$  при плотности числа электронов  $N_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и их относительной скорости  $v = 10^8 \text{ см/с}$  соответствует скорости возбуждения  $K_2 N_e = 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Следовательно, за время, примерно равное 10 нс, устанавливается инверсия  $n_2 = N$ . При плотности числа частиц  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует парциальному давлению в несколько десятых долей торра, инверсия достигает значения  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Тогда в средней части видимого диапазона за один импульс в соответствии с (14.17) может излучаться энергия 2 Дж/л. При  $1 - R = 0,3$  и резонаторе длиной примерно 1 м по (14.19) длительность импульса генерации должна составить примерно 10 нс, а пиковая мощность по (14.18) — 200 МВт/л.

Приведенные выше оценки свидетельствуют о целесообразности разработки обсуждаемых сейчас лазеров.

Существует много металлов,  $\eta_{\text{пр}}$  которых достаточно велико. Наибольшим значением обладает зеленая линия таллия:  $\eta_{\text{пр}} = 47\%$ ,  $\lambda = 535,0 \text{ нм}$ . Несколько меньше значения  $\eta_{\text{пр}}$  у свинца, золота, меди. На сегодня медный лазер оказался наилучшим как в смысле к. п. д., так и средней мощности в импульсно-периодическом режиме.

На рис. 14.4 приведена схема уровней атома меди. Два близко расположенных уровня  ${}^2P_{3/2}$  и  ${}^2P_{1/2}$  эффективно возбуждаются электронным ударом. Сечения возбуждения в точности не из-

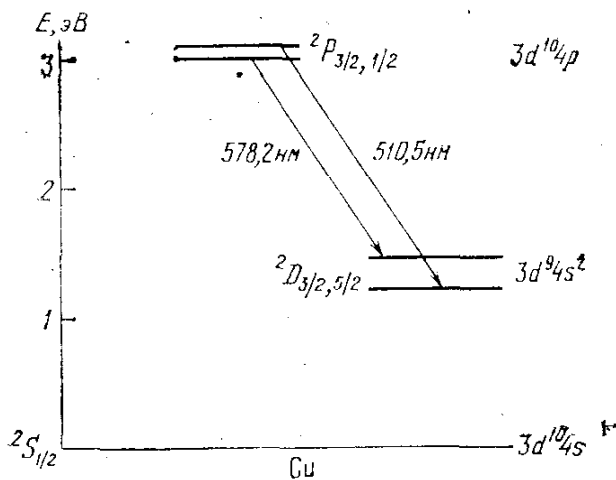


Рис. 14.4. Схема рабочих уровней медного лазера. Справа указаны соответствующие электронные конфигурации.

вестны. Оценки дают значения  $9,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  для  ${}^2P_{3/2}$  и  $4,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  для  ${}^2P_{1/2}$ , что выше, чем у всех подобных металлов. Генерация наблюдается на переходах с этих уровней на метастабильные уровни  ${}^2D_{3/2}$  и  ${}^2D_{5/2}$ . Наличие только двух линий генерации объясняется конкуренцией.

Времена жизни верхних уровней довольно велики в силу пленения излучения и составляют в реальных условиях около 800 и 400 нс, что сильно облегчает требования к источнику импульсного питания. Генерация получена при температуре  $1500^\circ \text{C}$  (давление паров меди 0,4 Торр, плотность  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Равновесная

Больцмановская населенность уровня  ${}^2D_{5/2}$  ( $11\,203\text{ см}^{-1}$ ) составляет при этой температуре около  $5 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-3}$ . Мощность генерации на зеленой линии (510,5 нм) намного больше, чем на желтой (578,2 нм). Длительность импульсов генерации составляет 5—10 нс, пиковая мощность 200 кВт. При частоте следования 20 кГц достигнута средняя мощность 40—50 Вт, к. п. д. 1%. Эти данные соответствуют температуре 1600—1700 °С, длине разрядной трубки 80—100 см, диаметру 15—25 мм.

Экспериментально показана возможность повышения частоты следования импульсов разряда до 100 кГц. Этому соответствует время жизни нижнего уровня 10 мкс.

К. п. д. может быть улучшен при точном согласовании длительности импульса разрядного тока с временем создания и существования инверсии. Перспективен также переход от продольного к поперечному разряду.

Существенную проблему представляет высокотемпературный режим разрядной трубки лазера. Применяются алюминиевая и бериллиевая керамики на основе  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{BeO}$ . Для предохранения от вылета горячего рабочего газа на окна лазерной кюветы и ее стенки в холодной части, а также для обеспечения разрядного канала в области от холодных электродов до горячего газа применяется буферный газ при давлении несколько торр неона или гелия.

Испарение металлической меди может быть заменено диссоциацией летучих медьсодержащих молекул, взрывом медных проволочек и т. п. Вопрос о применимости всех этих методов создания паров тугоплавких металлов требует специального рассмотрения применительно к конкретной задаче.

В заключение отметим, что медный лазер с высокой частотой повторения импульсов генерации является в настоящее время наилучшим источником лазерного излучения в зеленой области спектра.

### *Лекция пятнадцатая. CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРЫ*

*Молекулярные лазеры. Требования к рабочему веществу мощных газовых лазеров с высоким к. п. д. Колебательные спектры молекул. P-, Q-, R-ветви. Нормальные колебания многоатомных молекул. CO<sub>2</sub>-лазер, общие сведения. Молекула CO<sub>2</sub>. Механизм инверсии. Роль азота и гелия. Лазеры с продольной прокачкой. Отпаянные лазеры.*

Большое место среди газовых лазеров занимают молекулярные лазеры, т. е. лазеры, активной средой которых являются молекулярные газы. Прежде всего, это связано с тем, что многие, даже весьма тугоплавкие элементы, упругость паров которых в обычных условиях исчезающе мала, образуют устойчивые летучие соединения. Молекулярных газов много. Только инертные (бла-



городные) газы являются устойчивыми атомарными газами, состоящими из химически неактивных атомов. Атомарных газов мало.

Молекулярные спектры существенно более сложны по сравнению с атомными спектрами. Эта сложность определяется тем, что движение в молекулах носит более сложный характер, чем в атомах. Наряду с движением электронов относительно ядер атомов, составляющих молекулу, происходит колебательное движение самих ядер около их положений равновесия и вращательное движение всей молекулы как целого. В микромире каждое ограниченное движение квантуется. Поэтому со всеми этими видами движения связаны некие вполне определенные уровни энергии. Переходы между ними дают в видимой и УФ областях полосатые электронные спектры, в ИК области — полосатые колебательные спектры, в далекой ИК и в микроволновых областях — линейчатые вращательные спектры.

Богатые спектральные возможности молекулярных систем облегчают выбор уровней энергии, подходящих для создания активной среды, многообразии внутренних движений в молекулах облегчает выбор канала релаксации, необходимого для поддержания инверсии.

На этом этапе нашего изложения можно сформулировать ряд общих требований к рабочему веществу мощных газовых лазеров с высоким к. п. д. По существу эти требования являются обобщением того, что нам уже известно о газовых лазерах.

Прежде всего, верхний рабочий уровень должен иметь сравнительно большое время жизни. Далее, для обеспечения непрерывного режима работы время жизни нижнего уровня должно быть мало. Но сколько-нибудь высокий к. п. д. может быть обеспечен, если нижний уровень расположен низко, но не слишком низко, чтобы не быть заселенным термически. Следовательно, короткое время жизни нижнего уровня не может быть радиационным. Если учесть возможность пленения излучения, то становится ясно, что радиационное расселение нижнего уровня вообще не должно привлекаться как механизм опустошения нижнего лазерного уровня, расположенного невысоко над основным состоянием. Значит, нижний уровень должен опустошаться столкновительно. Но столкновения эффективны тогда, когда передаваемая при столкновении энергия не превышает энергию теплового движения. Энергия нижнего лазерного уровня должна превышать энергию теплового движения. Следовательно, столкновительная релаксация должна расселять нижний лазерный уровень в несколько этапов, через несколько промежуточных уровней, релаксирующих, в свою очередь, столкновительно.

В целом именно молекулы наилучшим образом отвечают всем этим требованиям.

Прежде чем двинуться дальше, рассмотрим вкратце молекулярные спектры.

Итак, трем видам движения в молекуле — электронному, колебательному и вращательному — соответствуют три типа квантовых состояний и уровней энергии. Полная энергия молекулы  $E$  имеет определенное значение, соответствующее определенному электронно-колебательно-вращательному состоянию. С хорошей степенью приближения эта энергия может быть представлена как сумма квантованных значений энергии электронного, колебательного и вращательного движений:

$$E = E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вр}}. \quad (15.1)$$

Между значениями  $E_{\text{эл}}$ ,  $E_{\text{кол}}$ ,  $E_{\text{вр}}$  существует соотношение

$$E_{\text{эл}} : E_{\text{кол}} : E_{\text{вр}} = 1 : \sqrt{m/M} : m/M, \quad (15.2)$$

где  $m$  — масса покоя электрона,  $M$  — суммарная масса ядер атомов, составляющих молекулу. Обычно  $m/M = 10^{-3} - 10^{-5}$ , а  $E_{\text{эл}}$ , как известно, составляет величину порядка нескольких электрон-вольт, или, что эквивалентно, нескольких единиц  $10^4 \text{ см}^{-1}$ . Тогда  $E_{\text{кол}} \approx 10^{-1} - 10^{-2} \text{ эВ}$  ( $10^3 - 10^2 \text{ см}^{-1}$ ) и  $E_{\text{вр}} \approx 10^{-3} - 10^{-5} \text{ эВ}$  ( $10 - 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ ). Различный порядок величин  $E_{\text{эл}}$ ,  $E_{\text{кол}}$ ,  $E_{\text{вр}}$  связан с относительной медленностью вращения молекулы как целого и движения ядер в молекуле по сравнению с движением электронов, что обусловлено различием движущихся масс. Система уровней молекул состоит, таким образом, из совокупности далеко отстоящих электронных уровней, более близких колебательных уровней и еще более близких вращательных уровней. В каждом электронном состоянии возможны колебания, в каждом колебательном состоянии возможны вращения. Соответствующая энергия как малое возмущение приводит к расщеплению уровней энергии «старшего», т. е. обладающего существенно большей энергией, состояния. Именно это является причиной существования полосатых молекулярных уровней.

Ограничим пока наше рассмотрение молекулярными лазерами ИК диапазона. Им соответствуют колебательные, точнее — колебательно-вращательные спектры. Колебательные уровни энергии получают квантованием колебательной энергии, при этом в первом приближении колебания считаются гармоническими.

Двухатомная молекула, т. е. система с одной колебательной степенью свободы, рассматривается как линейный гармонический осциллятор, а многоатомная молекула — как колебательная система со многими степенями свободы, совершающая малые колебания. Число колебательных степеней свободы равно  $3N - 5$  в случае молекулы с линейной равновесной конфигурацией и  $3N - 6$  в случае нелинейной молекулы. Здесь  $N$  — число атомов в молекуле.

Наиболее прост случай двухатомной молекулы. Для малых гармонических колебаний, когда возвращающая сила носит упругий характер, т. е. пропорциональна отклонению от положения

равновесия, потенциальная кривая имеет форму параболы (рис. 15.1). Квантование в параболической потенциальной яме дает, как известно, равноотстоящие уровни энергии

$$E_{\text{кол}} = h\nu_0(V + 1/2), \quad (15.3)$$

где  $V$  — колебательное квантовое число, принимающее значения  $V = 0, 1, 2, \dots$ . При  $V = 0$  формула (15.3) дает энергию нулевых

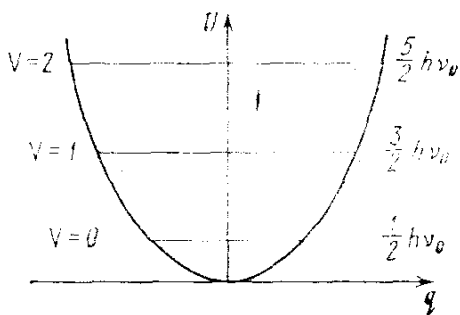


Рис. 15.1. Параболическая потенциальная кривая гармонических колебаний. Энергия  $U = kq^2/2$ , где  $k$  — коэффициент упругости связи,  $q$  — отклонение от положения равновесия.

колебаний  $h\nu_0/2$ . Для дипольных переходов выполняется строгое правило отбора

$$\Delta V = V' - V'' = \pm 1, \quad (15.4)$$

что дает энергию поглощаемого или испускаемого кванта  $h\nu = h\nu_0$ , как это показано на рис. 15.1. Значение частоты  $\nu_0$  совпадает с классической частотой малых упругих колебаний:

$$\nu_0 = \sqrt{k/M}, \quad (15.5)$$

где  $k$  — коэффициент упругости связи в молекуле, а  $M$  — приведенная масса молекулы.

Реальная потенциальная кривая близка к параболе только вблизи минимума, т. е. около равновесного положения ядер (рис. 15.2). При сильном отклонении от равновесия, т. е. при

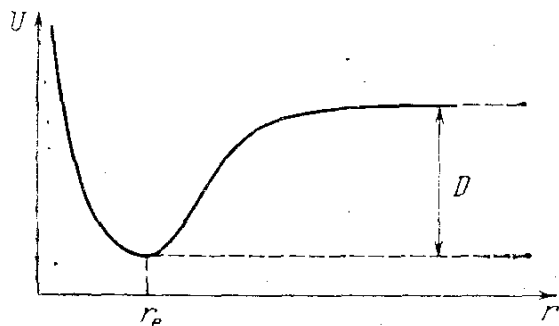


Рис. 15.2. Потенциальная кривая двухатомной молекулы:  $D$  — энергия диссоциации,  $r_e$  — равновесное расстояние между ядрами.

сильном возбуждении, эта потенциальная кривая значительно отличается от параболы, что обуславливает так называемый ангармонизм колебаний. Вследствие ангармонизма колебательные уровни энергии с ростом колебательного квантового числа  $V$  постепенно сближаются. Частоты переходов  $V = 1 \rightarrow V = 0$ ,  $V = 2 \rightarrow$

→  $V = 1$ ,  $V = 3 \rightarrow V = 2$  и т. д. перестают быть равными друг другу. В спектре испускания (поглощения) наряду с переходом основной частоты  $1 \leftrightarrow 0$  ( $\Delta V = \pm 1$ ) появляются обертоны: первый обертон  $2 \leftrightarrow 0$  ( $\Delta V = \pm 2$ ), второй обертон  $3 \leftrightarrow 0$  ( $\Delta V = 3$ ) и т. д., интенсивность которых, правда, резко падает с ростом  $\Delta V$ . Следовательно, при наличии ангармонизма формула (15.3) и правило отбора (15.4) несправедливы.

В первом приближении замена (15.3) двухчленом

$$E_{\text{кол}} = h\nu_0(V + 1/2) - \chi h\nu_0(V + 1/2)^2, \quad (15.6)$$

где константа ангармонизма  $\chi \ll 1$ , довольно хорошо описывает реальную ситуацию. Физически ангармонизм связан с диссоциацией молекулы. По мере увеличения амплитуды колебаний, что является классическим аналогом увеличения колебательного квантового числа  $V$ , упругость связи в молекуле падает. Молекула разрыхляется и разрушается. Крутизна правой ветви потенциальной кривой на рис. 15.2 падает. Ее горизонтальный участок соответствует инфинитному движению атомов по отношению друг к другу, т. е. диссоциации.

Легко связать константу ангармонизма  $\chi$  с энергией диссоциации  $D$ . Из (15.6) энергия кванта  $h\nu$  перехода с  $\Delta V = 1$  может быть получена в виде

$$h\nu = h\nu_0[1 - 2\chi(V + 1)]. \quad (15.7)$$

При подходе к порогу диссоциации колебательные уровни сгущаются, энергия кванта стремится к нулю. Это происходит при стремлении колебательного квантового числа  $V$  к значению

$$V_{\text{max}} = 1/2\chi - 1 \approx 1/2\chi. \quad (15.8)$$

Подставив это значение в выражение (15.6) для колебательной энергии ангармонического осциллятора, мы получаем максимально возможное значение колебательной энергии этого осциллятора

$$E_{\text{кол}}^{\text{max}} \approx h\nu_0(V_{\text{max}} - \chi V_{\text{max}}^2) = h\nu_0/4\chi. \quad (15.9)$$

По определению максимальная колебательная энергия ангармонического осциллятора равна энергии диссоциации соответствующей молекулы:  $E_{\text{кол}}^{\text{max}} = D$  (см. рис. 15.2). Следовательно,

$$\chi = h\nu_0/4D. \quad (15.10)$$

Обычно оценка энергии диссоциации по формуле (15.10) с помощью полученных спектроскопически по (15.7) значений  $\chi$  производится с точностью 10—30%. Подчеркнем, однако, что суть явления формула (15.10) отражает верно. Чем больше энергия диссоциации, т. е. чем прочнее молекула, тем точнее она описывается, по крайней мере на нижних уровнях, в приближении гармонического осциллятора.

Здесь надо вспомнить о том, что, кроме колебательной энергии, существует еще и энергия вращательная. Так как  $E_{\text{вр}} \ll E_{\text{кол}}$ ,

то вращения приводят к расщеплению колебательного уровня на вращательные подуровни. По существу, всегда в ИК спектре молекулы имеется колебательная полоса, обусловленная наличием вращательных уровней энергии. Эти последние находятся квантованием энергии вращения при приближенном рассмотрении молекулы как твердого тела с главными моментами инерции  $I_x \neq I_y \neq I_z$ .

Для двухатомной молекулы  $I_x = I_y = M\rho^2$ ,  $I_z = 0$  ( $z$  — ось молекулы), где  $M$  — приведенная масса, а  $\rho$  — расстояние между ядрами молекулы. Квантование дает

$$E_{\text{вр}} = BJ(J+1), \quad (15.11)$$

где  $J = 0, 1, 2, 3, \dots$  — вращательное квантовое число и  $B = \hbar^2/2I = \hbar^2/2M\rho^2$  — вращательная постоянная. Кратность вырождения вращательного уровня составляет  $2J+1$ . Все изложенное справедливо и для линейных многоатомных молекул при  $I = \sum m_i r_i^2$ .

Вращательная структура колебательной полосы определяется изменением вращательной энергии при колебательном переходе

$$E'_{\text{вр}} - E''_{\text{вр}} = B'J'(J'+1) - B''J''(J''+1). \quad (15.12)$$

Для дипольных переходов выполняется строгое правило отбора:

$$\Delta J = J' - J'' = 0, \pm 1, \quad (15.13)$$

что дает так называемые  $P$ -,  $Q$ - и  $R$ -ветви. По определению в  $P$ -ветви  $\Delta J = -1$ , в  $Q$ -ветви  $\Delta J = 0$ , в  $R$ -ветви  $\Delta J = +1$ . Для линейных молекул существует дополнительный запрет на переход с  $\Delta J = 0$ , и  $Q$ -ветвь отсутствует.

В гармоническом приближении и с учетом правил отбора (15.13) и (15.4) частоты переходов в  $P$ - и  $R$ -ветвях в соответствии с (15.3) и (15.11) даются простыми соотношениями:

$$h\nu = h\nu_0 - 2BJ \quad \text{для } P\text{-ветви}, \quad (15.14)$$

$$h\nu = h\nu_0 + 2BJ \quad \text{для } R\text{-ветви}, \quad (15.15)$$

где  $J$  — вращательное квантовое число стартового подуровня (в поглощении). Из (15.4) и (15.5) видно, что расстояние между соседними линиями колебательно-вращательных переходов в  $P$ - и  $R$ -ветвях колебательной полосы определяется вращательной постоянной и составляет  $2B$ .

Формулы (15.14) и (15.15) получены в предположении неизменяемости  $B$  при колебательном возбуждении. Однако по мере увеличения амплитуды колебаний молекула становится менее жесткой и ее эффективный размер увеличивается. Поэтому вращательная постоянная  $B$  обычно несколько уменьшается с ростом колебательного квантового числа  $V$ . В  $P$ - и  $R$ -ветвях это уменьшение обычно мало заметно, и проявляется оно в спектре  $Q$ -ветви, частота колебательно-вращательных переходов в которой в соответствии с (15.3), (15.4), (15.11) и (15.13) дается формулой

$$h\nu = h\nu_0 + J(J+1)(B'' - B'). \quad (15.16)$$

Малая разность значений вращательных постоянных  $B'' - B'$  для двух соседних по  $V$  колебательных состояний  $V'$  и  $V'' = V' + 1$  приводит к тому, что  $Q$ -ветвь много уже  $P$ - и  $R$ -ветвей. Как уже отмечалось, кратность вырождения вращательных состояний равна  $2J + 1$ . Этот статистический вес необходимо учитывать при определении равновесной населенности вращательно-го подуровня

$$n_J \propto (2J + 1) \exp[-BJ(J + 1)/kT]. \quad (15.17)$$

Конкуренция предэкспоненциального множителя с экспоненциальной зависимостью приводит к немонокотонному характеру заселения состояний с различными  $J$  при заданной температуре газа. Дифференцирование (15.17) позволяет легко определить, что наиболее населенным является вращательное состояние с вращательным квантовым числом

$$J_{\max} = \sqrt{kT/2B} - 1/2 \approx \sqrt{kT/2B}. \quad (15.18)$$

На рис. 15.3 схематически показаны переходы в  $P$ -,  $Q$ - и  $R$ -ветвях колебательной полосы  $V' \rightarrow V''$ , в нижней части рисунка приведен спектр этих ветвей, иллюстрирующий изложенное выше.

Как правило, даже при сильном нарушении равновесного распределения населенностей колебательных уровней в системе вращательных подуровней очень быстро устанавливается равновесное распределение (15.17). Это обусловлено тем, что вращательное расщепление много меньше  $kT$  и поэтому в процессе газокинетических соударений молекулы легко передают вращательную энергию друг другу. Другими словами, время вращательной релаксации не превышает времени между газокинетическими столкновениями.

Многоатомная молекула в первом приближении рассматривается как совокупность гармонических осцилляторов. Другими словами, в приближении малых колебаний колебательная энергия молекулы

$$E_{\text{кол}} = \sum_{i=1}^r h\nu_i (V_i + 1/2), \quad (15.19)$$

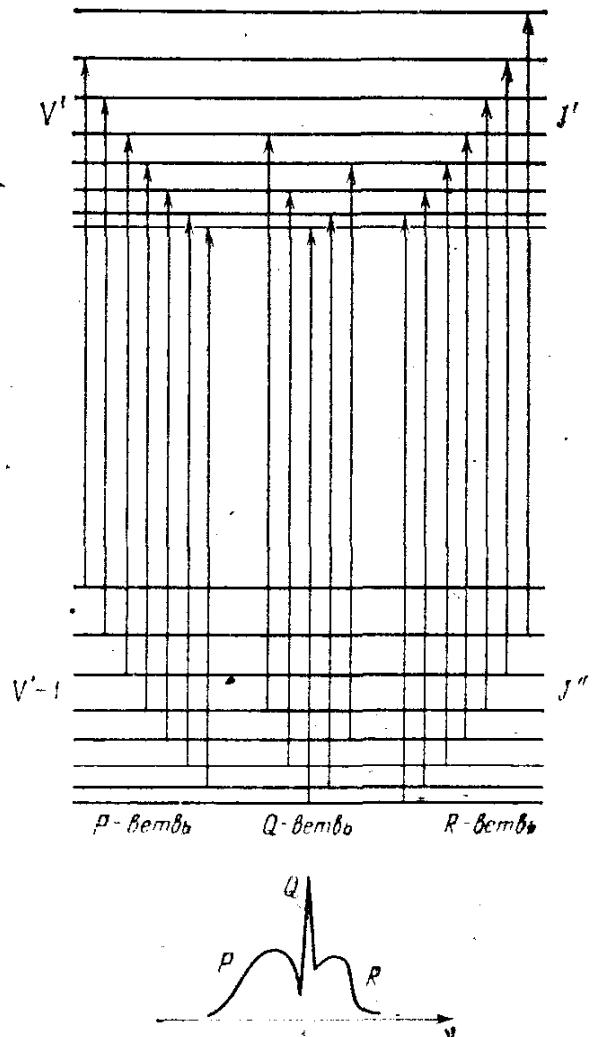


Рис. 15.3. Схема  $P$ -,  $Q$ - и  $R$ -переходов колебательной полосы  $V' \rightarrow V''$ .

где  $r$  — число колебательных степеней свободы,  $V_i$  — колебательное квантовое число  $i$ -го осциллятора, а частота каждого из этих осцилляторов  $\nu_i$  называется частотой нормального колебания.

Понятие нормальных колебаний молекул очень существенно для интерпретации молекулярных спектров и выяснения структуры молекул. Как известно из теории колебаний, нормальные колебания — это гармонические собственные колебания, которые могли бы существовать в линейных колебательных системах со многими степенями свободы, если бы в них не происходила диссипация энергии. В каждом нормальном колебании все точки системы колеблются с одной частотой. Число нормальных колебаний равно числу колебательных степеней свободы системы. Все нормальные колебания независимы в том смысле, что, в принципе, можно возбудить только одно из всех возможных нормальных колебаний. Набор частот нормальных колебаний определяется набором собственных резонансных частот колебательной системы. Аналогия с модами открытых резонаторов очевидна. По существу понятия нормальных колебаний в молекулах и мод в открытых резонаторах тождественны. В последние годы термин «мода» все чаще применяется для описания молекулярных колебаний.

В молекулах наряду с возможностью колебаний всех атомов часто возникают преимущественные колебания ее отдельных частей, колебания, при которых изменяются длины определенных связей и (или) углы между ними. Знание формы нормальных колебаний (колебательных мод) молекулы позволяет характеризовать движение отдельных частей молекулы относительно друг друга и различать колебания по их локализации. Для наглядности разделяют нормальные колебания молекул на валентные, при которых изменяются длины связей, и деформационные, при которых изменяются углы между связями.

Естественно, что любое допустимое колебательное состояние молекулы является суперпозицией состояний единственного набора  $3N - 6$  (или  $3N - 5$ ) подобных нормальных осцилляторов. Типы симметрии колебаний задаются точечной группой симметрии, к которой относится молекула.

Следует, однако, помнить, что характеристичность нормальных колебаний в многоатомной молекуле падает с ростом колебательного квантового числа  $V$ . Тем не менее колебательное состояние молекулы характеризуется набором колебательных квантовых чисел  $V_i$  по всем ее нормальным колебаниям или, как говорят иначе, по всем ее колебательным модам, общее число которых, как мы знаем, равно числу колебательных степеней свободы молекулы.

Моды молекулы обычно обозначаются символами  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  и т. д. до  $\nu_r$  (где  $r = 3N - 6$  или  $3N - 5$ ). Ангармонизм, обусловленный диссоциацией молекулы, приводит к нарушению правила отбора  $\Delta V = \pm 1$  и соответственно к появлению в колебательном

спектре молекулы обертонов (гармоник) основных частот. Соответственные состояния обозначаются  $2\nu_1$ ,  $3\nu_2$ ,  $2\nu_3$  и т. д. Радиационные переходы между основным состоянием и вторым, третьим и т. д. возбужденным состоянием той или иной моды происходят на удвоенной, утроенной и т. д. частоте при соответствующем изменении колебательного квантового числа  $\Delta V_1 = 2$ ,  $\Delta V_2 = 3$ ,  $\Delta V_3 = 2$  и т. д. Кроме того, в многоатомных молекулах ангармонизм делает возможным появление в колебательном спектре так называемых составных частот, возникающих при одновременном изменении двух или более колебательных чисел, т. е. при переходах на так называемые составные колебания. Например, переходу из основного состояния в составное колебание  $\nu_1 + \nu_2$  соответствуют одновременно  $\Delta V_1 = 1$  и  $\Delta V_2 = 1$ , а в состояние  $2\nu_2 - \nu_1$  — значения  $\Delta V_1 = -1$  и  $\Delta V_2 = +2$ . Другими словами, ангармонизм разрушает независимость нормальных колебаний, связывая соответствующие почти гармонические осцилляторы. Отметим здесь, что так как прочность молекулы по разным связям различна, то отличающиеся моды имеют разные энергии диссоциации и соответственно разные константы внутримодового ангармонизма.

Возможность колебательных переходов определяется симметрией состояний. Если при каком-то определенном колебании молекулы ее дипольный момент не изменяется, то в дипольном приближении соответствующий переход запрещен. Примером могут служить симметричные валентные колебания молекул, активных в спектрах комбинационного рассеяния и неактивных в ИК спектре поглощения. К их числу относятся все гомоядерные двухатомные молекулы типа симметричной гантели, такие как  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2$  и т. п. Колебания такого вида возможны и у многоатомных молекул.

Наличие нескольких колебательных мод у многоатомных молекул, различие в их частотах и локализации обеспечивает существование различных каналов релаксации энергии возбуждения; при этом релаксация происходит с разной скоростью по разным каналам, что позволяет выбором давления и состава газовой смеси облегчать условия создания и удержания инверсии населенностей. Кроме того, многомодовость колебательного спектра позволяет разделить каналы возбуждения и генерации, что также облегчает получение лазерной генерации.

Примером того, как в молекулярных лазерах реализуются требования к рабочему веществу мощных газовых лазеров с высоким к. п. д., является  $CO_2$ -лазер.

$CO_2$ -лазер, т. е. лазер, излучающей составляющей активной среды которого является углекислый газ  $CO_2$ , занимает особое место среди всего многообразия существующих лазеров. Этот уникальный лазер отличается прежде всего тем, что для него характерны и большой энергосъем, и высокий к. п. д. В непрерывном режиме получены огромные мощности — в несколько



десятков киловатт, импульсная мощность достигла уровня в несколько гигаватт, энергия в импульсе измеряется в килоджоулях. К. п. д.  $\text{CO}_2$ -лазера (порядка 30%) превосходит к. п. д. всех лазеров. Частота следования в импульсно-периодическом режиме может составить несколько килогерц. Длины волн излучения  $\text{CO}_2$ -лазера находятся в диапазоне 9—10 мкм (средний ИК диапазон) и попадают в окно прозрачности атмосферы. Поэтому излучение  $\text{CO}_2$ -лазера удобно для интенсивного воздействия на вещество, например в технологических целях. Кроме того, в диапазон длин излучения  $\text{CO}_2$ -лазера попадают резонансные частоты поглощения многих молекул, что делает возможным интенсивное резонансное воздействие лазерного излучения на вещество. При этом следует иметь в виду возможность как дискретной, так и плавной относительно широкодиапазонной перестройки частоты генерации этого лазера, что значительно расширяет его возможности. Добавим к этому, что  $\text{CO}_2$ -лазер легко может быть одночастотным.

Таким образом, интерес к  $\text{CO}_2$ -лазерам понятен.

Молекула  $\text{CO}_2$  имеет три нормальных колебания — симметричное валентное  $\nu_1$ , деформационное  $\nu_2$  и несимметричное валентное  $\nu_3$ . Деформационное колебание дважды вырождено. Соответственно, заполнение колебательных уровней молекулы  $\text{CO}_2$ , в том числе не только нормальных частот  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ , но и их

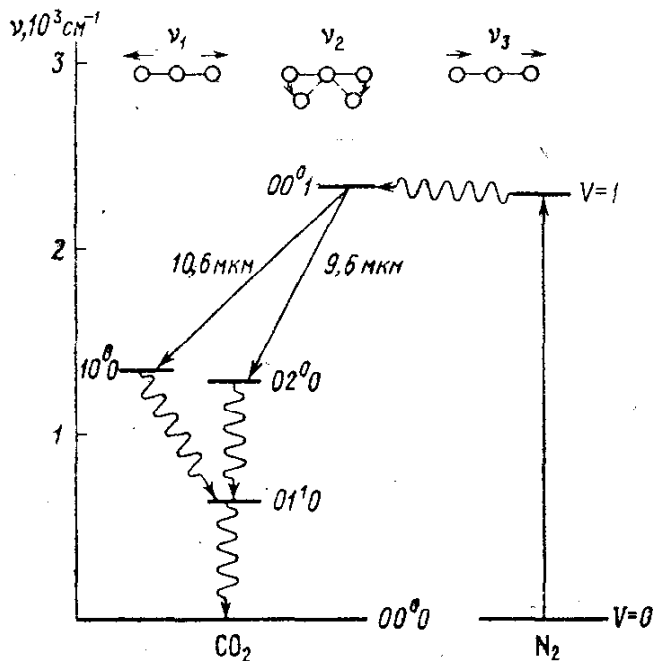


Рис. 15.4. Схема нижних колебательных уровней молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  в основном электронном состоянии: прямые наклонные стрелки — генерационные переходы, прямая стрелка вверх — возбуждение азота, волнистая горизонтальная стрелка — передача энергии возбуждения от азота к  $\text{CO}_2$ , остальные волнистые стрелки — релаксационное опустошение нижних лазерных уровней.

обертонов и составных колебаний, определяет тот набор колебательных квантовых чисел  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$ , который описывает колебательное состояние молекулы. Обозначаются уровни комбинацией квантовых чисел:  $V_1$ ,  $V_2^l$ ,  $V_3$ . Индекс  $l$  вводится из-за вырождения деформационного колебания  $\nu_2$ . Нам важны нижние колебательные уровни основного электронного состояния, показанные на

рис. 15.4 вместе с условным представлением формы колебаний молекулы  $\text{CO}_2$ . Случайное совпадение частот колебаний  $\nu_1$  и  $2\nu_2$  в силу резонанса Ферми смешивает эти уровни, и они в кинетических процессах часто выступают как одно состояние. Последнее обстоятельство является очень важным. Нижний лазерный уровень  $10^0 0$  генерационного перехода  $00^0 1 \rightarrow 10^0 0$  имеет малое время релаксации в силу сильной связи с деформационным колебанием  $02^0 0$  и тем самым с колебанием  $01^1 0$ . Внутри одной колебательной моды столкновительный обмен энергией в силу малости дефицита энергии происходит очень быстро, практически за одно газокинетическое столкновение. Колебание  $01^1 0$ , как и всякое деформационное колебание, имеет большое сечение столкновительной дезактивации. Из простых геометрических соображений очевидно, что сечение неупругого столкновения для валентного колебания, локализующегося вдоль оси молекулы, много меньше, чем для деформационного колебания, которое может быть возбуждено (девозбуждено) частицей, налетающей на молекулу практически под любым углом к ее оси.

Если еще учесть случайное совпадение энергии первого колебания молекулы  $\text{N}_2$  ( $\Delta E = 18 \text{ см}^{-1} \ll kT$ ) с уровнем  $00^0 1$  молекулы  $\text{CO}_2$ , то мы приходим к выводу, что молекула  $\text{CO}_2$  хорошо отвечает требованиям к идеальному газоразрядному лазеру, изложенным в начале этой лекции. Симметричные гомоядерные молекулы азота обладают большим собственным временем жизни в колебательно возбужденном состоянии, легко возбуждаются электронным ударом и охотно отдают энергию возбуждения  $\text{CO}_2$ .

В тлеющем электрическом разряде с приведенной напряженностью электрического поля в плазме разряда  $E/p = 5 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$  при энергии электронов 2—3 эВ (резонансное возбуждение колебаний молекулы  $\text{N}_2$  в диапазоне  $V = 1-8$ ) и при плотности электронов  $(0,5-5) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  от 40% до 80% молекул азота возбуждены. Сечение возбуждения азота составляет  $3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . Скорость столкновительной передачи энергии возбуждения от азота к  $\text{CO}_2$  составляет  $(1-2) \cdot 10^4 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ . Эта передача энергии идет эффективно между гармониками  $00^0 n$  молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  вплоть до колебания  $V = 4-5$  молекулы  $\text{N}_2$ . Таким образом, в  $\text{CO}_2$ -лазере происходит заселение верхнего лазерного уровня.

Что же касается опустошения нижнего лазерного уровня, то оказалось, что первый возбужденный уровень деформационной моды  $\nu_2 01^1 0$  эффективно релаксирует при столкновениях с атомами He. Гелий опустошает уровень  $01^1 0 \text{ CO}_2$  со скоростью  $4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ . При этом уровень  $00^0 1$  моды  $\nu_3$  гелием практически не затрагивается.

В итоге мы можем сказать, что цикл лазерной накачки  $\text{CO}_2$ -лазера в стационарных условиях выглядит следующим образом. Электроны плазмы тлеющего разряда возбуждают молекулы азо-

та, которые передают энергию возбуждения несимметричному валентному колебанию молекул  $\text{CO}_2$ , обладающему большим временем жизни и являющемуся верхним лазерным уровнем. Нижним лазерным уровнем обычно является первый возбужденный уровень симметричного валентного колебания, сильно связанный резонансом Ферми с деформационным колебанием и потому быстро релаксирующий вместе с этим колебанием в столкновениях с гелием. Очевидно, что этот же канал релаксации эффективен в случае, когда нижним лазерным уровнем является второй возбужденный уровень деформационной моды. Таким образом,  $\text{CO}_2$ -лазер — это лазер на смеси углекислого газа, азота и гелия, где  $\text{CO}_2$  обеспечивает излучение,  $\text{N}_2$  — накачку верхнего уровня, а He — опустошение нижнего уровня.

На рис. 15.5 схематически представлен лазерный цикл накачки для конкретного  $\text{CO}_2$ -лазера. Диаметр разрядной трубки 15 мм,

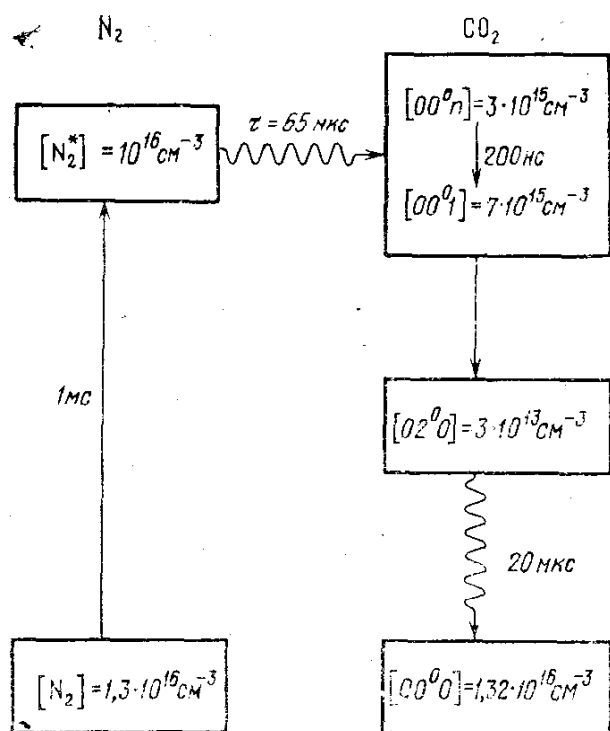


Рис. 15.5. Цикл накачки  $\text{CO}_2$ -лазера низкого давления при продольном разряде и медленной продольной прокачке.

ток разряда 40 мА, приведенная напряженность электрического поля 5 В/(см · Торр), температура газа на оси трубки 450 К, общее давление газовой смеси 15 Торр, смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  в отношении 1 : 1 : 8. В условиях, близких к показанным на рис. 15.5, коэффициент усиления слабого сигнала составляет 3—4 дБ/м, плотность потока насыщения 30—60 Вт/см<sup>2</sup>, выходная мощность на единицу длины при оптимальной связи 50—100 Вт/м. При длине лазера 200 см (обычное лабораторное устройство) оптимальная прозрачность выходного зеркала составляет  $T_{\text{опт}} = 0,4$ .

Подчеркнем, что роль гелия не сводится только к опустошению нижнего лазерного уровня. В дополнение к этому гелий облегчает возникновение и поддержание тлеющего разряда. В богатых гелием смесях газов разряд развивается практически так же, как и в чистом гелии, который является классическим объектом плазменных исследований. Кроме того, гелий обладает высокой теплопроводностью, что важно для охлаждения  $\text{CO}_2$  в зоне разряда. Предотвращение разогрева  $\text{CO}_2$  необходимо для того, чтобы избежать термического заселения низко расположенного уровня  $01^1_0$  (см. рис. 15.4). К этому следует добавить, что большое количество

гелия в разряде препятствует диссоциации  $\text{CO}_2$  электронами разряда.

$\text{CO}_2$ -лазеры средней мощности (десятки — сотни ватт) конструируются в виде относительно длинных труб с продольным разрядом и продольной прокачкой газа. Типичная конструкция такого лазера показана на рис. 15.6. Продольный разряд наиболее прост в реализации. Необходимо только включить последовательно с разрядом достаточно большое сопротивление, с тем, чтобы ограничить ток разряда и скомпенсировать влияние падающего участка вольт-амперной характеристики разрядного промежутка. Продольная прокачка служит для удаления продуктов диссоциации газовой смеси в разряде. Охлаждение рабочего газа в таких системах происходит за счет диффузии на охлаждаемую снаружи

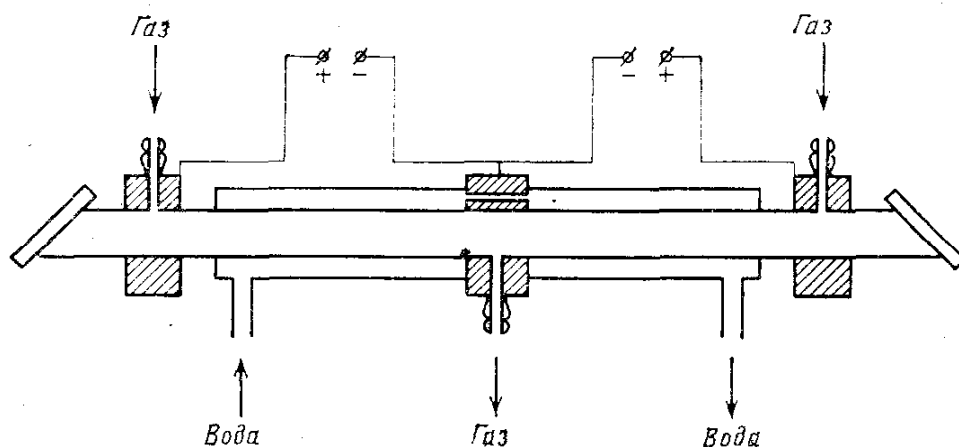


Рис. 15.6. Схема конструкции  $\text{CO}_2$ -лазера с продольными разрядом и прокачкой. Охлаждающая вода проходит через катод.

стенку разрядной трубки. Существенной является теплопроводность материала стенки. С этой точки зрения целесообразно применение труб из корундовой ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) или бериллиевой ( $\text{BeO}$ ) керамики.

При продольной конфигурации разряда и прокачке максимальная мощность на единицу длины (50—100 Вт/м) не зависит от диаметра газоразрядной трубки. Действительно, при значительном превышении над порогом самовозбуждения лазера излучаемая мощность определяется произведением скорости накачки  $\Lambda$  на объем активной среды  $V$ :

$$P = \Lambda V h\nu. \quad (15.20)$$

В цилиндрической геометрии  $V = \pi D^2 l / 4$ , где  $l$  — длина разряда,  $D$  — диаметр трубки. Скорость накачки  $\Lambda = dN(00^0 1) / dt$  определяется произведением плотности молекул в основном состоянии  $N_0$  на плотность электронов  $N_e$ , сечение возбуждения электронным ударом  $\sigma$  и среднюю относительную скорость  $u$ :

$$\Lambda = N_0 N_e \sigma u. \quad (15.21)$$

Но произведение  $N_0 \sigma_{ii}$  имеет смысл плотности тока разряда  $J$ ; следовательно,  $\Lambda = N_0 J$ . Произведение  $J \pi D^2 / 4$  дает значение полного тока разряда  $\mathcal{I}$ , и мы получаем

$$P = \mathcal{I} N_0 l h \nu. \quad (15.22)$$

Так как плотность  $N_0$  пропорциональна полному давлению газовой смеси  $p$ , то

$$P \propto \mathcal{I} p l. \quad (15.23)$$

Как мы знаем, произведение тока на давление является важной характеристикой плазменных процессов в длинных трубках. В стационарной плазме тлеющего разряда условия определяются произведением  $pD$ . Постоянство  $pD$  обеспечивает постоянство плазменных условий (см. лекцию тринадцатую). Если для какого-то диаметра фиксировано оптимальное давление, то оптимум сохраняется при сохранении значения произведения  $pD$ . Следовательно,  $p = \text{const}/D$ , а так как  $\mathcal{I} = J \pi D^2 / 4$ , то произведение  $\mathcal{I} p \propto \text{const} \cdot JD$ .

С другой стороны, для  $\text{CO}_2$ -лазера очень важен тепловой режим. Тепловыделение в единичном объеме пропорционально плотности тока  $J$ . Теплоотвод в цилиндрической геометрии из центральной части разрядного канала на периферию пропорционален  $1/D$ . Сохранение постоянным некоторого оптимального теплового режима требует постоянства произведения  $JD$ . Следовательно, произведение  $\mathcal{I} p$  является константой, и мы приходим к тому важному выводу, что в оптимальных условиях выходная мощность  $\text{CO}_2$ -лазера с продольными прокачкой и разрядом пропорциональна только длине лазера:

$$P \propto l. \quad (15.24)$$

Напомним, что при проведенном выше анализе мы исключили из рассмотрения наличие нерезонансных потерь по известной формуле  $I = (\alpha/\beta) I_s$  (см. (6.44)), ограничивающей максимальную выходную мощность лазера. В частности, именно поэтому наибольшая выходная мощность, достигнутая в продольной конфигурации, незначительно превышает 1 кВт (суммарная длина разряда  $\approx 20$  м).

Так как прокачка газовой смеси через разрядную трубку обусловлена необходимостью смены газа для удаления продуктов диссоциации  $\text{CO}_2$ , то добавление в рабочую смесь каких-либо составляющих, способствующих окислению CO в плазме тлеющего разряда до  $\text{CO}_2$ , позволяет создавать отпаянные  $\text{CO}_2$ -лазеры. Такой регенерирующей добавкой обычно служат молекулы воды  $\text{H}_2\text{O}$  при концентрации меньше 1%. Отпаянные лазеры очень удобны в лабораторном применении, но полученные с их помощью мощности не превышают нескольких десятков ватт.

## Лекция шестнадцатая. СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРЫ (продолжение)

*Спектральные свойства СО<sub>2</sub>-лазеров. Вращательная структура. Полосы 00<sup>0</sup>1—10<sup>0</sup>0 и 00<sup>0</sup>1—02<sup>0</sup>0. Вращательная конкуренция. Перестройка частоты излучения. Плавная перестройка. Импульсный разряд. ТЕА СО<sub>2</sub>-лазеры. Самостоятельный и несамостоятельный разряды. Газодинамические лазеры.*

Обратимся теперь к спектральным свойствам СО<sub>2</sub>-лазеров. При малых давлениях ширина линии лазерного перехода определяется доплеровским уширением и составляет 50—60 МГц. Этому соответствует температура газа 400—450 К (см. лекцию вторую). Уширение за счет столкновений при изменении давления на 1 Торр в зависимости от состава газовой смеси составляет 4,5—6 МГц/Торр. Только при давлениях, превышающих 25—20 Торр, можно считать линию однородно уширенной. При характерных для СО<sub>2</sub>-лазеров с продольной прокачкой давлениях в несколько торр линия излучения остается столь узкой, что лазер автоматически работает на одной продольной моде.

Вращательная структура колебательных уровней существенно расширяет диапазон возможных частот генерации при колебательной инверсии. В одной колебательной полосе наблюдаются *P*- и *R*-ветви генерации. Соответствующие линии генерации обозначаются как *P*(*J*) и *R*(*J*), где *J* — номер вращательного подуровня нижнего лазерного уровня. В *P*-ветви переходы осуществляются из состояния с меньшим *J* в состояние с большим *J*, которое в соответствии с распределением (15.17), как правило, менее населено. Поэтому усиление на переходах в *P*-ветви несколько превышает усиление на переходах в *R*-ветви. Расстояние между отдельными вращательными линиями составляет величину, несколько меньшую 2 см<sup>-1</sup>. Скорость установления равновесия в системе вращательных подуровней велика (порядка 10<sup>7</sup> с<sup>-1</sup> · Торр<sup>-1</sup>). Поэтому в стационарных условиях генерация, возникнув на какой-то одной вращательной линии, для которой наилучшим образом выполнены условия самовозбуждения, продолжается на частоте этой линии, а ее мощность определяется накачкой во все вращательные подуровни несимметричного колебания 00<sup>0</sup>1. Интенсивная вращательная релаксация питает энергией тот подуровень, который опустошается излучением. Энергия, накапливаемая всеми подуровнями, излучается одним подуровнем. В этом состоит так называемый эффект вращательной конкуренции, во многом ответственный за высокую эффективность СО<sub>2</sub>-лазеров.

В неселективном резонаторе излучается та вращательная линия, стартовый подуровень которой в колебательном состоянии 00<sup>0</sup>1 наиболее населен. Обычно это линии *P*(20) или *P*(22) полосы 00<sup>0</sup>1—10<sup>0</sup>0 на частотах 944,2 и 942,4 см<sup>-1</sup> (длины волн 10,59 и 10,61 мкм). В *R*-ветви этой полосы наибольшим усилением

ем обладают линии  $R$  (18) и  $R$  (20) с частотами 974,6 и 975,9  $\text{см}^{-1}$  (10,26 и 10,25  $\text{мкм}$ ). Обращаясь к рис. 15.4, мы видим, что генерация может происходить не только на переходах полосы  $00^0_1-10^0_0$ , но и на переходах полосы  $00^0_1-02^0_0$  ( $R$ -ветвь — 9,3  $\text{мкм}$ ,  $P$ -ветвь — 9,6  $\text{мкм}$ ). Однако переходы полосы  $00^0_1-10^0_0$  имеют большое усиление, а так как обе эти полосы имеют общий верхний уровень, то в неселективном резонаторе генерация обычно происходит на одной из вращательных линий  $P$ -ветви именно этой полосы (10,6  $\text{мкм}$ ).

Богатая вращательная структура, наличие двух колебательных полос с инверсией населенности, вращательная конкуренция позволяют, используя перестраиваемый селективный резонатор, с высокой эффективностью получать лазерное излучение практически на любой из линий  $P$ - и  $R$ -ветвей полос  $00^0_1-10^0_0$  и  $00^0_1-02^0_0$ . Соответствующие частотные диапазоны показаны на рис. 16.1. При малых давлениях возможна только дискретная

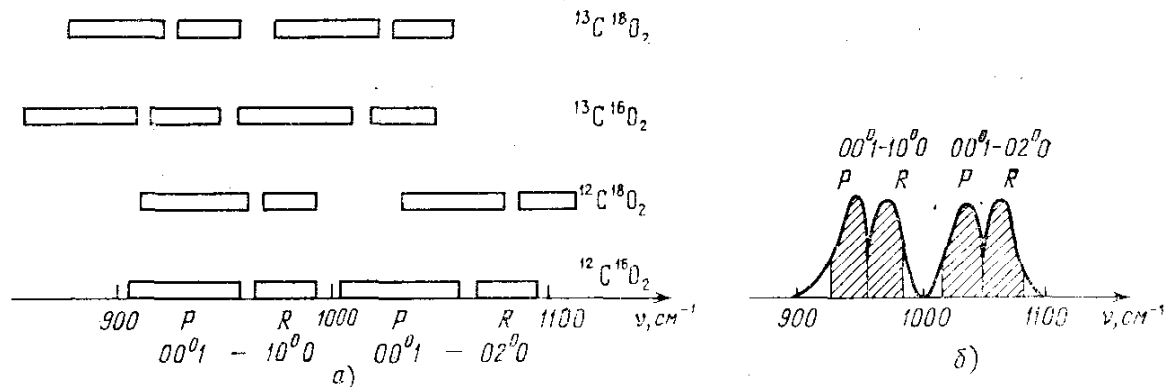


Рис. 16.1. а) Частотные диапазоны дискретной перестройки лазеров на молекулах  $\text{CO}_2$  разного изотопического состава. б) Области плавной перестройки  $\text{CO}_2$ -лазера (заштрихованы).

перестройка (перестройка по линиям) с шагом, соответствующим расстоянию между линиями. Это расстояние различно в разных ветвях разных полос и меняется от 0,8 до 1,5  $\text{см}^{-1}$  в  $R$ -ветвях и от 1,5 до 2,2  $\text{см}^{-1}$  в  $P$ -ветвях. При малых давлениях линии много уже расстояния между ними (напомним, что 100 МГц эквивалентны 0,003  $\text{см}^{-1}$ ). Существует, однако, возможность их значительного уширения путем резкого увеличения давления рабочей смеси газов. Действительно, вращательные линии сольются в непрерывный спектр, когда их столкновительное уширение будет сравнимо с расстоянием между ними.

Принимая значения спектрального интервала 2  $\text{см}^{-1}$ , чему эквивалентны 60 ГГц, и столкновительного уширения 6 МГц/Торр, мы находим, что вращательные линии перекроются в пределах одной ветви одной колебательной полосы при давлении  $10^4$  Торр  $\approx$  14 атм. При таком давлении достигается полное, практически однородное перекрытие линий усиления. На самом деле применение достаточно добротного селективного

резонатора позволяет не требовать столь полного перекрытия, и  $\text{CO}_2$ -лазеры высокого давления обеспечивают достаточно широкие области плавной перестройки частоты излучения в  $P$ - и  $R$ -ветвях полос  $00^{\circ}1-10^{\circ}0$  и  $00^{\circ}1-02^{\circ}0$  при давлениях 6—7 атм (см. рис. 16.1).

Здесь возникает серьезная проблема обеспечения тлеющего или подобного ему разряда при столь высоких давлениях. Продольный разряд в длинных трубах нереализуем при этих давлениях. В стационарной плазме условия горения разряда сохраняются, как мы это уже неоднократно обсуждали, при постоянстве произведения  $pD$ . В обычных смесях для  $\text{CO}_2$ -лазера оптимальные условия соответствуют значению  $pD \approx 25$  см · Торр. При  $10^4$  Торр это приводит к диаметру 25 мкм, что нереально. Так как высокие давления интересны не только возможностью плавной перестройки, но и перспективой высокого удельного энергоудельного за счет увеличения плотности излучающих частиц в активной среде, то решению проблемы создания однородной плазмы в смесях  $\text{CO}_2$ -лазера большого объема и давления было придано большое значение.

Не вдаваясь в вопросы физики плазмы, отметим, что процессом, ограничивающим возможности получения равномерного разряда в газах высокого давления и не в капиллярной геометрии при статическом пробойном напряжении и выше, является образование искрового канала. Тлеющий разряд, имеющий место при низких давлениях, преобразуется в дугу, что срывает генерацию лазера. Однако время развития дуги (или дуг) при самостоятельном разряде конечно. Поэтому однородный разряд в принципе может быть получен в любом газе между двумя электродами, если обеспечить малость времени разряда по сравнению со временем образования дуги. Так мы приходим к импульсному разряду и тем самым к импульсным лазерам.

В традиционной схеме газового лазера с использованием длинных газоразрядных труб, электрический разряд и течение газа в которых осуществляется вдоль оси трубы, совпадающей с оптической осью резонатора, невозможно значительно повысить давление газа, так как при этом резко возрастает пробойное напряжение и требуются мегавольтовые источники импульсного напряжения. Кроме того, индуктивность длинного разрядного контура велика, и разряд в нем не может быть сделан достаточно кратковременным. Увеличение диаметра газоразрядных труб не помогает, так как при этом облегчается шнурование разряда.

Решение было найдено переходом к системам с поперечным разрядом. Суть дела здесь довольно проста. Если электроды газового разряда вытянуть вдоль оптической оси лазера (рис. 16.2), то напряжение питания разряда окажется приложенным под прямым углом к оптической оси. Пробойное напряжение резко снижается по сравнению с продольной конфигурацией. Кроме того, появляется возможность значительного увеличения рабочего объ-



ема за счет развития электродов в направлении, перпендикулярном как току разряда, так и оптической оси системы. В этом же направлении облегчаются условия прокачки газа для его форсированного охлаждения в случае импульсной работы с высокой частотой повторения (поперечная прокачка). В системах с поперечными разрядом и прокачкой полностью развязаны и сделаны независимыми три основные направления лазерной конструкции —

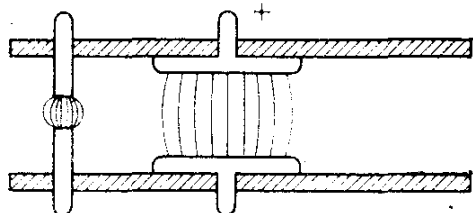


Рис. 16.2. Схема поперечного разряда с предионизацией УФ излучением искрового разряда.

направление распространения лазерного излучения (ось  $z$ ), направление разрядного тока, возбуждающего активную среду (ось  $y$ ), и направление подачи газовой смеси, создающей активную среду (ось  $x$ ).

Вернемся к поперечному возбуждению. Для того чтобы поперечный разряд горел более или менее однородно по сечению и по длине лазерной камеры, необходимо прежде всего быстрый энерговыход. Поэтому большое развитие получили различные методы организации быстрых разрядов, емкостные генераторы импульсных напряжений на основе схем Аркадьева — Маркса, импульсные трансформаторы и т. п. Кроме того, важно подготовить газ к быстрому энерговыходу. Лучшим методом является предварительная, однородная по всему объему ионизация газа. Для этого широко используется УФ засветка рабочего объема. Источником УФ предионизации служат различного рода искровые разрядники, листовые плазменные разряды и т. п., помещаемые непосредственно в лазерную камеру и зажигаемые с небольшим (порядка нескольких десятков наносекунд) опережением по отношению к основному разряду главного энерговыхода. УФ излучение в диапазоне 200 нм производит ионизацию всегда присутствующих в лазерной смеси примесей. При наличии особо чистых газов помогает контролируемое добавление в смесь легко ионизируемых присадок типа трипропиламина.

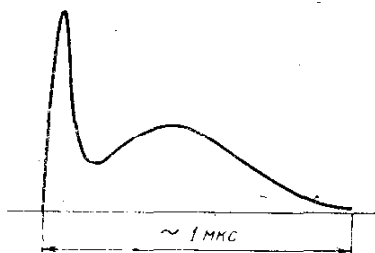
Итак, вспомогательные разряды создают предварительную ионизацию, по крайней мере, части рабочего объема около основных электродов, что обеспечивает получение однородного разряда со всей площади электрода. Предварительная ионизация сокращает время, необходимое для того, чтобы иницирующие разряд электроны оказались в разрядном промежутке, когда напряжение питания основного разряда приложено к основному разрядному промежутку. Это позволяет вложить в газ энергию до образования дуги. В свою очередь, на скорость образования дуги влияет степень обработки электродов, их конфигурация и расположение.

Для того чтобы задержать образование дуги как можно дольше, расстояние между электродами должно быть выдержано с большой точностью одинаковым по всему объему, поверхности электродов должны быть тщательно отполированы и должны иметь конфигурацию, обеспечивающую одинаковую напряженность электрического поля в зазоре по всей поверхности, например так называемые профили Роговского или Брюса. При этом необходимым условием являются малая индуктивность подводящих электрических цепей и быстрое включение напряжения.

Лазеры такого типа (см. рис. 16.2), работающие при атмосферном давлении, получили наименование ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров, т. е.  $\text{CO}_2$ -лазеров атмосферного давления с поперечным возбуждением (Transversly Excited Atmospheric). При скромных размерах и простой конструкции ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеры представляют собой хороший лабораторный прибор. Энергия в импульсе составляет 1—10 Дж, длительность импульса 100—1000 нс в зависимости от состава газовой смеси. Большое количество азота не только увеличивает запас энергии в активной среде, но и удлиняет процесс накачки излучающего состояния  $00^0_1$  молекул  $\text{CO}_2$ .

При атмосферном давлении время передачи энергии от азота к  $\text{CO}_2$  составляет величину порядка 100 нс, поэтому на временах, меньших 100 нс, наличие азота не сказывается на энергии излучения. В этом масштабе времени излучается энергия, запасенная в несимметричном валентном колебании  $00^0_n$  молекул  $\text{CO}_2$ . При быстром разряде происходит обсуждавшийся нами в лекции четырнадцатой процесс включения усиления, аналогичный включению добротности. При малом количестве (полном отсутствии) азота или на отрезке времени, меньшем (или порядка) 100 нс, импульс излучения имеет типичную форму импульса включения. Наличие азота, работающего как относительно инерционный резервуар энергии, приводит к удлинению импульса излучения, нарушению монотонности его хвостовой части и появлению вторичного, правда более расплывчатого, максимума. На рис. 16.3

Рис. 16.3. Типичная форма импульса излучения ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера.



приведена типичная форма импульса излучения ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера. Общая длительность импульса излучения возрастает до 1 мкс, соответственно увеличивается и полная энергия излучения. Обычно в первом пике излучения содержится от  $1/3$  до  $1/2$  полной энергии импульса.

Легко сделать оценку полной энергии импульса излучения ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера. Пусть условия самовозбуждения сильно пере-

выполнены. Тогда полная энергия в импульсе излучения определяется энергией несимметричного валентного колебания молекул  $\text{CO}_2$  и колебательной энергией молекул  $\text{N}_2$ , находящихся в резонаторе лазера. За полное время импульса колебательная энергия азота передается  $\text{CO}_2$  и излучается. Очевидно, что искомая энергия

$$Q = \frac{1}{2} h\nu (n_1^* + n_2^*), \quad (16.1)$$

где  $n_1^*$  и  $n_2^*$  — полное число возбужденных молекул  $\text{CO}_2$  и азота соответственно. Этому выражению можно придать более удобную форму, введя коэффициенты  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$ , характеризующие степень возбуждения, т. е. среднее число колебательных квантов моды  $\nu_3$ , приходящихся на одну молекулу  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  соответственно, перейдя от числа частиц к парциальным давлениям и вспомнив, что для идеальных газов  $PV = NkT$ :

$$Q = \frac{1}{2} \frac{\kappa_1 + c_2 \kappa_2}{1 + c_2 + c_3} \frac{h\nu}{kT} VP, \quad (16.2)$$

где  $P$  — полное давление газовой смеси в лазерной трубке,  $V$  — рабочий объем лазера,  $c_2$  и  $c_3$  — концентрации азота и гелия соответственно, отнесенные к концентрации  $\text{CO}_2$  в используемой смеси ( $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : c_2 : c_3$ ). Произведение давления на объем имеет, как известно, размерность энергии. Если измерять  $V$  в литрах,  $P$  — в атмосферах, а  $Q$  — в джоулях, то для приведенной энергии получается простое соотношение

$$q = \frac{Q}{VP} = 50 \frac{\kappa_1 + c_2 \kappa_2}{1 + c_2 + c_3} \frac{h\nu}{kT} \text{ Дж}/(\text{л} \cdot \text{атм}). \quad (16.3)$$

С понижением температуры удельный энергосъем возрастает. При комнатной температуре  $h\nu/kT \approx 4$ . В хорошо организованном разряде достигаются значения  $\kappa_1 \approx \kappa_2 = 0,4-0,5$ . Тогда для смеси 1:2:3 значение удельного энергосъема составляет

$$q = 40-50 \text{ Дж}/(\text{л} \cdot \text{атм}), \quad (16.4)$$

что хорошо отвечает экспериментальным результатам. Заметим, что первый и второй члены в числителе формул (16.2) и (16.3) дают относительные доли энергии, излучаемой в первом пикке и в хвостовой части импульса ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера (см. рис. 16.3).

Проведенная выше оценка правомочна, так как при атмосферном давлении время вращательной релаксации составляет 0,1 нс, время установления равновесия в одной колебательной моде  $\text{CO}_2$  — также 0,1 нс, а колебательно-поступательная релаксация молекулы  $\text{CO}_2$  идет через колебание  $01^10$  со временем 500 нс.

В заключение обсуждения вопроса о ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазерах отметим, что для них вследствие столкновительного уширения по-

рядка 3 ГГц (или  $0,1 \text{ см}^{-1}$ ) характерна большая ширина линии усиления, что позволяет методами синхронизации мод получать импульсы длительностью  $\approx 1 \text{ нс}$ . Заметим также, что эти лазеры склонны к пассивной синхронизации мод, вследствие которой импульсы их излучения изрезаны нерегулярным образом с характерным временным масштабом примерно в 1 нс. Рис. 16.3 представляет результаты, полученные с малым временным разрешением.

Применение систем с двойным разрядом в  $\text{CO}_2$ -лазерах атмосферного давления и большого объема дает хорошие результаты за счет предварительной ионизации, прежде всего прикатодной области. Это снижает работу выхода электронов с поверхности катода и облегчает формирование однородного разряда. Но в объеме газа предварительно созданных электронов мало ( $\leq 10^9 \text{ см}^{-3}$ ). Поэтому механизм развития основного разряда остается по-прежнему лавинным, склонным к дугообразованию. Это ограничивает ввод энергии в активный объем лазера. Самостоятельный характер разряда, при котором и пробой газового промежутка (т. е. ионизация газа в промежутке), и энерговклад в этот промежуток (т. е. специфический разогрев канала пробоя внешним электрическим полем) производятся одним и тем же источником высокого напряжения, препятствует созданию достаточно эффективных ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров большого объема и не позволяет поднимать давление заметно выше атмосферного.

Переход к несамостоятельному разряду, когда ионизация газа осуществляется каким-то независимым агентом, например пучком быстрых электронов, а энергия вкладывается оптимальным образом в уже ионизованную среду, обеспечивает однородное возбуждение рабочей смеси газов при отсутствии пробоя в газе, т. е. при значениях  $E/p < 10 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$ . Как мы помним, оптимальным с точки зрения возбуждения является значение  $E/p = 3 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$ . Тогда при плотности числа электронов  $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{атм}^{-1}$  реализуется достаточно эффективный энерговклад в рабочий газ и достигается высокая степень возбуждения колебаний азота и уровней 00<sup>0</sup><sub>n</sub> молекул  $\text{CO}_2$ . Внешний источник ионизации полностью подготавливает газовую смесь к энерговкладу, делает «линейной» ее вольт-амперную характеристику, позволяет регулируемым образом возбуждать лазерный объем. Именно с помощью несамостоятельных разрядов создаются  $\text{CO}_2$ -лазеры высокого давления с плавной перестройкой частоты излучения, а при атмосферном давлении получены рекордно большие энергии излучения.

Прежде чем перейти к неэлектрическим методам создания инверсии в  $\text{CO}_2$ -лазерах, остановимся на одном чрезвычайно важном обстоятельстве, на которое впервые в ходе нашего изложения следует обратить внимание в связи с  $\text{CO}_2$ -лазерами. Речь идет о лучевой прочности оптических материалов, применяемых при создании и эксплуатации лазеров (окна, зеркала,

линзы, призмы и т. п.). По существу этот вопрос выходит за рамки нашего курса, являясь объектом изучения процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом. Но  $\text{CO}_2$ -лазеры являются источником столь интенсивного излучения, что свойства материалов, пусть взятые как феноменологические параметры, необходимо принимать во внимание с самого начала разработки этих лазеров.

Наилучшими прозрачными материалами, которые могут быть использованы как окна газовых кювет  $\text{CO}_2$ -лазеров, являются щелочно-галогидные кристаллы типа  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ , широкозонные полупроводники типа  $\text{ZnSe}$ , кристаллы на основе соединений таллия КРС-5 и КРС-6. В импульсах длительности от 0,1 до 1 мкс эти кристаллы без разрушения выдерживают лучевую нагрузку (плотность энергии излучения) 10—20 Дж/см<sup>2</sup>. Тогда, приравнивая для грубой оценки то, что может дать активное вещество (формула (16.2)), к тому, что может выдержать материал окна, мы получим простое условие

$$pl = 2-4 \text{ м} \cdot \text{атм}, \quad (16.5)$$

ограничивающее длину активной среды лазера  $l$  и давление в нем  $p$ . Оптическая стойкость металлических отражающих зеркал и самой активной среды лазера выше, поэтому ограничивающей является непрочность прозрачных материалов.

В непрерывном или импульсно-периодическом режимах задолго до появления необратимых изменений возникает много вопросов, связанных с термооптическими искажениями. В целом можно считать, что современные материалы позволяют работать в непрерывном режиме с интенсивностями порядка нескольких киловатт на квадратный сантиметр.

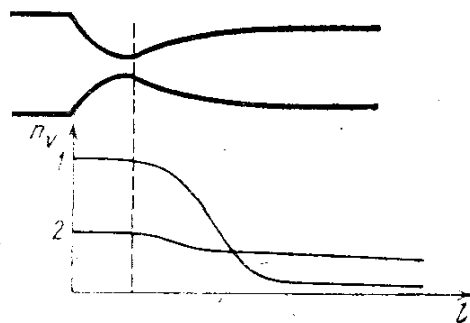
Обратимся теперь к методу создания активной среды газовых лазеров, принципиально отличному от тех, которые обсуждались в предыдущих лекциях.

Рассмотрим газодинамические лазеры. В этих лазерах источником энергии излучения служит тепловая энергия молекулярного газа, равновесно нагретого до высокой температуры. При тепловом равновесии, как бы высока ни была температура, инверсии быть не может. Тепловая энергия равномерно распределена по всем степеням свободы молекул, в том числе и по колебательным степеням свободы. Но различные колебательные моды многоатомных молекул могут релаксировать с различной скоростью. Поэтому если резко изменить условия, то разные моды могут подойти к новому равновесию за разное время. Значит, при резком изменении термодинамических параметров газа в процессе перехода от одного состояния равновесия к другому может существовать отрезок времени, в течение которого термодинамическая неравновесность газа имеет характер инверсии, если только более высоко расположенный уровень энергии релаксирует медленнее. Именно так обстоит дело в случае молекул  $\text{CO}_2$  применительно

к колебаниям  $00^01$  (верхний лазерный уровень) и  $10^00-02^00-01^10$  (эффективный нижний лазерный уровень). Поэтому инверсия за счет энергии нагретого газа может образовываться в процессе колебательной релаксации при быстром охлаждении газа.

Простейшим способом быстрого охлаждения больших массовых потоков газа является газодинамическое охлаждение при сверхзвуковом истечении сжатого и нагретого газа практически в вакуум. Сверхзвуковое расширение должно понижать температуру и давление газовой смеси за время, короткое по сравнению с временем жизни верхнего лазерного уровня и длительное по сравнению с временем жизни нижнего лазерного уровня. Для этого расширение газа должно быть организовано при истечении через сверхзвуковое сопло с малой высотой критического сечения (0,3—1,0 мм). Тогда газовая смесь меняет свои параметры на

Рис. 16.4. К идее газодинамического лазера. Вверху — профиль сопла, внизу — график зависимости населенности от расстояния (в произв. ед.); 1 — нижний уровень, 2 — верхний уровень. Штриховая линия — местоположение критического сечения сопла.



отрезке длиной 1—2 см по потоку, что при сверхзвуковой скорости течения ( $M = 4$ ) приводит к тому, что населенность верхнего уровня сохраняется такой же, как у горячего газа, а нижнего соответствует низкой температуре газа после расширения. Существенную роль в реализации этого режима играет добавление азота, обладающего большим временем жизни и накачивающего уровень  $00^01$  молекул  $\text{CO}_2$ . Рис. 16.4 поясняет сказанное.

Очевидно, что инверсия существует на каком-то конечном отрезке в области вниз по потоку от сопла, где и должны быть установлены соответствующие зеркала. Отметим, что резонатор газодинамического  $\text{CO}_2$ -лазера работает в своеобразных условиях — активное вещество вносится в резонатор с большой скоростью перпендикулярно его оптической оси.

В газодинамических лазерах тепловая энергия молекул газа непосредственно преобразуется в энергию когерентного электромагнитного излучения. Этот лазер является своего рода тепловой машиной, и его к. п. д. определяется температурами рабочего тела — высокой и низкой. Однако поднимать слишком высокую температуру нельзя из-за диссоциации  $\text{CO}_2$ , опускать слишком низкую нельзя из-за опасности конденсации  $\text{CO}_2$ . Эти обстоятельства накладывают ограничение на к. п. д. газодинамических лазеров, в реальных условиях исчисляющийся единицами процентов.

Основным достоинством газодинамических лазеров является их высокая выходная мощность в непрерывном режиме работы, достигающая мегаваттного диапазона, что обусловлено тем, что сверхзвуковой поток газа может пронести через резонатор лазера большое количество возбужденных молекул в единицу времени. Естественно, что такие лазеры представляют собой сложное инженерное сооружение.

Прошедший через резонатор газ выбрасывается обычно в атмосферу. В случае обычной лазерной смеси  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$  на высоком уровне мощности это приводило бы к большим невосполняемым потерям гелия, что недопустимо. Поэтому гелий заменяется парами воды, в небольшой концентрации (1—2%) способствующими столкновительному опустошению нижнего уровня  $01^0$ . Большая концентрация воды ускоряет релаксацию уровня  $00^0$  молекул  $\text{CO}_2$  и тем самым дезактивирует основной носитель энергии возбуждения — молекулярный азот, снижая, таким образом, к. п. д. лазера.

Нагрев газа внешними источниками тепла нерационален. В установках большого масштаба нагретая до 1300—1400 К газовая смесь требуемого состава получается сжиганием соответствующим образом подобранных углеводородных топлив в воздушной атмосфере. Это обстоятельство в еще большей степени подчеркивает тот факт, что в газодинамических лазерах тепловая энергия непосредственно преобразуется в энергию когерентного электромагнитного излучения.

Газодинамический метод создания инверсии получил основное развитие применительно к  $\text{CO}_2$ -лазерам. Предложено и разработано много вариантов разогрева газа, исключения опасности диссоциации  $\text{CO}_2$  при высоких температурах путем разогрева одного только азота и подмешивания  $\text{CO}_2$  к колебательно возбужденному азоту после прохождения азотом критического сечения сопла и «поступательного охлаждения».

Очевидно, что газодинамический метод может быть применен и к молекулам, для которых (или для смесей которых с какими-либо другими молекулами) возможно «замораживание» высокой колебательной температуры более высоко расположенного колебательного уровня и быстрая термализация нижнего колебательного уровня при резком охлаждении газа (см. рис. 16.4).

Итак, в электроразрядных молекулярных лазерах используется разнесение каналов релаксации по различным колебательным модам и возбуждение долгоживущей моды либо непосредственно электронным ударом, либо путем передачи энергии возбуждения от газа — носителя энергии, возбуждаемого электронным ударом. В газодинамических лазерах для возбуждения используется термодинамически равновесный нагрев, который приводит к термодинамически неравновесному распределению населенностей при сверхзвуковом истечении газа за счет различия скоростей релаксации по упомянутым выше разнесенным каналам.

Совершенно аналогично для возбуждения газа могут быть использованы экзотермические химические реакции, часть энергии при протекании которых может высвободиться в виде колебательной энергии молекул. Если эта колебательная энергия передается затем, скажем, молекулам  $\text{CO}_2$ , то получающийся при этом химический  $\text{CO}_2$ -лазер в значительной мере подобен газодинамическому  $\text{CO}_2$ -лазеру с большим количеством азота. Вместе с тем энергия возбуждения химического происхождения может быть непосредственно использована для создания лазерных активных сред. Поэтому химические лазеры, составляя отдельный класс лазерных систем, представляют большой самостоятельный интерес. При их рассмотрении не следует все же забывать, что с достаточно общих позиций природа газодинамических и химических лазеров выглядит одинаковой: в активной среде этих лазеров переход от одного равновесного состояния к другому осуществляется таким образом, что в течение некоторого конечного времени реализуется существенно неравновесное состояние с инверсией населенностей.

Подчеркнем также, что в химических лазерах происходит прямое преобразование химической энергии в энергию когерентного электромагнитного излучения, а привлекательность этих лазеров объясняется тем, что существует большое число химических реакций с огромным энерговыделением.

### *Лекция семнадцатая.* ХИМИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ

*Экзотермические реакции и колебательная энергия. Колебательно-поступательная, колебательно-колебательная и вращательно-поступательная релаксация. Полная и частичная инверсии. Скорость химической накачки. Цепные реакции. К. п. д. инициирования и химический к. п. д. Химические лазеры импульсного и непрерывного действия. Параметры лазеров. Иодный фотодиссоциационный лазер.*

Итак, лазеры, инверсия населенностей в активной среде которых создается за счет неравновесного распределения среди продуктов химической реакции энергии, выделившейся в процессе реакции, непосредственно в реакционном объеме, называются химическими лазерами. Другими словами, излучение химического лазера есть прямой непосредственный результат химической реакции, а не результат какого-то побочного действия химической реакции, например нагрева или взрывообразного роста давления, как в случае газодинамических лазеров с исходной химической энергетикой (стационарное или взрывное сгорание топлива).

Излучение химического лазера является эффектом, обратным фотохимическому эффекту, в котором химическая реакция возникает как прямой, непосредственный результат поглощения атомом или молекулой фотона, а не как результат какого-то побочного действия света, например нагрева реагентов при по-



глощении света. Фотохимическое стимулирование осуществляется для проведения эндотермических реакций. Очевидно, что для создания химических лазеров могут привлекаться только экзотермические химические реакции.

Интерес к химическим лазерам обусловлен тем, что во многих экзотермических химических реакциях выделяется большая энергия на единицу массы реагентов. Примеры хорошо известны — органические топлива, пороха и т. п.

Анализируя реакции, проводимые в газовой фазе, легко видеть, что колебательные степени свободы молекул являются хорошим аккумулятором энергии, выделившейся при химической реакции. Во-первых, при молекулярных химических реакциях перестраиваются химические связи молекул, рвутся одни связи, создаются новые связи, на сохраняющихся связях происходят замещения одних связываемых ядер другими и т. д. Колебательные моды молекул локализируются, как мы знаем, по связям в структуре молекул. Следовательно, энергия высвобождается при экзотермической реакции через перестраиваемую в ходе реакции химическую связь и локализуется в виде колебательной энергии молекул. Во-вторых, в газовой фазе колебательная (или, говоря более точно, колебательно-поступательная) релаксация происходит относительно медленно.

В силу изложенного химические лазеры работают, главным образом, на переходах между колебательными уровнями молекул. Важно знать поэтому, как химическая энергия распределяется между колебательными уровнями молекул в результате реакции и в каких реакциях и у каких молекул возможно инверсное распределение этой энергии.

Простейший случай можно представить реакцией замещения

$$A + BC \rightarrow AB(V) + C = AB^* + C. \quad (17.1)$$

Ряд элементарных реакций типа (17.1) подробно изучен. Так, спектроскопическими методами найдено, что в реакции



отношение колебательной энергии к полной энергии, выделившейся при реакции, составляет  $E_{\text{кол}}/E_{\text{полн}} = 0,7$ . При этом относительные населенности на уровнях  $V=1$ ,  $V=2$ ,  $V=3$  составляют соответственно 0,31, 1,0, 0,48. Примерно такова же ситуация в реакциях  $F + D_2$ ,  $H + F_2$ ,  $H + Cl_2$ ,  $H + Br_2$  и т. д. Как правило, во всех реакциях образования галогеноводородов по схеме (17.1) в результате экзотермического замещения возникает инверсия населенностей.

Полная колебательная инверсия

$$N_{V'}/g_{V'} > N_V/g_V, \quad V' > V, \quad (17.3)$$

возникшая в акте перестройки внутримолекулярной связи, может существовать только в течение некоторого определенного конеч-

ного времени. Релаксационные процессы устремляют неравновесную систему к равновесию, которому отвечает больцмановское распределение населенностей с температурой, соответствующей энергии, выделившейся при реакции. Как мы знаем, молекула обладает колебательными, вращательными и поступательными степенями свободы. Термализация энерговыведения экзотермической реакции предполагает равномерное распределение этой энергии по всем степеням свободы молекулы. Другими словами, в равновесии все виды движения молекулы характеризуются одной и той же температурой  $T$ . Физическим процессом, приводящим к установлению этого равновесия, являются межмолекулярные газокинетические столкновения. Мы знаем, что при столкновениях эффективен квазирезонансный обмен энергией. При колебательно-поступательной ( $V - T$ ) релаксации, когда

$$h\nu_{\text{кол}} > kT, \quad (17.4)$$

условия квазирезонансности сильно нарушены. Поэтому для  $V - T$ -релаксации требуется много, иногда много сотен или тысяч, газокинетических столкновений. Именно поэтому время  $V - T$ -релаксации велико.

Вместе с тем при столкновениях молекул возможен обмен квантами колебательной энергии  $h\nu_{\text{кол}}$  между колебательными уровнями с различными значениями колебательного квантового числа  $V$ . Если ангармонизм молекулы мал, то дефицит энергии при такой передаче (см. (15.7)) также мал:

$$2\chi(V + 1) < kT, \quad (17.5)$$

и колебательно-колебательный обмен (колебательно-колебательная ( $V - V$ ) релаксация) происходит практически со скоростью газокинетических столкновений. При  $V - V$ -релаксации сохраняется общее число колебательных квантов, т. е. энергия, полученная системой молекул в результате (в нашем случае) химической реакции в виде колебательной энергии, сохраняется как колебательная энергия. Изменяется распределение энергии по уровням. Если ангармонизм молекул мал, получающееся в процессе  $V - V$ -релаксации распределение близко к больцмановскому с некоторой эффективной колебательной температурой  $T_v \neq T$ . Очевидно, что при этом полная колебательная инверсия (17.3) исчезает.

За время  $V - V$ -релаксации происходит и вращательно-поступательная ( $R - T$ ) релаксация, приводящая в равновесие вращательные и поступательные степени свободы, характеризуемые в результате некоторой единой температурой  $T$ . Быстрое установление равновесия во вращательно-поступательном резервуаре обусловлено квазирезонансностью обмена энергией при соответствующих столкновениях в силу малости вращательной энергии:

$$BJ(J + 1) < kT. \quad (17.6)$$

Сечения  $V - V$ - и  $R - T$ -релаксаций близки к газокинетическому

сечению. Как правило,  $R - T$ -релаксация идет несколько быстрее  $V - V$ -релаксации. Но  $V - T$ -релаксация, как уже неоднократно подчеркивалось, идет много медленнее, поэтому в течение длительного времени, равного многим (сотням или тысячам) интервалам между газокинетическими столкновениями,  $T_V \neq T$ . Если выбраны такие реакции типа (17.1), для которых экзотермичность реализуется в преимущественно колебательном энерговыделении, то тогда в течение относительно длительного времени

$$T < T_V. \quad (17.7)$$

В этой ситуации возможна так называемая частичная инверсия, условие которой для уровня  $V', J'$ , расположенного выше уровня  $V, J$ , записывается в виде

$$N_{V', J'} / g_{V', J'} > N_{V, J} / g_{V, J}. \quad (17.8)$$

Это условие выполняется, в отличие от условия полной инверсии (17.3), только для некоторых  $J$  и  $J'$ .

Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее. Больцмановское распределение по колебательно-вращательным уровням при квазиравновесных колебательной и вращательной температурах  $T_V$  и  $T$  принимает вид

$$\frac{N_{V, J}}{g_{V, J}} = \frac{1}{\sum_V} \exp\left(-\frac{E_V}{kT_V}\right) \frac{1}{\sum_r} \exp\left(-\frac{BJ(J+1)}{kT}\right), \quad (17.9)$$

где энергия  $E_{V, J}$  вращательного подуровня  $J$  колебательного уровня  $V$  принята равной

$$E_{V, J} = E_V + BJ(J+1) \quad (17.10)$$

(что справедливо для двухатомных или линейных молекул), а  $\sum_V$  и  $\sum_r$  обозначают соответственно колебательную и вращательную статистические суммы. Условие частичной инверсии выполняется в случае, если

$$\frac{T_V}{T} > \frac{E_{V'} - E_V}{B} \frac{1}{J(J+1) - J'(J'+1)}, \quad J' < J. \quad (17.11)$$

При этом правила отбора для колебательно-вращательных переходов  $\Delta V = \pm 1$ ;  $\Delta J = 0, \pm 1$  позволяют упростить (17.11) с помощью соотношений  $E_{V'} - E_V = h\nu$ ,  $J = J' + 1$ :

$$\frac{T_V}{T} > \frac{h\nu}{2BJ}. \quad (17.12)$$

Иначе говоря, частичная инверсия реализуется только в  $P$ -ветви (значение  $J$  для вращательного подуровня верхнего лазерного уровня на единицу меньше, чем для вращательного подуровня нижнего уровня) и для значений  $J$  нижнего уровня, определяе-

мых запасом колебательной энергии, т. е. значением  $T_v$ :

$$J > \frac{h\nu}{2B} \frac{T}{T_v}. \quad (17.13)$$

В то же время при полной колебательной инверсии возможно усиление на всех трех ветвях:  $P$ ,  $Q$  и  $R$ .

Возможность существования частичной инверсии является важной особенностью молекулярных систем. В колебательно-вращательных спектрах инверсия может осуществляться не только за счет различия в населенностях колебательных уровней. Существенное значение имеет распределение населенностей в колебательном уровне по вращательным подуровням. Для переходов  $P$ -ветви, идущих в поглощении от  $J+1$  нижнего к  $J$  верхнего колебательного уровня, а в излучении от  $J-1$  верхнего к  $J$  нижнего, реализуется своеобразная ситуация.

Представим себе для простоты рассуждений такую картину: населенности двух колебательных уровней  $V$  и  $V+1$  равны друг другу. Полной инверсии нет. Распределения населенностей по подуровням в этих двух колебательных уровнях полностью тождественны друг другу и являются больцмановскими. Подуровень  $J-1$  населен сильнее, чем  $J$ . В свою очередь,  $J$  населен сильнее, чем  $J+1$ , и т. д. При равенстве колебательных населенностей уровней  $V$  и  $V+1$  их подуровни  $J_v$  и  $J_{v+1}$  населены одинаково. Аналогично, одинаково населены подуровни  $(J-1)_v$  и  $(J-1)_{v+1}$  и т. д. Следовательно, подуровень  $(J-1)_{v+1}$  населен сильнее, чем подуровень  $J_v$ . Более низко расположенный подуровень верхнего уровня является нижним на шкале вращательных энергий, так как на своем колебательном уровне его вращательная энергия меньше. Но он расположен выше на шкале колебательных энергий, и поэтому для колебательно-вращательного перехода в  $P$ -ветви возможна инверсия, названная выше частичной. Обычно обозначают символом  $J$  подуровень нижнего колебательного уровня. При отсутствии инверсии колебательных населенностей перехода  $V+1 \rightarrow V$  частичная инверсия может осуществляться только для переходов  $J-1 \rightarrow J$ , т. е. в  $P$ -ветви для значений  $J$ , даваемых формулой (17.13).

Итак, пока не прошла  $V-V$ -релаксация, существует полная колебательная инверсия, обусловленная характером распределения энергии элементарного экзотермического химического акта по колебательным состояниям молекул продуктов реакции. Пока не прошла  $V-T$ -релаксация, существует частичная вращательная инверсия в  $P$ -ветви. Различать эти два вида инверсии легко по спектру возможных частот генерации.

По достижении инверсии все свойства химических лазеров полностью совпадают со свойствами всех остальных молекулярных газовых лазеров, что, впрочем, справедливо и при любом другом способе создания активной среды.

Важнейшим же вопросом для химических лазеров является вопрос о выборе химической реакции, создающей инверсию.

Рассмотрим простую модель (рис. 17.1). Пусть уровень 2 заселяется в процессе химической реакции со скоростью  $W$ . Тогда в рассматриваемом двухуровневом приближении скоростные уравнения имеют вид

$$\frac{dn_2}{dt} = W - \left( \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{21}} \right) n_2, \quad \frac{dn_1}{dt} = \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_1}{\tau_1}, \quad (17.14)$$

где смысл времен  $\tau$  ясен из рис. 17.1. Стационарное значение разности населенностей

$$n_2 - n_1 = W \tau_2 \frac{\tau_{21} - \tau_1}{\tau_2 + \tau_{21}} \quad (17.15)$$

достигает максимального значения

$$n_2 - n_1 = W \tau_{\text{эфф}}, \quad (17.16)$$

где  $1/\tau_{\text{эфф}} = 1/\tau_2 + 1/\tau_{21}$  при  $\tau_1 \ll \tau_{21}$ . Это максимальное значение должно превышать некоторое пороговое для генерации значение

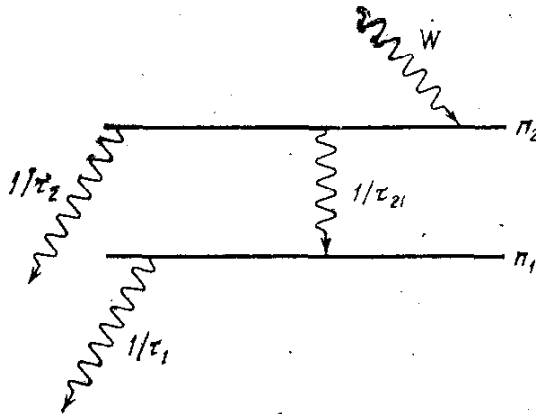


Рис. 17.1. К рассмотрению кинетики накачки химического лазера.

$n_{\text{пор}}$ . Следовательно, скорость химической накачки должна превышать некоторое значение, определяемое плотностью пороговой инверсии и эффективным временем релаксации:

$$W > n_{\text{пор}} / \tau_{\text{эфф}}. \quad (17.17)$$

Примем теперь, что скорость химической накачки тождественна скорости химической реакции. Пусть рассматриваемая реакция может быть записана в виде



Тогда скорость получения продукта  $AB^*$  определяется произведением концентраций исходных реагентов  $[A]$  и  $[B]$  и так называемой константы скорости реакции  $K$ :

$$W = [A][B]K. \quad (17.19)$$

Величина  $K$  подчиняется закону Аррениуса:

$$K = K_0 \exp(-E_a/kT), \quad (17.20)$$

где  $E_a$  — так называемая энергия активации реакции, а предэкспоненциальный множитель  $K_0$  слабо зависит от температуры и всегда меньше величины, определяемой числом газокинетических столкновений  $\langle \sigma v \rangle$ :

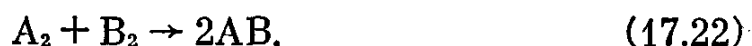
$$K_0 \lesssim \langle \sigma v \rangle. \quad (17.21)$$

При 300 К и обычных значениях энергии активации ( $E_a \approx \approx 10$ —20 ккал/моль) константа скорости реакции очень мала ( $K \approx 10^{-18}$ — $10^{-26}$  см<sup>3</sup>/с), что не может обеспечить выполнения условия (17.17). Для химической накачки нужны реакции с энергией активации, исчисляемой единицами килокалорий на моль. (Для справок заметим, что энергии 1 эВ соответствует энергия 23 ккал/моль.) Столь малые энергии активации могут быть только у реакций с участием свободных атомов или свободных радикалов. Но приготовление свободных химически активных атомов или свободных радикалов крайне энергоемко. Энерговыделение радикальных реакций при 300 К составляет величину того же порядка, что и затраты энергии на приготовление радикалов.

При рассмотрении вопроса о химической накачке возникает, таким образом, проблема такого снижения затрат энергии на создание радикалов, при котором инициирование химической реакции типа (17.18) не было бы энергоемким. Тогда излучательный энергосъём, примерно равный энерговыделению химической реакции, мог бы заметно превышать энергию инициирования реакции. В идеальном предельном случае можно было бы надеяться на осуществление чисто химического лазерного эффекта, получаемого без каких-либо затрат энергии на инициирование реакции.

Обсуждаемая проблема решается использованием цепных и самоподдерживающихся химических реакций. В этих реакциях каждый химически активный центр (радикал, атом) воспроизводится в процессе реакции. Многократное использование радикалов перерабатывает в излучение запас химической энергии смеси. Многократность включения радикалов в реакции в ходе цепного химического процесса может перекрыть энергозатраты на создание того небольшого числа радикалов, которое нужно для начала развития цепного процесса.

Действительно, чтобы реализовать реакции типа (17.1) или (17.18), нужно иметь атомы (радикалы) А и (или) В. В простейшем случае мы имеем двухатомные молекулы  $A_2$  и  $B_2$ . Тогда продукт АВ обычно может быть получен в реакции



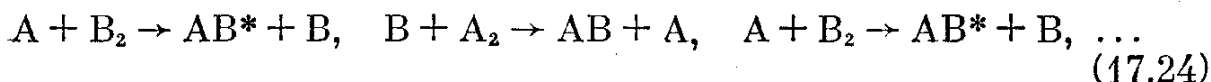
Но эта прямая нецепная реакция имеет большую энергию активации и идет со скоростью, недостаточной для образования инверсии выше пороговой.

Применим теперь внешнее инициирующее воздействие, например подвергнем газ воздействию интенсивной вспышки достаточ-

но жесткого УФ излучения. В результате часть молекул диссоциирует:



и возможно установление быстрой цепной реакции:



Второй акт в цепи (17.24) восстанавливает исходную ситуацию, и выработка желаемого продукта  $AB^*$  продолжается в отсутствие иницирующего воздействия. Однако реальная цепь не бесконечна, активные центры существуют конечное время и в конце концов гибнут. При анализе цепных реакций используется понятие химической длины цепи  $\nu_x$ , равной отношению концентрации молекулярного продукта  $AB$  к концентрации исходных (иницирующих) радикалов  $A$ .

По существу, длина  $\nu_x$  определяется отношением скорости самого медленного акта цепи к скорости гибели активных центров. Очевидно, что чем длиннее цепь, тем меньше доля энергии первого иницирования в общем энергобалансе реакции и, следовательно, тем выше к. п. д. возможного лазера. Но для лазерного эффекта нужен не просто молекулярный продукт  $AB$ , нужны возбужденные молекулы  $AB^*$ . Всегда существующие релаксационные процессы приводят к гибели возбуждения, т. е. гибели инверсии. Поэтому работу химического лазера следует характеризовать, вводя понятие лазерной длины цепи  $\nu_l$ , определяемой как отношение скорости выработки возбужденных молекул  $AB^*$  к скорости гибели инверсии из-за релаксации. Причины гибели радикалов и релаксации инверсии, в принципе, одинаковы — газокинетические столкновения. Но релаксация протекает быстрее, поэтому  $\nu_l < \nu_x$ , и именно лазерная длина цепи определяет к. п. д. лазера.

Пусть на создание исходного радикала требуется энергия  $E_d$ . Каждый радикал сработал  $\nu_l$  раз. Энергозатраты источника иницирования (его к. п. д. равен  $\eta_i$ ), приходящиеся тогда на один акт полезного излучения, составляют  $E_d/\eta_i\nu_l$ . Если энерговыделение акта реакции образования одной молекулы  $AB^*$  равно  $\Delta H$  и доля этой энергии  $\eta_p$  идет в нужное нам колебание молекулы  $AB$ , то в одном акте излучается энергия  $\Delta H\eta_p$ , и к. п. д. иницирования химического лазера, называемый также часто внешним к. п. д., оказывается равным

$$\eta_0 = \nu_l \eta_i \eta_p \Delta H / E_d. \quad (17.25)$$

Этот коэффициент при большой лазерной длине цепи может превышать, даже значительно превышать, 100%. Именно в этом заключено преимущество химических лазеров.

Наряду с к. п. д. иницирования представляет интерес величина химического к. п. д. лазера  $\eta_x$ , по определению равного

отношению энергии лазерного излучения  $Q_{\text{л}}$  к общему запасу химической энергии в системе  $Q_{\text{х}}$ :

$$\eta_{\text{х}} \equiv Q_{\text{л}}/Q_{\text{х}}. \quad (17.26)$$

Величина  $\eta_{\text{х}}$  важна прежде всего потому, что химическая энергия отнюдь не является даровой, она заключена в исходных реактивах, приготовление которых может быть весьма энергоемким.

Из предыдущего рассмотрения очевидно, что

$$Q_{\text{л}} = \nu_{\text{л}} \eta_{\text{р}} \Delta H [A]_0, \quad (17.27)$$

где  $[A]_0$  — исходное число радикалов при иницировании.

Запас химической энергии в системе определяется величиной энерговыделения реакции образования одной молекулы  $AB^*$  и тем, сколько таких молекул может быть образовано заданным составом реагентов исходной смеси. Последнее равняется числу тех молекул исходной смеси, которые входят в результирующий молекулярный продукт в стехиометрически меньшей концентрации. Это число, обозначаемое символом  $[N]$ , в случае реакции типа (17.22), или, точнее говоря, реакций (17.23), (17.24), равно концентрации  $[A_2]$  молекул  $A_2$ . Будем исходить из простейшего случая. Тогда

$$Q_{\text{х}} = \Delta H [A_2], \quad (17.28)$$

$$\eta_{\text{х}} = \nu_{\text{л}} \eta_{\text{р}} [A]_0 / [A_2]. \quad (17.29)$$

Химический к. п. д., как и к. п. д. иницирования, тем больше, чем длиннее лазерная цепь и чем больше к. п. д. реакции  $\eta_{\text{р}}$ . Вместе с тем глубина иницирования, т. е. относительное число активных центров  $[A]_0/[A_2]$ , созданных источником иницирования, также определяет  $\eta_{\text{х}}$ . К сожалению, дальнейшее сравнение  $\eta_{\text{х}}$  и  $\eta_{\text{л}}$  проводить трудно, так как лазерная длина цепи  $\nu_{\text{л}}$  сложным образом зависит от кинетики цепной реакции и от начальной концентрации радикалов  $[A]_0$ . Часто с ростом степени инициации длина цепи  $\nu_{\text{л}}$  уменьшается, при этом  $\eta_{\text{х}}$  и  $Q_{\text{л}}$  могут возрастать, а  $\eta_0$  — падать. В реальных условиях ищется компромиссное решение.

Упомянутые в начале этой лекции галогеноводородные лазеры работают в среднем ИК диапазоне. Для них характерны следующие длины волн: HF-лазер — 2,7 мкм, HCl-лазер — 3,7 мкм, HBr-лазер — 4,2 мкм, DF-лазер — 4,3 мкм. При этом следует иметь в виду, что сложная структура колебательно-вращательных переходов в этих молекулах при сильном колебательном возбуждении позволяет получать генерацию на многих линиях в широком диапазоне в окрестности указанных длин волн. Все эти длины волн интересны сами по себе, но обращает на себя внимание величина кванта излучения DF-лазера, совпадающая с энергией колебания  $00^0_1$  молекулы  $CO_2$ . Поэтому химически возбужденный DF может быть с успехом применен для создания хими-



геских  $\text{CO}_2$ -лазеров путем использования резонансной передачи энергии возбуждения.

К настоящему времени разработаны как импульсные химические лазеры, так и химические лазеры непрерывного действия.

В импульсных лазерах во взаимно стабильной смеси газов импульсное инициирование включает цепную реакцию, приводящую к излучению. Следует только помнить, что реакция должна быть быстрой, так как в медленно протекающей квазистационарной реакции релаксационные процессы приводят к гибели инверсии, уравнивая все степени свободы. Здесь просматривается аналогия с газодинамическим лазером, охлаждение газа в котором также должно быть быстрым.

Для импульсного инициирования применяются разного рода процессы фотолиза и радиолиза, главным образом УФ диссоциация и диссоциация электронным пучком. В качестве источников УФ излучения применяются искровые разряды, взрывающиеся проволочки, скользящие разряды, кварцевые лампы. Характерная длительность импульсов излучения этих источников составляет примерно 1 мкс. Электронные пучки могут обеспечивать более кратковременное воздействие (1—100 нс), но их общая эффективность ниже.

Для получения инверсии желательны наиболее простые молекулы — продукты реакций; предпочтительнее всего — двухатомные гетероядерные молекулы типа АВ. В противном случае усложняются процессы  $V - V$ -релаксации, да и в первичном акте экзотермической реакции произойдет перераспределение химической энергии по степеням свободы молекулы.

Наилучшим примером является HF-лазер. Генерация наблюдается, главным образом, в колебательной полосе перехода  $V = 2 \rightarrow V = 1$  в диапазоне 2,7 мкм. Для получения сначала атомарного фтора, а затем фтороводорода используются смеси молекул-фтороносителей типа  $\text{NF}_3$ ,  $\text{UF}_6$ ,  $\text{SF}_6$ ,  $\text{WF}_6$  или фреонов с водородом или водородсодержащими молекулами. Так, в смеси  $\text{H}_2 : \text{F}_2 : \text{O}_2 : \text{SF}_6$  в отношении 10 : 36 : 14 : 10 при общем давлении 1 атм и инициировании электронным пучком получен энерго-съем 100 Дж/л в импульсе длительностью 30 нс. К. п. д. инициирования достигал 800%. Здесь следует обратить внимание на важную особенность химических лазеров, обусловленную их химической природой. Смесь абсолютно чистых водорода  $\text{H}_2$  и фтора  $\text{F}_2$  нестабильна. Правилom, а не исключением, являются ее самопроизвольные взрывы. Добавление кислорода и  $\text{SF}_6$  стабилизирует смесь. Выбор исходной смеси газов представляет, таким образом, в химических лазерах серьезную проблему не только с точки зрения релаксационной кинетики, но и с точки зрения кинетики цепных реакций взрывного типа.

Большой интерес, особенно для автономных применений, имеет DF —  $\text{CO}_2$ -лазер, основанный на уже упомянутой передаче энер-

гии  $DF^* + CO_2 \rightarrow DF + CO_2^*$ . В импульсах длительностью несколько микросекунд на волне 10,6 мкм получен энергосъем до 150 Дж/л.

Непрерывный режим работы химических лазеров возможен при смешивании газов, например в сопловых блоках. Так как смешивать в потоке можно взаимно совершенно нестабильные реагенты, а затем быстро, со скоростью, близкой к звуковой, удалять продукты их реакции, то становится возможным чисто химический лазер без инициирования. Наиболее интересен здесь  $DF - CO_2$ -лазер, в котором возбужденные молекулы  $DF^*$  возникают в ходе цепной реакции, поджигаемой при смешивании устойчивого радикала  $NO$  с молекулярным фтором, что дает атомарный фтор, служащий активным центром цепной реакции:



К возбужденному  $DF^*$  ниже по потоку подмешивается  $CO_2$ , возбуждаемый по хорошо известной схеме



Отработка газодинамической системы, реализующей такую схему, представляет известные трудности ввиду взрывоопасности используемых смесей и высокой токсичности продуктов реакции. На рис. 17.2 показана соответствующая схема проточного реакционного сосуда, снабженного на выхлопе лазерным резонатором.

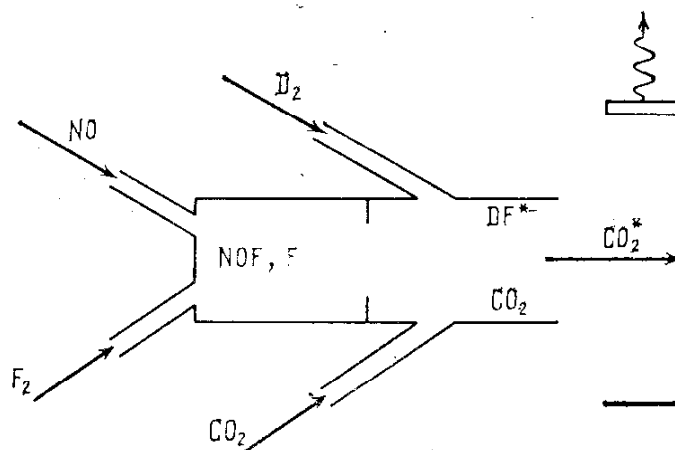


Рис. 17.2. Схема проточного реакционного сосуда химического  $DF - CO_2$ -лазера. Волнистая стрелка показывает выход излучения через частично прозрачное зеркало.

По существу, эта схема близка к газодинамическому лазеру и встречается с теми же трудностями конструирования резонатора лазера с быстрым поперечным протоком активного вещества. Приведенная мощность такого лазера может достичь сотен ватт в пересчете на скорость расхода активного вещества 1 г/с.

По-видимому, в строгом смысле слова химическими следует считать такие лазеры с химическим механизмом возбуждения

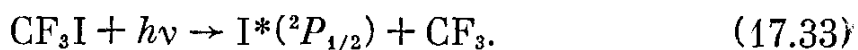
активной среды, для которых к. п. д. инициирования (внешний к. п. д.) превышает единицу.

Примером обратной ситуации является иодный фотодиссоциационный лазер.

В фотохимии хорошо известно, что в некоторых случаях атомы охотнее вступают в реакции присоединения, будучи электронно возбуждены. Следовательно, при диссоциации могут возникать электронно возбужденные атомы. Это означает, что по крайней мере часть энергии связи атомов в молекуле может затратиться на возбуждение осколка молекулы. Если фрагментом диссоциации является атом, то возбужденными могут оказаться только его электронные уровни энергии. Но исходная молекула устойчива, следовательно, на разрыв связи необходимо затратить энергию, очевидно, большую той доли энергии, которая в результате разного рода перераспределений выделится в виде электронной энергии атома.

Имея в виду релаксационные процессы, мы понимаем, что диссоциацию надо проводить быстро. При этом дальнейшее использование возбужденных продуктов диссоциации для их цепного размножения недопустимо, так как оно приведет к гибели возбуждения. Поэтому наиболее удобна прямая импульсная фотодиссоциация. Из изложенного ясно, что к. п. д. инициирования в рассматриваемом случае меньше единицы. С этой точки зрения фотодиссоциационные лазеры отличаются от тех химических лазеров, которым посвящена в основном эта лекция. Следует все же помнить, что в рамках более общего определения, приведенного в начале лекции, фотодиссоциационные лазеры являются химическими лазерами.

Наибольшую известность приобрел иодный лазер на волне 1,315 мкм, возбужденные атомы иода в котором получают путем импульсного фотолиза молекул  $\text{CF}_3\text{I}$ . Реакция происходит по схеме



Возбужденное состояние иода  $^2P_{1/2}$  опустошается излучательными переходами  $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$  в рамках одной и той же электронной конфигурации иода  $5p^5$ . Излучение немонахроматического источника поглощается в широкой молекулярной полосе поглощения, возбужденные атомы излучают в узкой линии, характерной для атомных спектров.

Так как фотодиссоциации могут быть подвергнуты большие объемы газа  $\text{CF}_3\text{I}$ , то иодный лазер этого типа представляется весьма перспективным для получения высокой импульсной энергии.

Источником УФ диссоциации излучения служат импульсные кварцевые лампы, взрывающиеся проволочки, открытые разряды.

Кроме молекул  $\text{CF}_3\text{I}$ , в качестве источника возбужденных атомов иода нашли применение молекулы  $\text{C}_2\text{F}_7\text{I}$  и  $\text{CH}_3\text{I}$ .

## Лекция восемнадцатая. СО-ЛАЗЕРЫ, ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В МОЛЕКУЛАХ

*Плато в колебательных населенностях. Частичная инверсия. Особенности спектра генерации СО-лазера. Электронные переходы в молекулах. Принцип Франка—Кондона. Азотный лазер. Водородный лазер. Экимерные лазеры.*

Вернемся к молекулярным лазерам.

В средней части ИК диапазона обращает на себя внимание СО-лазер, работающий в интервале длин волн 5—6,5 мкм. Этот лазер во многом подобен СО<sub>2</sub>-лазеру. Высокий к. п. д., высокая выходная мощность, способность работать в непрерывном и импульсном режимах, многообразие методов достижения инверсии (газоразрядное, газодинамическое, химическое, электронно-лучевое возбуждение), относительная близость частотных интервалов и возможность выбора длины волны в сравнительно широком диапазоне существенно сближают эти лазеры.

Как и СО<sub>2</sub>-лазер, СО-лазер работает на колебательно-вращательных переходах в основном электронном состоянии. Механизмы колебательного возбуждения молекул СО подобны механизмам возбуждения СО<sub>2</sub>. Это — либо непосредственное возбуждение высших колебательных состояний СО электронным ударом, в процессе химической реакции и т. п., либо передача энергии возбуждения от молекул N<sub>2</sub>, возбужденного тем или иным хорошо известным нам способом. Но колебательное возбуждение и инверсия — это разные понятия. Механизм создания инверсии в СО-лазерах существенно отличается от такового в СО<sub>2</sub>-лазерах.

Для многоатомной молекулы СО<sub>2</sub>, обладающей тремя колебательными модами и малым ангармонизмом, справедлива теория релаксации гармонических осцилляторов. Быстрый  $V - V$ -обмен, идущий по каждой из мод, устанавливает в них свои колебательные температуры, значения которых определяются полученной молекулой энергией и  $V - T$ -релаксацией, идущей с разными скоростями в разных модах (см. лекцию пятнадцатую).

Для двухатомной, т. е. обладающей одной колебательной модой, молекулы СО такой подход несправедлив. В случае СО происходит релаксация существенно ангармонических осцилляторов. Этот процесс описывается системой кинетических уравнений, в которые входят населенности всех колебательных уровней, константы скоростей всех парциальных  $V - V$ - и  $V - T$ -релаксаций, сечения возбуждения, концентрации доноров, энергии возбуждения, концентрации примесей, создающих новые каналы релаксации и соответствующие им константы, и т. д. Даже если интересоваться только стационарным режимом и положить все  $dN_v/dt = 0$ , то остается система примерно 60 нелинейных алгебраических уравнений, не сводимая, в отличие от СО<sub>2</sub>, к двух- или трехуровневой системе.

Результаты машинного счета сводятся к следующему.

В системе колебательных уровней молекулы CO (рис. 18.1) существует некий уровень  $V_0$  такой, что для уровней  $V > V_0$   $V - T$ -релаксация идет скорее, чем  $V - V$ -релаксация, и наоборот — для уровней  $V < V_0$  процесс  $V - V$ -релаксации идет быстрее, чем  $V - T$ -релаксации. При этом значение  $V_0$  зависит от температуры газа, уменьшаясь с его разогревом.

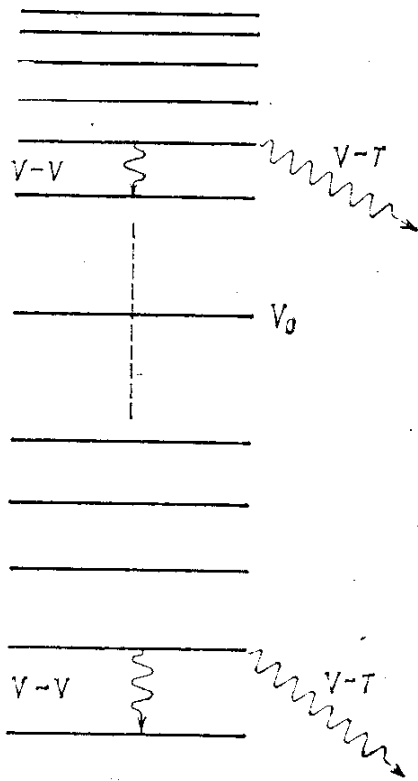


Рис. 18.1. Колебательные уровни молекулы CO. Показано существование уровня  $V_0$ , выше которого преобладает поступательная релаксация, ниже — колебательная.

Поэтому при низких температурах, когда  $V_0$  велико, преобладает  $V - V$ -релаксация. В итоге при колебательном возбуждении распределение частиц по  $V$  резко отличается от больцмановского.

При температуре газа 150—300 К в колебательном распределении наблюдается плато. Это плато простирается от  $V = 5$  до  $V = 10$  при 200 К при газоразрядном способе возбуждения в смеси с азотом, но может доходить и до  $V = 30 - 35$  при более низких температурах и хорошо подобранных смесях. При увеличении температуры газа от 150 до 500 К плато исчезает, так как падает  $V_0$ , т. е. уменьшается роль возбуждения верхних колебательных уровней в процессах  $V - V$ -обмена и растет роль  $V - T$ -релаксации, а ее скорость увеличивается. При больших температурах и при наличии возбуждения колебательное распределение быстро стремится к равновесному больцмановскому (рис. 18.2).

Изложенное выше свидетельствует о необходимости охлаждения газовой смеси CO-лазеров и о целесообразности

включения в ее состав хорошо теплопроводного гелия.

Плато в колебательных населенностях означает отсутствие полной колебательной инверсии. Однако обсуждение, проведенное в предыдущей лекции в связи с химическими лазерами, показало, что в отсутствие колебательной инверсии возможна частичная вращательная инверсия. Тогда в генерации должны проявляться только линии  $P$ -ветви, что и наблюдается экспериментально.

Точная формула для коэффициента усиления в центре линии доплеровского уширенного колебательно-вращательного перехода  $V \rightarrow V - 1, J - 1 \rightarrow J$  дает

$$\alpha_{V, V-1}(J) = \left(\frac{2c}{\pi kT}\right)^{3/2} (2J - 1) A_{V, V-1} h \lambda^3 M^{1/2} \left[ N_V B_V \exp\left(-\frac{B_V J(J-1) hc}{kT}\right) - N_{V-1} B_{V-1} \exp\left(-\frac{B_{V-1} J(J+1) hc}{kT}\right) \right]. \quad (18.1)$$

При равенстве колебательных населенностей  $N_v = N_{v-1}$  и при мерном равенстве вращательных констант  $B_v \approx B_{v-1}$  коэффициент усиления положителен, так как

$$\exp\left(-\frac{a(J-1)}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{a(J+1)}{kT}\right) > 0, \quad (18.2)$$

и тем больше, чем ниже температура газа  $T$ .

Формула (18.1) и рис. 18.2 приводят к важному выводу о каскадном характере генерации в СО-лазере. Рис. 18.3 показывает, как каскадные переходы приводят к последовательному заселению колебательных состояний. Генерация на соответствующих колебательно-вращательных переходах происходит при этом

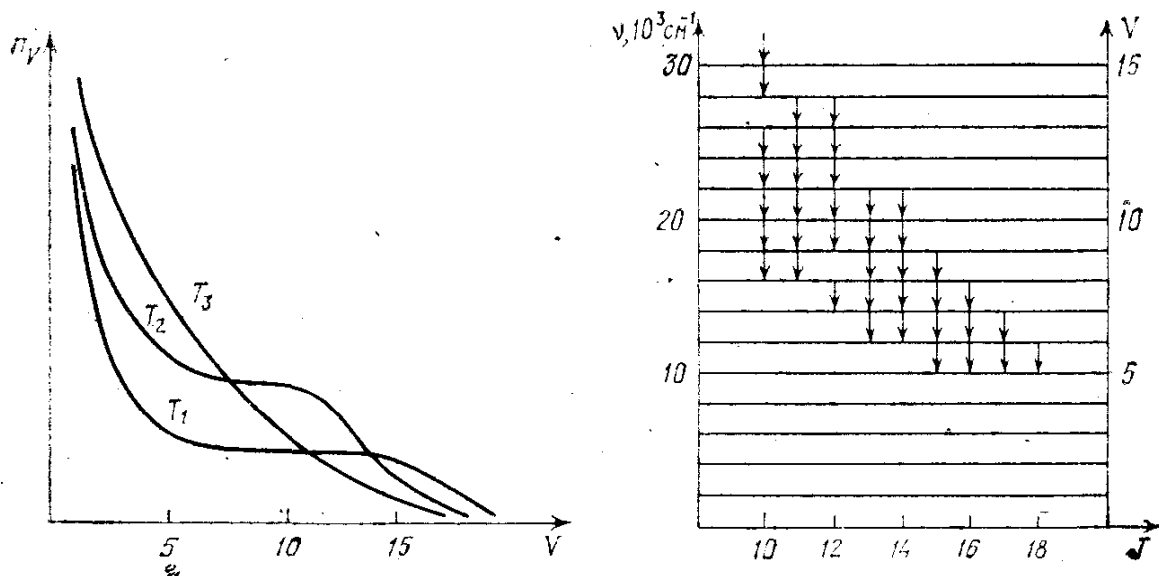


Рис. 18.2. Стационарное распределение населенностей по колебательным уровням основного электронного состояния молекулы СО при наличии колебательного возбуждения ( $T_1 < T_2 < T_3$ ).

Рис. 18.3. Каскадный характер генерации в СО-лазере.

последовательно с задержкой во времени. Рис. 18.3 показывает также, как и почему СО-лазер работает на многих частотах. Вместе с тем ясно, что в силу каскадности генерации (в отличие от СО<sub>2</sub>-лазера, где имеется общий верхний уровень и потому возможна конкуренция линий генерации) в случае СО-лазера невозможно всю энергию, запасенную в неравновесном распределении частиц по колебательным уровням, преобразовать в одну частоту генерации. В непрерывном режиме СО-лазер работает сразу на многих частотах, в импульсном режиме, как правило, происходит последовательное переключение частот генерации. При высоком давлении и интенсивной накачке (несамостоятельный разряд, поддерживаемый пучком электронов) и в импульсном режиме генерация происходит одновременно на нескольких частотах.

Селективные резонаторы, равно как и внешние дисперсионные элементы, позволяют выделять любую из возможных частот генерации.

Наибольшее распространение получили простые системы с продольным разрядом, конструктивно подобные  $\text{CO}_2$ -лазерам. В смесях  $\text{CO}$  с гелием, азотом, небольшим количеством кислорода при охлаждении до 150—200 К во всех линиях генерации в непрерывном режиме достигается общая мощность генерации в десятки ватт. В разряде происходят сложные химические реакции, меняющие парциальный состав смеси и набор релаксационных партнеров. Переход к комнатным температурам и отпаянным системам стал возможным при переходе к смесям, содержащим ксенон.

В ТЕА  $\text{CO}$ -лазерах или в  $\text{CO}$ -лазерах с несамостоятельным разрядом используются смеси типа  $\text{CO}:\text{Xe}:\text{He} = 1:1:8$ .

Интерес к  $\text{CO}$ -лазеру обусловлен не только важностью диапазона длин волн, перекрываемого его излучением, но и его высокими энергетическими параметрами. Схема уровней энергии активной среды  $\text{CO}$ -лазера (см. рис. 18.3) такова, что суммарно во всех линиях генерации от  $V \geq 25$  до  $V = 5$  к. п. д. энерговклада может превышать 50—75%.

Заметим в заключение, что линии генерации  $\text{CO}$ -лазера обозначаются символом  $P_{v, v-1}(J)$ , где  $P$  обозначает  $P$ -ветвь,  $J$  — номер вращательного подуровня нижнего колебательного уровня перехода  $V \rightarrow V - 1$ . Спектры молекулы  $\text{CO}$  хорошо изучены, а поэтому такая символика оказывается достаточной.

До сих пор мы вели речь о молекулярных газовых лазерах, имея в виду колебательные спектры молекул. Однако возможна генерация и на электронных переходах в молекулах.

Электронная энергия молекул сложно зависит от их строения. Система уровней богата и сложна. Энергия распределена между многими степенями свободы. Осевая симметрия двухатомных и линейных многоатомных молекул позволяет классифицировать электронные состояния молекулы по значениям квантового числа  $\Lambda$ , определяющим абсолютную величину проекции полного орбитального момента  $L$  на ось молекулы. По аналогии с атомными состояниями  $S, P, D, F, G, \dots$  молекулярные состояния с  $\Lambda = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$  обозначаются соответственно  $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots$ . При этом мультиплетность уровня  $\mu = 2s + 1$  указывается слева вверху: например, состояние с  $\Lambda = 1$  и  $s = 1/2$  обозначается как  $^2\Pi$ , с  $\Lambda = 0$  и  $s = 1$  — как  $^3\Sigma$  и т. п.

Основное состояние химически устойчивых молекул — это, как правило, состояние  $^1\Sigma$ .

Для дипольных переходов выполняется правило отбора  $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$ , т. е. в дипольном приближении разрешены переходы  $\Sigma \rightarrow \Sigma, \Pi \rightarrow \Sigma$  и т. д.

Распределение интенсивностей в системе полос электронных переходов молекулы определяется свойствами кривых потенциал-

ной энергии в основном и возбужденном электронных состояниях  $E'(r)$  и  $E''(r)$  в соответствии с принципом Франка — Кондона: при переходе молекулы из одного электронного состояния в другое не происходит заметного изменения ни относительного положения, ни скоростей атомных ядер молекулы. Другими словами, принцип Франка — Кондона разрешает переходы из одного электронного состояния в другое только по вертикали на диаграмме потенциальных кривых, связывающей так называемые точки поворота колебательного движения молекулы между стенками потенциальной ямы (рис. 18.4).

Как правило, возбужденное электронное состояние соответствует более разрыхленной молекуле. Абсцисса минимума электронного терма, очевидно, соответствует в случае двухатомной молекулы равновесному расстоянию между ядрами  $r_0$ . Сказанное выше означает, что, как правило,  $r_0'' > r_0'$  (рис. 18.4). Это обстоятельство оказалось определяюще важным для работы азотного УФ лазера ( $\lambda = 337,1$  нм).

Схема уровней энергии приведена на рис. 18.5. Расположение потенциальных кривых верхнего ( $C^3\Pi_u$ ), нижнего ( $B^3\Pi_g$ ) и основного ( $X^1\Sigma_g^+$ ) состояний таково, что при электронном возбуждении

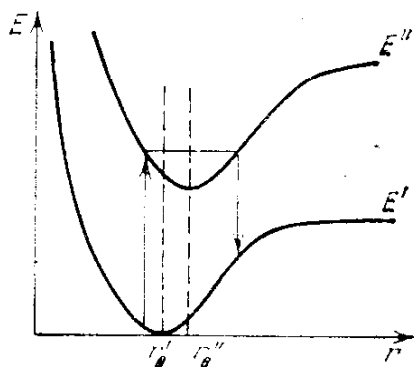


Рис. 18.4. Иллюстрация принципа Франка — Кондона.

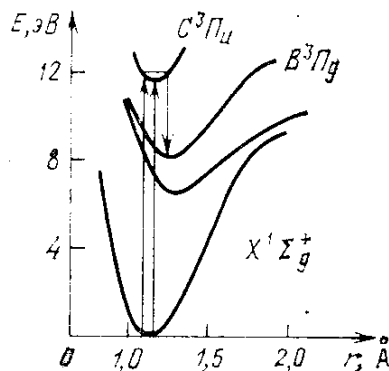


Рис. 18.5. Схема уровней энергии молекулярного азота.

в соответствии с принципом Франка — Кондона происходит эффективное заселение уровней  $V=0$  и  $V=1$  состояния  $C$ . Состояние  $B$  при этом не заселяется. Грубо говоря, электроны столкновительно переводят молекулы  $N_2$  вертикально вверх по диаграмме «потенциальная энергия — межъядерное расстояние», не задевая сдвинутые направо термы и тем самым не заселяя нижние лазерные уровни. Вместе с тем тот же принцип Франка — Кондона разрешает излучательные переходы из состояния  $C$  в состояние  $B$ , но только вертикально вниз из правых поворотных точек терма  $C^3\Pi_u$ .

Так принцип Франка — Кондона в случае  $N_2$ -лазера позволяет осуществить разнесение каналов возбуждения и генерации. Это разнесение с еще большей степенью наглядности проявляется



в случае  $\text{H}_2$ -лазера (диапазон 116—126 нм, вакуумный УФ), схема уровней которой представлена на рис. 18.6.

Ввиду малости времени жизни верхних состояний для возбуждения водородного и азотного лазеров применяются импульсные газоразрядные системы с малой индуктивностью. Подчеркнем, что эти лазеры являются лазерами на самоограниченных переходах, так как их нижние уровни обладают большим временем жизни, чем верхние.

Радиационное время жизни верхнего рабочего состояния азотного лазера (38 нс) почти в 50 раз больше, чем водородного лазера (0,8 нс). Поэтому система возбуждения азотного лазера конструируется проще.

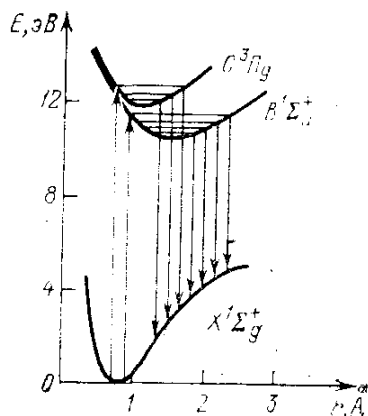


Рис. 18.6. Схема уровней энергии молекулярного водорода.

Однако и в этом случае необходим поперечный разряд. Более того, короткое время жизни верхнего состояния, крутой фронт включения инверсии и самоограниченный характер генерации приводят к тому, что (см. лекцию четырнадцатую) время существования усиления очень мало. Для азотного лазера оно обычно составляет 3—10 нс. Длительность импульса накачки не должна превышать это время. Но за 3 нс свет проходит расстояние около 1 м. Следовательно, для импульса, зародившегося на одном конце сколько-нибудь длинного лазера и пришедшего к его другому концу, усиление исчезает, если поперечный разряд накачки зажжен одновременно на всей длине лазера. Значит, нужна бегущая волна возбуждения, распространяющаяся вдоль оси лазерной трубки синхронно с импульсом светового излучения. В этом случае достигается высокий коэффициент однонаправленного усиления и происходит излучение усиливающегося по мере распространения и тем самым приобретающего направленность и «монохроматичность» импульса спонтанного излучения.

Азотный, водородный и подобные им коротковолновые (УФ, вакуумный УФ) лазеры в силу того, что время существования инверсии в них очень мало ( $\leq 1$  нс), являются так называемыми суперлюминесцентными лазерами или лазерами на сверхсветимости. Это означает, что в них за время существования инверсии не успевает реализоваться обратная связь, они не являются автоколебательными системами с положительной обратной связью и испускают усиленное шумовое излучение, в силу свойств когерентного усиления бегущей волны в актах индуцированного испускания излучение спектрально и пространственно очищенное (см. лекцию пятую), т. е. практически монохроматическое и высоконаправленное.

Давление газа в  $\text{N}_2$ - и  $\text{H}_2$ -лазерах составляет обычно 10—100 Торр. При более высоком давлении начинает сказываться

столкновительное тушение возбужденных молекулярных состояний.

При плотности мощности накачки до  $5 \text{ кВт/см}^3$  для азотного лазера характерной является пиковая мощность генерации  $1 \text{ МВт}$  в импульсе длительностью  $10 \text{ нс}$ , для водородного —  $10 \text{ кВт}$ ,  $1 \text{ нс}$ . К. п. д. этих лазеров невысок и в зависимости от условий возбуждения лежит в интервале  $0,01\text{—}1\%$ . Импульсные источники питания для этих лазеров, характеризующиеся многокилоамперными токами при многокиловольтном напряжении в импульсах наносекундной длительности, конструируются на основе генераторов Маркса, линий Блюмляйна и тому подобных технических средств сильноточной электроники и требуют тщательной отработки. Подчеркнем, что освоение квантовой электроникой УФ диапазона имеет очень большое значение с точки зрения развития применений, прежде всего таких, как фотохимия и фотобиология.

Отметим также, что азотный лазер работает при частоте повторения до  $100 \text{ Гц}$ . Поперечная прокачка, приводящая к эффективному охлаждению активной среды лазера, может создать условия для увеличения частоты следования до  $10^5 \text{ Гц}$  — обратного времени жизни нижнего лазерного уровня  $B^3\Pi_g$ . При частоте следования в  $1 \text{ кГц}$  с потребительской точки зрения импульсный лазер становится эквивалентным лазеру непрерывного действия. Импульсно-периодические азотные лазеры нашли применение для накачки лазеров на красителях. Разработка импульсно-периодических водородных лазеров затруднена более высоким уровнем сложности их источников питания.

Вернемся к вопросу освоения УФ диапазона. Трудности здесь очевидны. Они носят не только технический, но и принципиальный характер. Суть дела заключается именно в укорочении длины волны. Как мы знаем (см. формулы (3.13) и (4.25)), коэффициент усиления пропорционален инверсии  $\Delta n$ , квадрату матричного элемента  $\langle \mu \rangle^2$  и отношению частоты перехода  $\nu$  к его ширине  $\Delta \nu$ :

$$\alpha \propto \langle \mu \rangle^2 \Delta n \nu / \Delta \nu. \quad (18.3)$$

В свою очередь, инверсия определяется скоростью накачки  $\Lambda$ , общим числом частиц  $N$  и временем жизни  $\tau$ :

$$\Delta n = N \Lambda \tau. \quad (18.4)$$

Следовательно,

$$\alpha \propto \Lambda \langle \mu \rangle^2 N \tau \nu / \Delta \nu. \quad (18.5)$$

Частотная зависимость произведения  $\tau \nu / \Delta \nu$  существенным образом определяет зависимость  $\alpha(\nu)$ .

Рассмотрим отдельные частные случаи.

Пусть столкновительное уширение определяет и время жизни, и ширину линии. Тогда  $N \propto p$ ,  $\Delta \nu \propto p$ ,  $\tau \propto 1/p$  и  $\alpha \propto \nu/p$ , где  $p$  — давление рабочего газа. Если же столкновительное уширение определяет время жизни, а ширина линии является доплеровской,

то  $N \propto p$ ,  $\Delta\nu \propto \nu$ ,  $\tau \propto 1/p$ , и коэффициент усиления не зависит от частоты. Однако по мере роста частоты роль спонтанного излучения в силу кубической зависимости его вероятности от частоты все возрастает, и рано или поздно в зависимости от значения матричного элемента перехода, давления и температуры газа и т. п. именно спонтанное излучение становится определяющим фактором.

Отмеченные выше частные случаи относятся к ИК диапазону и, как правило, к длинноволновой части видимого диапазона. В более коротковолновой области время жизни определяется спонтанным распадом. Если ширина линии остается доплеровской, а время жизни — это естественное время жизни, то  $N \propto p$ ,  $\Delta\nu \propto \nu$ ,  $\tau \propto 1/\nu^3$  и  $\alpha \propto p/\nu^3$ . В случае, когда и ширина линии, и время жизни определяются спонтанным излучением,  $N \propto p$ ,  $\Delta\nu \propto \nu^3$ ,  $\tau \propto 1/\nu^3$  и  $\alpha \propto p/\nu^5$ . Суммируя результаты этих рассуждений в виде

$$\alpha \propto \Lambda \langle \mu \rangle^2 \begin{cases} \nu/p & \text{столкновительное уширение,} \\ p/\nu^3 & \text{доплеровское уширение и естественное} \\ & \text{время жизни,} \\ p/\nu^5 & \text{естественное уширение,} \end{cases} \quad (18.6)$$

мы видим, что сильное падение усиления с ростом частоты может быть хоть в какой-то мере скомпенсировано увеличением интенсивности накачки  $\Lambda$  и давления газа  $p$ , а также выбором перехода с большим значением  $\langle \mu \rangle^2$ . Последнее обстоятельство практически полностью исключает из рассмотрения атомные газы, так как для атомов УФ переходы обычно запрещены. Остаются молекулы.

Выше были разобраны примеры азотного и водородного молекулярных лазеров. На этих примерах была видна необходимость интенсивной накачки, возрастающей при переходе от азотного лазера (337,1 нм) к водородному (116 нм). К сожалению, генерационные переходы между электронными состояниями устойчивых молекул характеризуются тем, что время жизни верхнего лазерного уровня короче, чем нижнего. Это существенно ограничивает возможности соответствующих лазеров.

Выход был найден при переходе от стабильных молекул к молекулам, не существующим в основном состоянии. Примером могут служить благородные газы, не образующие молекул-димеров типа  $A_2$  в основном состоянии в силу симметричной заполненности электронных орбит их атомов  $A$ . Взаимодействие атомов  $A$  друг с другом в процессе газокинетических столкновений носит отталкивательный характер. Однако в процессе столкновения два атома  $A$  находятся вблизи друг друга, образуя на время пролета димер  $A_2$ . С увеличением давления относительное число атомов, пребывающих в состоянии таких временно существующих и не обладающих постоянными параметрами димеров, возрастает.

Как известно, время между газокинетическими столкновениями

$$\tau = 1/n\sigma u, \quad (18.7)$$

где  $n$  — плотность частиц газа,  $\sigma$  — газокинетическое сечение,  $u$  — средняя тепловая скорость. Эффективное время пролета  $\Delta\tau$  можно оценить величиной

$$\Delta\tau = \sqrt{\sigma}/u. \quad (18.8)$$

При  $\sigma = 10^{-16}$  см<sup>2</sup> и  $u = 10^5$  см/с это время составляет  $10^{-13}$  с, что соответствует нескольким периодам ИК колебаний. Относительное число атомов, пребывающих в димерном состоянии, оценивается отношением

$$\Delta\tau/\tau = n\sigma\sqrt{\sigma}. \quad (18.9)$$

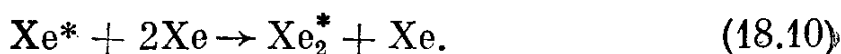
Видно, что это число растет с ростом давления, но и при атмосферном давлении составляет  $10^{-5}—10^{-4}$ . Если же по крайней мере один из сталкивающихся атомов находится в возбужденном электронном состоянии, то симметрия электронной оболочки атома нарушена и оболочка разрыхлена. Тогда при столкновении возникает возможность перескока электрона на орбиту, окружающую оба атома, что приводит к возникновению химической связи и стабилизации димера. Так как время жизни электронного возбуждения заметно превышает время пролета  $\Delta\tau$ , то относительное число возбужденных димеров существенно превышает оценку (18.9). После гибели электронного возбуждения атомы возвращаются в основное состояние, а димер разрушается.

Генерация на переходах с устойчивого верхнего в отталкивательное нижнее молекулярное состояние получена на димерах и галондах благородных газов ( $\text{Xe}_2$ ,  $\text{Kr}_2$ ,  $\text{Ar}_2$ ,  $\text{XeCl}$ ,  $\text{XeF}$ ,  $\text{KrCl}$ ,  $\text{KrF}$ ,  $\text{ArCl}$ ,  $\text{ArF}$ ) при высоком давлении газа и возбуждении активной среды пучком быстрых электронов или интенсивным газовым разрядом. Лазеры этого типа получили название эксимерных, так как основу их активной среды составляют молекулы-димеры, существующие устойчиво только в возбужденном электронном состоянии и потому называемые эксимерами (*excited dimer*).

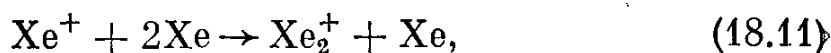
Эксимерные лазеры, представляющие собой новый класс лазерных систем, открывают для квантовой электроники УФ диапазон. Их открытие является в квантовой электронике событием того же значения, что и появление  $\text{CO}_2$ -лазеров или лазеров на красителях. Обратимся теперь к более подробному их рассмотрению.

Принцип действия эксимерных лазеров удобно пояснить на примере лазера на ксеноне ( $\lambda = 172,5$  нм). Основное состояние молекулы  $\text{Xe}_2$  неустойчиво (рис. 18.7). Невозбужденный газ состоит, в основном, из атомов. Заселение верхнего лазерного состояния, т. е. создание возбужденной устойчивой молекулы  $\text{Xe}_2^*$ ,

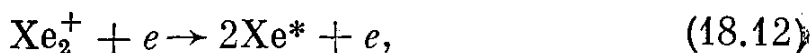
происходит под действием пучка быстрых электронов в сложной последовательности столкновительных процессов. Среди этих процессов существенную роль играют ионизация и возбуждение атомов ксенона электронами. Возбужденные молекулы образуются при тройных столкновениях возбужденных атомов ксенона с невозбужденными:



В общем балансе существенную роль играет конверсия атомарных ионов ксенона в молекулярный ион:



за которой следует диссоциативная рекомбинация:



поставляющая возбужденные атомы для дальнейшего объединения их в возбужденные молекулы.

Существенным является трехчастичный характер столкновений, ведущих к образованию эксимерной молекулы, что приводит

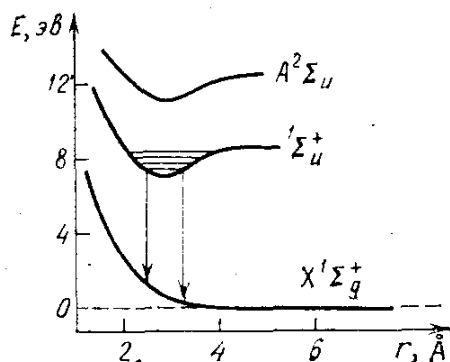
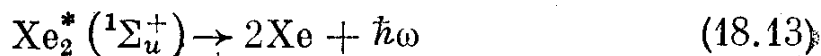


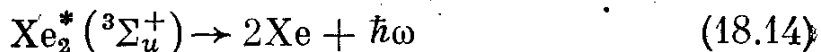
Рис. 18.7. Кривые потенциальной энергии эксимера  $\text{Xe}_2^*$ . Терм  $^3\Sigma_u^+$ , близко примыкающий к  $^1\Sigma_u^+$ , не показан.

к требованию высоких давлений. Ксеноновый лазер работает при давлениях, превышающих 10 атм.

Возбужденная молекула (рис. 18.7) теряет энергию возбуждения в радиационных процессах



и



с временами распада 5 и 40 нс соответственно. Как только в результате этих генерационных переходов молекула оказывается в основном состоянии, она распадается. Это приводит к автоматическому опустошению нижнего лазерного уровня. Характерной чертой эксимерных лазеров является незаселенность нижнего уровня.

Ввиду отталкивательного характера нижнего терма в нем не существует сколько-нибудь четко выраженных вращательно-ко-

лебательных состояний, и генерационный переход является широкополосным, что позволяет получить перестраиваемое по частоте лазерное излучение. Для ксенонового лазера ширина линии усиления составляет около 5 нм при центральной длине волны 172,5 нм.

Высокое давление, широкая линия усиления, короткое время жизни верхних состояний приводят к требованию высокой интенсивности накачки с энергозатратой 0,2 Дж/см<sup>3</sup> за 0,1—1 нс. Ксеноновый лазер характеризуется высоким (до 20%) коэффициентом преобразования энергии электронного пучка в лазерное излучение. Достигнутые мощности генерации исчисляются сотнями мегаватт.

Итак, возможность создания эксимерных лазеров обусловлена своеобразием кривых потенциальной энергии основного и возбужденного состояний квазимолекулы, образующейся при сближении атомов. Для димеров, составленных из двух одинаковых атомов инертных газов, глубина потенциальной ямы основного состояния существенно меньше  $kT$  при комнатной температуре, поэтому такие димеры в обычных условиях не образуются.

Большой интерес представляют эксимеры галогидов инертных газов (моногоалогенидов благородных газов), главным образом потому, что в отличие от случая димеров благородных газов соответствующие лазеры работают не только при электронно-пучковом, но и при газоразрядном возбуждении.

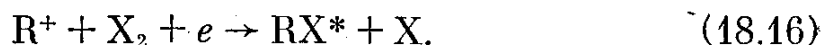
Надежные данные по структуре отталкивательного термина галогенидов инертных газов отсутствуют. Так как стабильных димеров такого типа при комнатной температуре не наблюдалось, то соответствующие потенциальные ямы, если они и существуют, весьма неглубоки. Механизм образования верхних термов лазерных переходов в этих эксимерах во многом неясен. Качественные соображения свидетельствуют о большей легкости их образования по сравнению со случаем димеров благородных газов.

Дело в том, что существует глубокая аналогия между возбужденными молекулами, составленными из атомов инертного газа и галогена, и молекулами, составленными из атомов щелочного металла и галогена. Атом инертного газа в возбужденном электронном состоянии похож на атом щелочного металла, следующий за ним в таблице Менделеева. Этот атом легко ионизируется, так как энергия связи возбужденного электрона мала. В силу высокого сродства к электрону галогена этот электрон легко отрывается и при столкновении соответствующих атомов охотно перепрыгивает на новую орбиту, объединяющую атомы, осуществляя тем самым так называемую гарпунную реакцию.

Гарпунный процесс оказывается столь эффективным, что он реализуется не в тринарных, как (18.10), а в бинарных столкновениях, притом даже не с атомом, а с молекулой галогена:



где R — атом инертного газа, X — галоген. Константа скорости этого процесса достигает  $K \approx 10^{-10} - 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с, т. е. достаточно велика. Существенную роль в общем балансе процессов, ведущих к образованию эксимерных молекул  $RX^*$ , играет также реакция



Так как галогены, и прежде всего фтор, химически чрезвычайно активны, важным оказался вопрос о галогенонесителе. К счастью, реакции типа (18.15) протекают с высокой скоростью и в тех случаях, когда в качестве галоидсодержащей молекулы используется не только молекула галогена  $X_2$ , но и любая другая молекула, например  $NF_3$ ,  $SF_6$ ,  $BF_3$ , фреоны и т. п.

Бивалентный характер процессов (18.15) и (18.16) приводит к тому, что эксимерные лазеры на молекулах  $RX^*$  работают при заметно меньших давлениях, чем лазеры на молекулах  $R_2^*$ . Однако эти лазеры требуют наличия в рабочей смеси буферного газа, обычно аргона или гелия, при высоком парциальном давлении. Буферный газ служит при электроно-пучковом возбуждении для размножения электронов пучка и преобразования их высокой энергии в энергию, соответствующую эффективному возбуждению молекул, а при газоразрядном возбуждении — для обеспечения быстрого развития объемной ионизации и достижения плотности электронов  $n_e = 10^{14} - 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

Разница в давлениях и смесях для лазеров типа  $R_2^*$  и  $RX^*$  значительна. Типичные давления для  $He_2$ -,  $Kr_2$ -,  $Ar_2$ -лазеров соответствуют  $10^4$  Торр, и в них отсутствуют примеси. Лазерные смеси для  $RX^*$ -лазеров содержат несколько сот торр — 1,5 атм аргона или гелия, несколько десятков торр инертного газа R и единицы торр галогена или галогенонесителя.

В заключение приведем для справок длины волн наиболее распространенных эксимерных лазеров:

$Ar_2$  — 126,5 нм,  $Kr_2$  — 145,4 нм,  $Xe_2$  — 172,5 нм,

$ArF$  — 192 нм,  $KrCl$  — 222,0 нм,

$KrF$  — 249,0 нм,  $XeCl$  — 308,0 нм,  $XeF$  — 352,0 нм.

Подчеркнем большое значение, которое приобрели  $KrF$ -,  $XeCl$ - и  $XeF$ -лазеры.

Подчеркнем также, что формирование однородного наносекундного разряда в газе атмосферного давления с электронной плотностью  $10^{14} - 10^{15}$  см<sup>-3</sup> представляет собой сложную техническую задачу. При разработке эксимерных лазеров на моногалогенидах благородных газов существенную роль сыграл опыт, накопленный при создании импульсных лазеров высокого давления на  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $N_2$  и  $H_2$ . Во многих случаях оказалось возможным использовать уже апробированные разработки с соответствующей заменой газов.

## **Лекция девятнадцатая. ВСПОМОГАТЕЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НАКАЧКИ В СИСТЕМАХ СО МНОГИМИ УРОВНЯМИ ЭНЕРГИИ**

*Лазеры на конденсированных средах со многими уровнями энергии. Метод вспомогательного излучения накачки. Трех- и четырехуровневые схемы. Безызлучательная релаксация в твердом теле. Матрица лазера на твердом теле. Рубин. Электронные конфигурации атомов и ионов переходных групп. Основные состояния трехвалентных ионов хрома и неодима.*

При переходе от газов к конденсированным средам вообще и к твердому телу, в частности прежде всего обращает на себя внимание резкое (в  $10^3$  раз) увеличение плотности инверсии. Следовательно, в случае создания активной среды в конденсированной фазе возможна существенно бóльшая плотность инверсии и тем самым бóльшая энергия излучения. Но для твердого тела не представляется возможной реализация всех тех методов создания активной среды, которые характерны для газов (см. лекцию тринадцатую) и которые основаны, по существу, на явлениях переноса зарядов и частиц в среде или организации неравновесных потоков среды.

В случае диэлектрика практически единственным способом воздействия на твердое тело, не приводящим к его разрушению, но могущим нарушить термодинамическое равновесие в нем, причем в большом объеме, является облучение тела светом. При наличии проводимости возможно пропускание электрического тока, но об этом — позднее, при рассмотрении полупроводниковых лазеров. Наличие в твердом теле широких полос поглощения приводит к возможности поглощения облучаемым образцом большой энергии при использовании интенсивных источников немонохроматического света. Следовательно, если, вообще говоря, прозрачный диэлектрик содержит некоторые примесные центры, создающие в нем подходящую систему уровней энергии, то инверсия населенностей в этой системе уровней может быть создана только путем поглощения энергии света в ней. При этом принципиальным здесь является наличие по крайней мере трех уровней энергии. Суть дела здесь состоит в следующем.

Как мы знаем, достаточно интенсивное резонансное излучение может существенно, вплоть до насыщения, изменять распределение населенностей между уровнями, связанными излучением. Населенность верхнего уровня увеличивается, нижнего — уменьшается. Если на шкале энергий между этими двумя уровнями лежит какой-то третий нерезонансный уровень, то возможно возникновение инверсии на переходе, для которого этот уровень является либо верхним, либо нижним. Рис. 19.1 иллюстрирует сказанное, поясняя в упрощенной форме идею метода вспомогательного излучения накачки для создания активной среды во многоуровневых



системах. Метод этот был предложен в 1955 г. Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым.

Рассмотрим более подробно схему уровней, представленную на рис. 19.2. Будем считать, что кратности вырождения уровней 1, 2 и 3 равны:  $g_1 = g_2 = g_3$ . Кроме того, пусть все  $h\nu_{ik} \gg kT$  (оптический диапазон). Уровни 1 и 2 связаны излучением, индуцирующим переходы с вероятностью  $W_{12} = W_{21} = W$ . Распад уровня 2 проходит по двум каналам ( $2 \rightarrow 1$  и  $2 \rightarrow 3$ ) с вероятностями  $w_{21}$

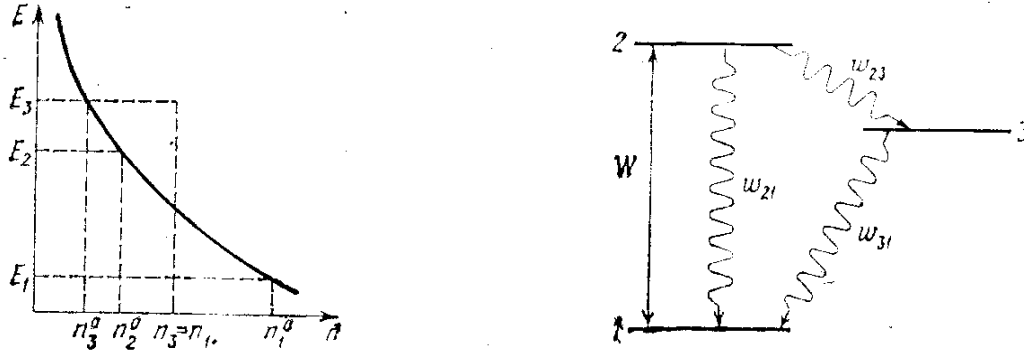


Рис. 19.1. К идее метода вспомогательного излучения накачки во многоуровневых системах. Населенности уровней  $E_3$  и  $E_1$  уравниваются при насыщении излучением перехода  $1 \rightarrow 3$ , на переходе  $3 \rightarrow 2$  возникла инверсия.

Рис. 19.2. К определению условий достижения инверсии в трехуровневой системе оптического диапазона. Принято традиционное обозначение номеров уровней.

и  $w_{23}$  соответственно. Уровень 3 распадается с вероятностью  $w_{31}$ . Ввиду условия  $h\nu_{ik} \gg kT$  термическим заселением уровней 2 и 3 можно пренебречь, положив релаксационные вероятности  $w_{12}$ ,  $w_{13}$ ,  $w_{32}$  равными нулю. Тогда скоростные уравнения для населенностей уровней 1, 2 и 3 соответственно записываются в виде

$$\begin{aligned} dn_1/dt &= (n_2 - n_1)W + n_2w_{21} + n_3w_{31}, \\ dn_2/dt &= n_2w_{23} - n_3w_{31}, \\ n_1 + n_2 + n_3 &= N, \end{aligned} \quad (19.1)$$

где  $N$  — плотность частиц, обладающих уровнями энергии, представленными на рис. 19.2. В стационарном режиме, когда все  $dn_i/dt = 0$ , для разности населенностей  $n_3 - n_1$  легко получить

$$n_3 - n_1 = N \frac{W(w_{23} - w_{31}) - w_{31}(w_{23} + w_{21})}{W(w_{23} + 2w_{31}) + w_{31}(w_{23} + w_{21})}. \quad (19.2)$$

Условием инверсии на переходе  $3 \rightarrow 1$  является положительность числителя в дроби (19.2), что достигается при

$$W > \frac{w_{31}(w_{23} + w_{21})}{w_{23} - w_{31}}. \quad (19.3)$$

Выполнение неравенства (19.3) возможно только при

$$w_{23} > w_{31}. \quad (19.4)$$

Смысл последнего условия ясен: в процессе безызлучательных переходов верхний уровень должен населяться быстрее, чем опустошаться. Забегая вперед, следует сказать, что схема уровней на рис. 19.2 и скоростные уравнения (19.1) соответствуют рубиновому лазеру. Для рубина уровень 3 является метастабильным, а для вероятностей безызлучательных переходов  $w_{23}$ ,  $w_{31}$ ,  $w_{21}$  выполняется неравенство

$$w_{23} \gg w_{31}, w_{21}. \quad (19.5)$$

Тогда условие инверсии приобретает вид

$$W > w_{31}. \quad (19.6)$$

Смысл этого условия прост: если с верхнего непосредственно накачиваемого уровня частицы поступают на метастабильный уровень значительно быстрее, чем стекают с него ( $w_{23} > w_{31}$ ), то инверсия создается и удерживается, если верхний уровень накачивается быстрее, чем опустошается метастабильный уровень. В этих условиях разность населенностей составляет

$$n_3 - n_1 = N \frac{W - w_{31}}{W + w_{31}} \quad (19.7)$$

и при  $W \rightarrow \infty$  стремится к  $N$ , что, конечно, как правило, не реализуется.

Так как в рассматриваемой трехуровневой схеме инверсия создается по отношению к основному состоянию, то возникает она не сразу после включения накачки. Частицы должны накопиться на метастабильном уровне под действием накачки в течение некоторого конечного времени  $\tau$ . Для ответа на вопрос о том, когда разность  $n_3 - n_1$  станет положительной, необходимо рассмотреть переходные процессы, т. е. решить систему дифференциальных уравнений (19.1). Не рассматривая общее решение, обратимся к рубиновому лазеру. В этом случае вероятность безызлучательного перехода  $w_{23}$  является наибольшей из всех скоростей процессов, определяющих распределение частиц по уровням энергии 1, 2 и 3. Для рубина не только выполняется условие (19.5), но и при всех разумных интенсивностях накачки

$$w_{23} > W. \quad (19.8)$$

Это означает, что на резонансном уровне 2 частицы не накапливаются, их там нет, так как они сразу же передаются на метастабильный уровень 3. В лазерном цикле накачки, показанном на рис. 19.2, уровень 2 играет роль посредника, передающего энергию возбуждения верхнему лазерному уровню 3, подобно тому как это делает азот в  $\text{CO}_2$ -лазере. Тогда, полагая  $n_2 = 0$  и, следовательно,

считая  $n_3 = N - n_1$ , мы сводим систему (19.1) к одному уравнению первого порядка:

$$dn_1/dt = -(W + w_{31})n_1 + Nw_{31}. \quad (19.9)$$

Отсюда легко получается уравнение для инверсии  $x(t) = n_3(t) - n_1(t) = N - 2n_1(t)$ :

$$dx/dt = -(W + w_{31})x + (W - w_{31})N. \quad (19.10)$$

При начальном условии  $x(0) = -N$  решение этого уравнения имеет вид

$$x(t) = N \left\{ \frac{W - w_{31}}{W + w_{31}} - \frac{2W \exp[-(W + w_{31})t]}{W + w_{31}} \right\}, \quad (19.11)$$

что при  $t \rightarrow \infty$ , как и следовало ожидать, переходит в (19.7). При записи и дальнейшем анализе выражения (19.11) предполагается, что накачка включается в момент  $t = 0$  и остается в дальнейшем

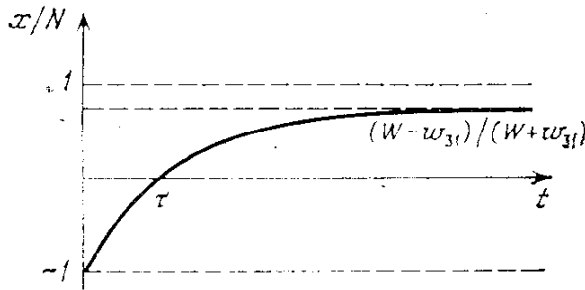


Рис. 19.3. Временной ход относительной инверсии в трехуровневой схеме при скорости накачки  $W$ , включаемой в момент  $t = 0$ .

неизменной. Временной ход относительной инверсии  $x/N$  показан на рис. 19.3.

Время просветления рабочего перехода  $\tau$  легко определяется из (19.11) приравниванием  $x(t)$  нулю:

$$\tau = \frac{1}{W + w_{31}} \ln \frac{2W}{W - w_{31}}. \quad (19.12)$$

В практически недостижимом случае максимальной инверсии ( $W \gg w_{31}$ ,  $n_3 - n_1 = N$ ) произведение  $W\tau$  постоянно:

$$W\tau = \ln 2. \quad (19.13)$$

Так как вероятность индуцированных переходов накачки пропорциональна интенсивности накачки, то это произведение определяет максимальную энергию, необходимую для приведения системы в состояние с отрицательным поглощением. В общем случае

$$W\tau = \frac{W}{W + w_{31}} \ln \frac{2W}{W - w_{31}}. \quad (19.14)$$

Постоянство произведения  $W\tau$  при больших интенсивностях накачки, когда влиянием всех релаксационных процессов можно пренебречь, имеет простой физический смысл: это произведение пропорционально энергии, необходимой для перевода всех частиц

из основного состояния на верхний лазерный уровень (см. формулу (19.7) и рис. 19.3).

Целесообразно подчеркнуть еще раз, что необходимость предварительной затраты энергии при создании инверсии населенностей метастабильного уровня по отношению к основному состоянию в оптической трехуровневой системе обусловлена тем, что приходится переводить с уровня 1 через уровень 2 на уровень 3 по крайней мере половину всех частиц. Инверсия в трехуровневой схеме создается по отношению к хорошо заселенному основному состоянию. Поэтому представляют большой интерес схемы, в которых оптическая накачка создает инверсию по отношению к незаселенному термически уровню, как это происходит, например, в газовых лазерах при возбуждении электронным ударом. Это может быть сделано с помощью четырехуровневой системы.

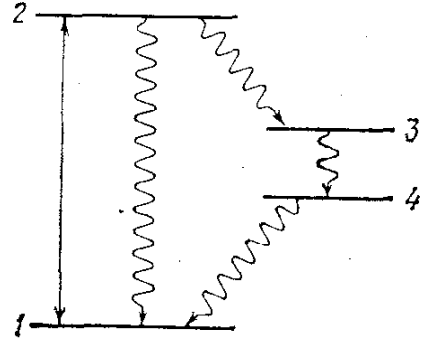


Рис. 19.4 Четырехуровневая схема.

Выпишем скоростные уравнения для населенностей в системе уровней энергии, представленной на рис. 19.4. Будем учитывать безызлучательные переходы, идущие только сверху вниз. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= (n_1 - n_2)W - n_2(w_{21} + w_{23} + w_{24}), \\ \frac{dn_3}{dt} &= n_2w_{23} - n_3(w_{31} + w_{34}), \\ \frac{dn_4}{dt} &= n_2w_{24} + n_3w_{34} - n_4w_{41}, \\ n_1 + n_2 + n_3 + n_4 &= N. \end{aligned} \quad (19.15)$$

Рассмотрим условия получения стационарной инверсии на переходе 3 → 4. Подчеркнем, что уравнения (19.15) записаны в предположении отсутствия термического заселения уровня 4 (а тем самым всех остальных более высоко расположенных). Введя обозначение  $x = n_3 - n_4$  и выполняя несложные алгебраические преобразования, из (19.15) можно получить, что  $x > 0$  при

$$w_{41} > w_{34} + \frac{w_{24}}{w_{23}} (w_{34} + w_{31}). \quad (19.16)$$

Это условие инверсии качественно отличается от трехуровневого случая (см. (19.3)) тем, что оно не зависит от  $W$ . Коль скоро выполнено неравенство (19.16), всегда  $n_3 - n_4 > 0$ . Обычно (ср. с (19.5))

$$w_{23} \gg w_{24}, \quad w_{34}, \quad w_{31}. \quad (19.17)$$

Тогда условие инверсии принимает простой вид:

$$w_{41} > w_{34}, \quad (19.18)$$

смысл которого ясен: нижний лазерный уровень должен опустошаться за счет безызлучательных переходов в основное состояние быстрее, чем заселяться переходами с верхнего лазерного уровня. Благоприятное инверсии условие (19.17) означает, что канал безызлучательного заселения верхнего лазерного уровня переходами  $2 \rightarrow 3$  является наиболее эффективным релаксационным процессом в этой схеме уровней.

Обратимся теперь к вопросу об отсутствии порога по накачке в создании инверсии в четырехуровневой схеме в отличие от трехуровневой. Дело в том, что в скоростных уравнениях (19.15) мы пренебрегли вероятностью безызлучательного заселения нижнего уровня  $w_{14}$ . Но эта величина не равна нулю тождественно. При энергии уровня 4  $E_4 = h\nu_{41} \gg kT$  величина  $w_{14}$  экспоненциально мала по сравнению с  $w_{41}$  (см. формулу (3.25)), но конечна. В отсутствие накачки на уровне 4 есть немного частиц. Они-то и дают порог возникновения инверсии по накачке, тем более низкий, чем сильнее выполняется неравенство  $E_4 \gg kT$ . По существу, последнее неравенство является условием применимости проведенного выше рассмотрения и критерием четырехуровневого характера рассматриваемой системы. Нагрев может свести четырехуровневую систему к трехуровневой с соответствующим резким возрастанием порога. Итак, порог возникновения инверсии по накачке мал, когда нижний уровень лазерного перехода расположен выше основного состояния на

$$\Delta E \gg kT. \quad (19.19)$$

В соответствии с проведенным рассмотрением оказывается, что стационарная инверсия в четырехуровневой схеме существенно иначе зависит от интенсивности накачки, чем в случае трехуровневой схемы. Из (19.15) в предположении выполнения условия (19.17) получается, что

$$n_3 - n_4 = N \frac{W(w_{41} - w_{34})}{W(w_{41} + 2w_{34}) + w_{23}w_{34}}. \quad (19.20)$$

Из этой формулы видна пропорциональность инверсии интенсивности накачки при  $W \ll w_{23}$ , что характерно для реальной ситуации, и очевидно условие инверсии (19.18), не зависящее от интенсивности накачки. Именно это все в целом качественно отличает четырехуровневую схему от трехуровневой (см. (19.7)). При  $W \rightarrow \infty$  и  $w_{41} \gg w_{34}$  инверсия  $n_3 - n_4 \rightarrow N$ .

Итак, из рассмотренных примеров видно, как вспомогательное излучение накачки, существенно меняя распределение населенностей между уровнями вспомогательного перехода, приводит к возникновению инверсии населенностей между уровнями, связанными со вспомогательными уровнями безызлучательными переходами. Метод радиационной накачки во многоуровневых системах оказался очень мощным и достаточно общим методом создания активных сред. Мы неоднократно будем к нему обращаться в на-

шем дальнейшем изложении. Отметим здесь только, что в квантовой электронике радиодиапазона этот метод успешно применяется для создания усилительных устройств предельно высокой чувствительности (парамагнитные СВЧ мазеры).

Остановимся теперь еще на одном важном обстоятельстве. Во всем нашем рассмотрении метода вспомогательного излучения накачки существенную роль играют вероятности безызлучательных переходов  $w_{ik}$ . В лекции второй мы феноменологически ввели понятие безызлучательной релаксации, обусловленной взаимодействием активного центра с окружающей его средой и неотвратимо приводящей неравновесно возбужденный центр к равновесию с окружением. Было отмечено, что конкретный механизм такого взаимодействия сильно зависит от вида рассматриваемой системы. В случае газовых лазеров доминирующим, практически единственным механизмом безызлучательной передачи энергии возбуждения являются газокинетические столкновения. Роль столкновительной передачи энергии была подробно обсуждена в нескольких предыдущих лекциях. В твердом теле столкновения частиц друг с другом исключены. Но остается взаимодействие с фононами, т. е. с колебаниями решетки. Активные центры, обычно ионы, диссипируют свою избыточную энергию в колебательный резервуар кристаллической решетки твердого тела, играющий роль того термостата, в который погружены активные центры. Механизмы взаимодействия центров с фононами различны для различных состояний различных центров в разных кристаллах. Но в грубом приближении суть дела здесь одна: обмен энергией происходит в дипольном взаимодействии того или иного порядка между заданным электронным или электронно-колебательным состоянием активного центра и электрическими диполями, возникающими при колебаниях атомов решетки твердого тела.

Обычно энергия фононов не превышает  $250-500 \text{ см}^{-1}$ . Энергия электронных состояний в десятки раз выше. Поэтому релаксация энергии активных центров в колебания решетки является многофононным процессом, т. е. в единичном акте релаксации рождается одновременно много фононов. Вероятность такого процесса падает с ростом степени фононности, т. е. отношения энергии релаксирующего состояния к энергии самого высокочастотного из возможных в рассматриваемом твердом теле фонона. (Как известно, частота такого фонона связана с температурой Дебая  $\theta_D$  простым соотношением:  $h\nu_D = k\theta_D$ .) Это приводит к тому, что, как правило, более высоко расположенные уровни энергии активного центра непосредственно в решетку релаксируют медленнее, чем уровни, расположенные ниже. Как мы знаем, это обстоятельство благоприятно созданию инверсии.

Кроме безызлучательной релаксации энергии примесного центра в колебания решетки, в рассматриваемых выше случаях трех- и четырехуровневых схем, описываемых вероятностями  $w_{21}$ ,  $w_{31}$ ,  $w_{41}$ , существенную роль играет, как мы видели, безызлучательная

передача энергии от одного возбужденного уровня одного центра другому возбужденному уровню другого центра ( $w_{23}$ ,  $w_{24}$ ,  $w_{34}$  в тех же случаях). Если дефицит энергии между уровнями мал по сравнению с  $kT$ , то передача энергии происходит эффективно в диполь-дипольном взаимодействии. При наличии заметного дефицита энергии, а именно этот случай сейчас интересен для нас, только бинарное межцентровое диполь-дипольное взаимодействие не может обеспечить эффективную передачу энергии. В процесс передачи вовлекаются фононы как третье «тело». Взаимодействие становится тринарным, и дефицит энергии в процессе многофононной релаксации уходит в колебания решетки, нагревая тем самым твердое тело как целое.

Степень фононности определяется отношением дефицита энергии к энергии принимающих участие в этом процессе фононов. Нас интересует передача энергии с непосредственно возбуждаемого на верхний лазерный уровень. Чем ближе этот уровень к возбуждаемому, тем меньше степень фононности и тем более эффективна передача энергии. Очевидно также, что при этом меньшая доля энергии возбуждения тратится на паразитный нагрев среды. Кроме того, меньшая степень фононности обсуждаемого процесса объясняет, почему в рассмотренных выше случаях вероятность безызлучательной передачи энергии может быть самой большой из всех входящих в уравнения (19.1) и (19.15) вероятностей  $w_{ik}$ .

Заметим в заключение, что из проведенного описательного рассмотрения видна глубокая аналогия между процессами безызлучательной релаксации активных центров и передачи энергии возбуждения между ними в твердом теле и при газокинетических столкновениях в газах и плазме.

Обратимся теперь непосредственно к рассмотрению лазеров на твердом теле, или, как их иногда иначе называют, твердотельных лазеров. По сложившейся традиции к ним относят лазеры, активное вещество которых представляет собой твердый диэлектрик — кристалл или стекло, в который как изоморфные примеси введены активные центры. Традиция, как всякая традиция, непоследовательна. Полупроводниковый кристалл является твердым телом в существенно большей степени, чем стекло, — аморфное тело типа переохлажденной жидкости. Тем не менее полупроводниковые лазеры представляют собой отдельный класс лазерных систем, главным образом в силу специфики накачки их активной среды, а лазеры на твердом теле — это лазеры на диэлектрических кристаллах и стеклах.

Итак, активная среда лазеров на твердом теле — это некая матрица, содержащая активные центры или совокупность центров разного вида как примесь-активатор. Легко сформулировать ряд очевидных требований к матрицам лазерных активных элементов. Прежде всего, матрица должна легко активироваться, т. е. активная примесь должна легко и однородно входить в мат-

рицу в регулируемых количествах, не нарушая при этом оптических и механических свойств матрицы. Кроме того, значения вероятностей безызлучательных релаксационных переходов для вводимых в матрицу примесных центров должны быть благоприятны для получения инверсии.

Далее. Матрица должна быть оптически однородной и прозрачной для генерируемого (усиливаемого) излучения и для излучения накачки. В мощных лазерах активная среда подвергается интенсивному лучевому воздействию. Заметная доля энергии этого воздействия превращается в тепло. Поэтому материал матрицы должен обладать высокой теплопроводностью, матрица должна быть термостойкой и термооптически стойкой, т. е. ее оптические параметры должны возможно более слабо изменяться при нагреве. Очевидным является требование механической, химической стойкости матрицы. Кроме того, матрица должна быть оптически и фотохимически стойкой по отношению к воздействию как можно более интенсивных световых потоков импульсного и непрерывного режимов в спектральных диапазонах излучения накачки и генерации (усиления).

В заключение следует подчеркнуть, что матрица активного элемента лазера на твердом теле должна быть технологичной в изготовлении и оптической обработке.

К настоящему времени осуществлены лазеры более чем на 250 кристаллах и на многих десятках типов стекол.

Замечательным примером является рубиновый лазер — первый лазер, реализованный в 1960 г. Т. Мейманом. Его активным веществом является рубин — твердый раствор  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}_2\text{O}_3$ . Чистые, т. е. беспримесные кристаллы  $\alpha$ -модификации корунда  $\text{Al}_2\text{O}_3$  называются лейкосапфиром. Они прозрачны в широком диапазоне длин волн от вакуумного УФ до 5—6 мкм. В бытовом рубине концентрация ионов хрома достигает нескольких процентов, что придает кристаллам красивый глубоконасыщенный темно-красный цвет. Лазерные кристаллы содержат около 0,05% ионов  $\text{Cr}^{3+}$  — так называемый бледно-розовый рубин. Абсолютная концентрация ионов хрома составляет при этом  $1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Синтез и рост кристаллов рубина осуществляется обычно методом Вернейля — плавлением порошкообразной смеси  $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Cr}_2\text{O}_3$  в высокотемпературном пламени и последующей кристаллизацией на вращающейся затравке. Разработана технология выращивания больших образцов (диаметром 20—25 мм, длиной 250—300 мм), возможно изготовление плоских и сложной формы образцов большого размера.

Корунд обладает прекрасными механическими, тепловыми, диэлектрическими и оптическими свойствами. Для него характерна высокая теплопроводность — при температурах 300—400 К только на порядок меньшая, чем у металлов, и близкая к металлической теплопроводность при гелиевых температурах. Кристалл обладает ромбоэдрической симметрией, ось третьего порядка сов-



падает с оптической осью кристалла (осью  $c$ ). Для обыкновенной волны показатель преломления равен 1,769, для необыкновенной 1,760 ( $D$ -линия натрия).

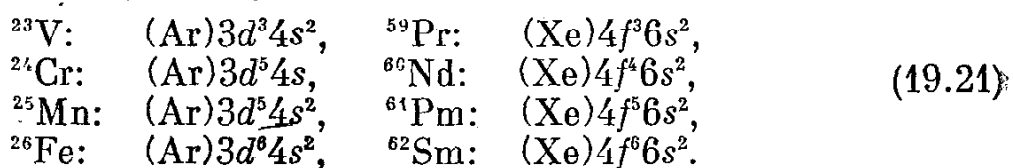
Применение рубина в квантовой электронике было предложено А. М. Прохоровым в 1956 г. (парамагнитные мазеры — квантовые усилители СВЧ).

В кристаллах рубина, т. е. хромового корунда, ионы хрома являются активными примесными центрами. В решетке  $Al_2O_3$  ионы  $Cr^{3+}$  изоморфно замещают ионы  $Al^{3+}$ , так что они окружены шестью ионами  $O^{2-}$ , образующими октаэдр. Это ближайшее октаэдрическое окружение создает сильное электрическое поле, которое существенно влияет на уровень энергии иона  $Cr^{3+}$ . Более удаленные ионы  $Al^{3+}$  влияют слабее. Таким образом, мы пришли к важному вопросу о спектре примесных ионов в кристаллах.

Активными примесями в кристаллах, используемых в квантовой электронике, являются те или иные ионы элементов переходных групп. Особенностью атомов этих групп является наличие внутренних частично заполненных электронных оболочек. В периодической системе элементов имеется пять переходных групп — группы железа, палладия, редкоземельных элементов, платины и актинидов.

В главных группах элементов заполнение электронных оболочек происходит в строгой последовательности — для каждого главного квантового числа сначала заполняется  $s$ -оболочка, затем  $p$ -оболочка. При заполнении  $d$ -оболочки этот строгий порядок нарушается. Заполнение  $d$ -оболочки идет в конкуренции с заполнением  $s$ -оболочки следующего главного квантового числа, т. е.  $3d$ -оболочка конкурирует с оболочками  $4s$ ,  $4d$  — с  $5s$ ,  $5d$  — с  $6s$ . В группах железа, палладия, платины заполняются оболочки  $3d$ ,  $4d$ ,  $5d$  соответственно. Еще более сложно идет заполнение  $4f$ -оболочки редкоземельных атомов, конкурирующей с оболочками  $5d$  и  $6s$ .

Не выписывая все элементы переходных групп, для иллюстрации приведем электронные конфигурации нескольких элементов групп железа и группы редких земель:



Примесные кристаллы и стекла, используемые в квантовой электронике, включают в себя примеси тех или иных элементов не в виде нейтральных атомов, а в виде ионов. При ионообразовании электронные конфигурации и состояния ионов переходных групп строятся не так просто, как в рядах элементов главных групп. Так как для переходных элементов строгая закономерность заполнения оболочек нарушена, то, вообще говоря, исчезает полное подобие иона последующего элемента атому предыдущего.

Рубин, как уже говорилось, — это твердый раствор  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}_2\text{O}_3$ , т. е. в рубин входит трехвалентный ион  $\text{Cr}^{3+}$ . Конфигурация нейтрального атома  $(\text{Ar})3d^54s$  дает для трехвалентного иона хрома конфигурацию  $(\text{Ar})3d^3$ . Таким образом, спектр  $\text{Cr}^{3+}$  обусловлен тремя  $3d$ -электронами. Здесь целесообразно обсудить важное обстоятельство.

В переходных элементах группы железа заполняется внутренняя оболочка  $3d$ , которая экранируется внешней  $4s$ -оболочкой. Оптические и химические свойства этих элементов в значительной степени определяются застраиваемой  $3d$ -оболочкой и в силу ее экранированности в какой-то мере одинаковы в тех ситуациях, когда с внешним окружением взаимодействует нейтральный атом. Трехвалентные ионы этих атомов теряют экранирующую оболочку. Поэтому спектры этих ионов, изоморфно внедренных в какие-либо кристаллические матрицы, отнюдь не подобны друг другу, отличаются от спектров свободных ионов и различны для одних и тех же ионов, введенных в различные матрицы.

Кардинально другой является ситуация для переходных элементов группы редких земель. Оптические и химические свойства редкоземельных элементов определяются гораздо более глубоко экранированной  $4f$ -оболочкой. Конфигурация атома аргона, входящая символом  $(\text{Ar})$  в приведенные в (19.21) конфигурации переходных элементов атомов группы железа, относительно проста. Она записывается как  $1s^22s^22p^6$  и не содержит электронов с главными квантовыми числами, большими, чем у застраиваемой оболочки  $3d$  и экранирующей ее  $4s$ . Это естественно, так как группа железа является первой по порядку возрастания атомного номера переходной группой в таблице Менделеева. Редкоземельным элементам предшествует ксенон. Этот тяжелый атом гораздо более сложен. Его конфигурация содержит, кроме конфигураций всех предшествующих ему атомов благородных газов (гелия, неона, аргона, криптона), также  $5s$ - и  $5p$ -электроны и может быть записана в виде  $(\text{Kr}) 5s^25p^6$ . Следовательно, застраиваемая оболочка элементов группы редких земель экранируется дополнительно двумя  $5s$ - и шестью  $5p$ -электронами. Глубокая экранировка  $4f$ -оболочки объясняет близость химических свойств элементов редких земель и подобие их спектров. В трехвалентных ионах редкоземельных элементов  $4f$ -оболочка остается экранированной теми же двумя  $5s$ - и шестью  $5p$ -электронами. В результате внешнее воздействие слабо влияет на спектры не только нейтральных атомов, но и ионов элементов этой группы. При внедрении трехвалентных редкоземельных ионов в различные кристаллические матрицы спектры ионов практически не изменяются. Это относится к представляющему для нас большой интерес иону  $\text{Nd}^{3+}$ , спектр которого обусловлен тремя  $4f$ -электронами  $(\text{Xe})4f^3$ .

Взаимодействие  $3d$ -электронов иона  $\text{Cr}^{3+}$  и  $4f$ -электронов иона  $\text{Nd}^{3+}$  с электрическими полями их окружения в матрицах актив-

ных лазерных материалов определяет схему уровней соответствующих лазеров.

Основные состояния свободных ионов определяются правилом Хунда — в заданной электронной конфигурации то состояние имеет наименьшую энергию, для которого реализуется наибольшее из возможных значений суммарного спина  $S$  и наибольшее (из возможных при данном значении  $S$ ) значение орбитального момента  $L = k(2l - k + 1)/2$ , где  $k$  — число электронов в оболочке, заполненной менее чем наполовину. В случае  $\text{Cr}^{3+}$ , т. е. трех  $3d$ -электронов, максимальное значение  $S = 3/2$ ,  $k = 3$ ,  $l = 2$  и  $L = 3(4 - 3 + 1)/2 = 3$ . Так как  $L = 3$ , то терм обозначается буквой  $F$ . Его мультиплетность  $2S + 1 = 4$ . Это означает, что квантовое число  $J$  может принимать четыре значения от  $L + S$  до  $L - S$ :  $9/2$ ,  $7/2$ ,  $5/2$  и  $3/2$ . Если оболочка заполнена менее чем наполовину, то основное состояние имеет  $J = L - S$ . (В противном случае  $J = L + S$ .) В  $d$ -оболочке может быть десять электронов, следовательно, в ионе  $\text{Cr}^{3+}$  застраиваемая оболочка заселена менее чем наполовину. Значит, у этого иона в основном состоянии  $J = 3/2$ . В результате мы получаем, что основное состояние иона  $\text{Cr}^{3+}$  записывается как

$${}^4F_{3/2}. \quad (19.22)$$

Аналогично, ион  $\text{Nd}^{3+}$ , имеющий три электрона из четырнадцати возможных в застраиваемой в группе редких земель  $4f$ -оболочке, по правилу Хунда в основном состоянии имеет  $S = 1/2$ ,  $L = 3(6 - 3 + 1)/2 = 6$ ,  $J = L - S = 9/2$ , и его основное состояние записывается как

$${}^4I_{9/2}. \quad (19.23)$$

Однако для твердотельных лазеров основные состояния свободных ионов интересны лишь в той мере, в какой они определяют характер и силу взаимодействия иона с кристаллическими полями содержащей ион матрицы.

## **Лекция двадцатая. РУБИНОВЫЙ И НЕОДИМОВЫЙ ЛАЗЕРЫ**

*Внутрикристаллическое поле. Уровни энергии иона хрома в корунде. Рубиновый лазер. Уровни энергии иона неодима. Неодимовый лазер. Лазерное стекло. Оптическая однородность, лучевая стойкость.*

Примесные ионы, будучи внедрены изоморфно в решетку кристаллической матрицы, подвергаются воздействию внутрикристаллического поля. Занимая место какого-то основного иона решетки, в идеальном кристалле все примесные ионы находятся в одинаковых условиях. В принципе, внутрикристаллическое поле одинаково для всех этих ионов, имеет одну силу, ориентацию,

симметрию и одинаковым образом возмущает уровень энергии всех ионов. Чем совершеннее кристалл, тем меньше разброс значений силы поля в местах внедрения ионов и тем меньшее уширение уровней вызывает влияние внутрикристаллического поля. Очевидно, что пространственная неоднородность поля приводит к неоднородному уширению линий соответствующих переходов (см. лекцию вторую) для всего образца в целом. В стеклянных матрицах неоднородное уширение особенно велико.

Заметим здесь, что в некоторых кристаллах существует несколько кристаллографически неэквивалентных положений, в которые могут попадать примесные ионы. В таких случаях возникают подсистемы неэквивалентных ионов, каждая из которых обладает своим характерным спектром и для каждой из которых справедливы все предыдущие рассуждения.

Обратимся снова к примеру рубина, т. е. корунда с хромом. В структуру корунда входят плотно упакованные слои  $O^{2-}$ . Между шариками ионов кислорода  $O^{2-}$  периодически расположены пустоты двух видов — тетраэдрические и октаэдрические. Ионы  $Al^{3+}$  размещаются только в пустотах октаэдрического типа, заполняя из соображений зарядовой компенсации только две трети их общего числа. Октаэдрическая пустота — это полость, в которую можно вписать правильный октаэдр, шесть вершин которого в рассматриваемом случае касаются шести кислородных шариков. В такой полости шесть ионов кислорода создают сильное поле кубической симметрии. К кубическому полю добавляется слабая тригональная составляющая. Дело в том, что незаполненность каждой третьей октаэдрической полости приводит к тому, что в регулярной кристаллической структуре ионы  $Al^{3+}$  расположены парами так, что у каждого иона такой же соседний ион, но только с одной стороны. При этом с другой стороны у каждого иона расположена незаполненная пустота. В результате силы электростатического отталкивания, действующие между одноименными ионами, не компенсируются, ионы слегка раздвигаются вдоль некоторого выделенного направления, являющегося при плотной гексагональной упаковке ионов кислорода осью третьего порядка. Симметрия действующего на ион алюминия внутрикристаллического поля меняется, к сильному полю кубической симметрии добавляется слабая компонента поля тригональной симметрии. Примесные ионы  $Cr^{3+}$  замещают ионы  $Al^{3+}$  и находятся под действием этого электрического поля.

Внутрикристаллическое электрическое поле в силу эффекта Штарка приводит к снятию вырождения, сдвигу и расщеплению термов свободного иона. Анализ поведения термов ионов в полях той или иной силы и симметрии выполняется методом теории возмущений и теоретико-групповыми методами. Для терма  ${}^4F_{3/2}$ , описывающего свободный ион  $Cr^{3+}$ , расчет, выполненный в приближении сильного поля, дал наблюдаемые на опыте спектры рубина.

Для свободного иона спиновый момент  $S$  складывается с орбитальным моментом  $L$ , что дает полный момент количества движения  $J = L + S$ , являющийся для свободного иона (атома) сохраняющейся величиной. Каждое  $J$ -состояние имеет  $2J + 1$ -кратное вырождение по энергии. В электростатическом поле кристалла ситуация меняется, так как уровни энергии ионов зависят в силу эффекта Штарка от напряженности и симметрии этого поля. Здесь естественно выделяются характерные предельные случаи слабого и сильного полей.

Слабое поле не разрушает связь между орбитальным и спиновым моментами электронов иона. (Говоря другими словами, слабое поле не может разорвать  $LS$ -связь.) Это означает, что штарковское расщепление уровней энергии иона мало по сравнению с расщеплениями его тонкой структуры (по сравнению с мультиплетным расщеплением). Вектор  $J$  сохраняется. Его разным проекциям на направление электрического поля соответствуют  $2J + 1$  подуровней энергии. Слабое влияние поля можно рассматривать как возмущение к мультиплетной структуре, существующей без поля. Этот случай реализуется, когда примесными ионами являются ионы переходных элементов с глубоко расположенными и хорошо экранированными застраивающимися оболочками. Сюда относятся элементы группы редких земель, у которых застраивается  $4f$ -оболочка, и актиниды, застраивающие  $5f$ -оболочку (см. лекцию девятнадцатую).

Сильное поле разрывает  $LS$ -связь. Этот случай реализуется, когда электроны недостроенной оболочки иона расположены неглубоко, экранирующие оболочки отсутствуют, а взаимодействие электронов с кристаллическим полем оказывается сильнее спин-орбитальной связи. При разрушении  $LS$ -связи векторы  $L$  и  $S$  прецессируют во внешнем поле поодиночке, не образуя единого вектора полного момента. Энергии отдельных подуровней определяются проекциями  $M_L$  и  $M_S$  на направление поля. Спин-орбитальная связь может быть учтена как возмущение после того, как найдено расщепление уровней в кристаллическом поле, снимающем орбитальное и спиновое вырождение. Случаю сильного поля отвечают ионы переходных элементов группы железа,  $3d$ -оболочка которых обнажена и без какого-либо экранирования подвергается воздействию кристаллического поля.

Изложенное выше еще раз иллюстрирует уже обсуждавшееся ранее различие между спектрами примесных ионов редкоземельных элементов и элементов группы железа.

Вернемся к рубину. Основное состояние  ${}^4F_{3/2}$  иона  $\text{Cr}^{3+}$  соответствует 7-кратному орбитальному ( $L = 3$ ) и 4-кратному спиновому вырождениям. Результирующая степень вырождения составляет  $7 \cdot 4 = 28$  раз. Сильное кубическое поле расщепляет 28-кратно вырожденное состояние на два орбитальных триплет и один орбитальный синглет (рис. 20.1). Относительно слабая тригональная составляющая внутркристаллического поля осуществляет

дальнейшее снятие вырождения, расщепляя 12-кратно вырожденные триплеты на 6 дублетов каждый. При этом орбитальный синглет расщепляется, давая дублет с расстоянием между компонентами  $0,38 \text{ см}^{-1}$ . В этом последнем дублете остающемся после учета электрических полей двухкратное спиновое вырождение снимается внешним магнитным полем (крамерсовы дублеты), создавая систему уровней энергии, используемых в исследованиях по электронному парамагнитному резонансу и при создании квантовых парамагнитных усилителей СВЧ диапазона (парамагнитные мазеры).

Как видно из рис. 20.1, состояния, обусловленные тригональным расщеплением орбитальных триплетов, расположены суще-

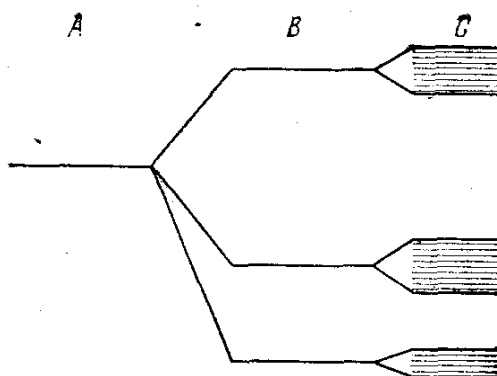


Рис. 20.1. Последовательное снятие вырождения внутрикристаллическими полями для иона хрома: *A* — свободный ион, *B* — кубическое поле, *C* — кубическое и тригональное поля.

ственно выше синглета. Времена жизни высокорасположенных дублетов малы (меньше 100 нс), поэтому все они перекрываются, образуя широкие полосы поглощения на волнах 410 и 550 нм.

Таковы уровни энергии основного состояния  ${}^4F_{3/2}$  иона  $\text{Cr}^{3+}$  в кубическом (и тригональном) поле ближайшего окружения в решетке корунда  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . У свободного иона  $\text{Cr}^{3+}$  ближайшим к основному  ${}^4F$  терму является терм  ${}^2G$  ( $S = 1/2$ ,  $L = 4$ ). Его 18-кратное вырождение в поле кубической симметрии частично снимается. Уровень  ${}^2G$  расщепляется на четыре подуровня. Один из них ложится несколько ниже зеленой полосы 550 нм основного состояния иона  $\text{Cr}^{3+}$ . Тригональное поле и спин-орбитальная связь расщепляет этот подуровень на  $29 \text{ см}^{-1}$ . Электродипольные переходы в основное состояние из этого дублета запрещены, но запрет частично снят нечистотой уровней, что приводит к метастабильности дублета.

В результате получается схема уровней иона  $\text{Cr}^{3+}$  в  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  (схема уровней рубина), приведенная на рис. 20.2 в наиболее широко применяемых в настоящее время обозначениях. Линии переходов, обозначенные в порядке возрастания волнового числа последовательностью латинских букв *R*, *U*, *B*, *Y*, составляют английское слово RUBY (рубин). Отметим, что *B*-, *U*- и *Y*-линии наблюдаются в поглощении, *R*-линия — это линия люминесценции, которой кристаллы рубина обязаны своим цветом. Расщепление *R*-линии люминесценции на  $29 \text{ см}^{-1}$  учитывается

введением обозначений  $R_1$  и  $R_2$  для спектральных компонент этого люминесцентного дублета. При комнатной температуре длина волны  $R_1$ -линии составляет 694,3 нм,  $R_2$ -линии — 692,8 нм.

В системе уровней, представленной на рис. 20.2, рубиновый лазер работает по трехуровневой схеме, в которой уровнем 1 является основное состояние  ${}^4A_2$ , уровнем 2 — полосы  ${}^4F_2$  и  ${}^4F_1$ , уровнем 3 — дублет  ${}^2E$ . Время безызлучательной передачи энергии из полос  ${}^4F_2$  и  ${}^4F_1$  в дублет  ${}^2E$  составляет 100 нс, между подуровнями дублета  $\bar{E}$  и  $2\bar{A}$  происходит быстрый (за 100 нс) релаксационный обмен энергией.

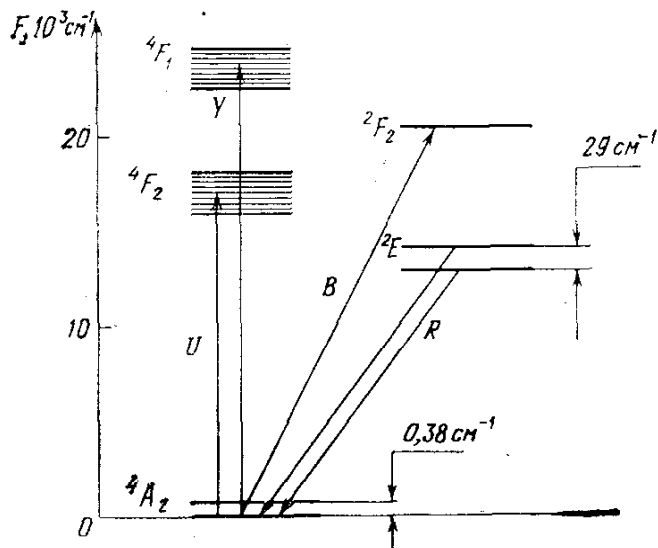


Рис. 20.2. Уровни энергии рубина.

составляет около  $11 \text{ см}^{-1}$ , при азотной температуре линия сужается настолько (до  $0,3 \text{ см}^{-1}$ ), что в спектре излучения видна изотопическая структура, обусловленная атомами  ${}^{50}\text{Cr}$ ,  ${}^{52}\text{Cr}$ ,  ${}^{53}\text{Cr}$  и  ${}^{54}\text{Cr}$ . Изменение температуры кристалла, меняя параметры решетки, перестраивает частоту генерации. В диапазоне температур от  $+200$  до  $-200^\circ\text{C}$  изменение длины волны генерации составляет  $\Delta\lambda = 2 \text{ нм}$ .

В полосах накачки  $U$  и  $Y$  поглощение составляет  $2-3 \text{ см}^{-1}$ . Это означает, что диаметр рубиновых стержней или толщина рубиновых пластин при двустороннем освещении излучением накачки не должны превышать  $2-2,5 \text{ см}$ . В противном случае излучение накачки не сможет достаточно эффективно проникнуть внутрь объема рабочего кристалла, активная среда окажется сильно неоднородной в поперечном сечении, что приведет к ухудшению параметров лазерного излучения.

Спектрально полосы накачки представляют собой гладкие бесструктурные образования с шириной  $\Delta\lambda \approx 100 \text{ нм}$  и центрами на  $\lambda = 410 \text{ нм}$  и  $\lambda = 560 \text{ нм}$ . Пороговое значение объемной плотности энергии накачки в зеленой полосе составляет около  $3 \text{ Дж/см}^3$ .

При сильном превышении порога в длинных ( $\sim 1 \text{ мс}$ ) импульсах излучения удельная энергия генерации составляет  $0,2-0,25 \text{ Дж/см}^3$ . Коэффициент линейного усиления достигает в рубиновых лазерах значения  $0,2-0,25 \text{ см}^{-1}$ .

Накачка обычно осуществляется излучением мощных импульсных ламп-вспышек. Наиболее экономичны ксеноновые лампы. Их к. п. д. достигает 50%, эффективная температура в зеленой области составляет 6500 К, в фиолетовой — 10 000 К. Очевидно большое значение правильно выбранной конструкции осветителя. Здесь целесообразно подчеркнуть, что наличие в схеме уровней рубина (см. рис. 20.2) широких полос поглощения  $U$  и  $Y$  позволяет применять для оптической накачки в трехуровневой схеме получения инверсии немонахроматическое излучение. По существу, в рубиновом лазере происходит преобразование световой энергии высокотемпературного источника излучения сплошного спектра в монокроматическое излучение. Это обстоятельство имеет большое принципиальное значение.

В мощных рубиновых лазерах применяются круглые стержни диаметром 2—3 см и длиной 20—30 см. В обычных условиях роста ось  $c$  кристалла составляет угол  $90—60^\circ$  с осью стержня. Излучение такого кристалла линейно поляризовано. Вектор поля  $E$  излучения перпендикулярен плоскости, проходящей через ось  $c$  и ось стержня. Выращивание кристаллов нулевой ориентации, т. е. с осью  $c$ , параллельной оси кристалла, возможно, но технологически представляет существенно большие трудности. Излучение нулевых кристаллов неполяризовано.

Качество кристалла существенным образом определяет параметры лазера, расходимость его излучения, порог самовозбуждения, режим работы и т. п. Высокая теплопроводность рубина позволяет работать в импульсно-периодическом режиме с высокой частотой повторения. Высококачественные кристаллы работают при комнатной температуре в непрерывном режиме (накачка излучением ртутных ламп).

Очевидно, что к рубиновым лазерам применимы все методы квантовой электроники, такие, как включение добротности (гигантские импульсы длительностью порядка 10—100 нс), синхронизация мод, усиление мощности.

Как уже неоднократно отмечалось в предыдущем изложении, основным недостатком рубинового лазера является трехуровневый механизм его работы. Этот недостаток является принципиальным, обусловленным схемой уровней трехвалентного иона хрома.

В одной из первых реализаций четырехуровневой системы использовался трехвалентный ион урана  $U^{3+}$  во флюорите  $CaF_2$  при 77 К. Этот лазер ( $\lambda = 2,51$  мкм) распространения не получил. Более перспективными оказались ионы редкоземельных элементов, незаполненная  $4f$ -оболочка которых расположена ближе к ядру, чем  $3d$ -оболочка элементов группы железа и  $5f$ -оболочка актинидов. Уже говорилось, что  $4f$ -оболочка хорошо экранируется  $5s$ - и  $5p$ -оболочками. Поэтому положение уровней слабо зависит от типа матрицы. Для редкоземельных ионов характерно наличие узких линий люминесценции на переходах между состоя-



ниями оболочки  $4f$ . Ионы группы редких земель обладают также интенсивными полосами поглощения на переходах  $4f \rightarrow 5d$ , удобными для накачки активных сред.

Двухвалентные ионы  $Dy^{2+}$ ,  $Tm^{2+}$ ,  $Sm^{2+}$ , главным образом во флюорите, работают в ближнем ИК и в видимом диапазонах. Эти же области спектра перекрывают многие трехвалентные ионы (Er, Ho, Pr, Tm, Nd и т. п.).

Наибольшее значение имеет ион  $Nd^{3+}$ . Трехвалентный ион неодима легко активирует многие матрицы. Из них самыми перспективными оказались кристаллы иттрий-алюминиевого граната  $Y_3Al_5O_{12}$  (ИАГ) и стекла. Накачка переводит ионы  $Nd^{3+}$  из основного состояния  $^4I_{9/2}$  в несколько относительно узких полос, играющих роль верхнего уровня. Эти полосы образованы рядом перекрывающихся возбужденных состояний, их положения и ширины несколько меняются от матрицы к матрице.

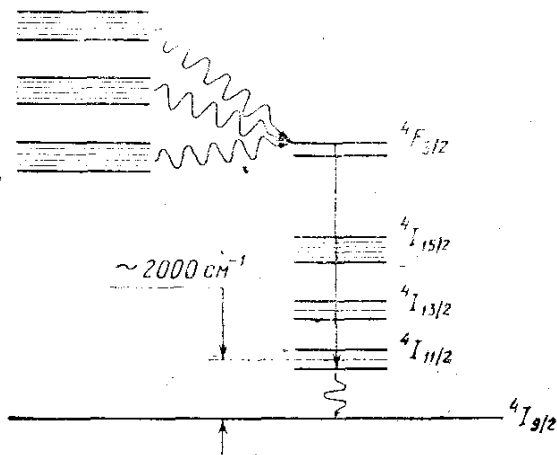


Рис. 20.3. Уровни энергии иона неодима.

Из полос накачки осуществляется быстрая передача энергии возбуждения на метастабильный уровень  $^4F_{3/2}$  (рис. 20.3). Время жизни этого уровня составляет 0,2 мс в ИАГ и 0,7 мс в стекле. Наибольшей вероятностью обладает лазерный переход  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$  ( $\lambda = 1,06$  мкм). Энергетическая щель между состояниями  $^4I_{11/2}$  и  $^4I_{9/2}$ , равная примерно  $2000 \text{ см}^{-1}$ , обеспечивает четырехуровневый характер генерации неодимового лазера.

Чем ближе к уровню  $^4F_{3/2}$  расположены полосы поглощения, тем выше к. п. д. генерации. Достоинством кристаллов ИАГ является наличие интенсивной красной линии поглощения.

В стеклах из-за неоднородности локальных электростатических полей ближайшего окружения линия люминесценции  $1,06 \text{ мкм}$  неоднородно сильно уширена ( $\Delta\lambda \approx 30 \text{ нм}$ ). В кристаллах ИАГ однородное уширение составляет примерно  $0,7 \text{ нм}$ .

Сильное неоднородное уширение приводит к тому, что неодимовое стекло имеет меньшее усиление, а соответствующие лазеры более богатую модовую структуру, чем гранат, активированный неодимом. Вместе с тем стекло допускает большее (до 6%) введение активных центров\*). Кристаллы ИАГ активируются до концентрации 1,5% в стехиометрическом замещении иона  $Y^{3+}$  на  $Nd^{3+}$ .

\*) В литий-лантан-фосфатных стеклах допустимо почти полное замещение лития неодимом, приводящее к концентрации ионов  $Nd^{3+}$ , превышающей  $(2-3) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . О возможности повышения концентрации активаторных центров в кристаллах и стеклах см. в следующей лекции.

Обычно области применения неодимовых лазеров на гранате и стекле существенно различны. В силу большей теплопроводности и однородности гранатовые лазеры легко работают в непрерывном и в импульсно-периодическом режимах. Достигнуты средние мощности в несколько сотен ватт. Неодимовое стекло в силу больших объемов и более высокой концентрации активатора хорошо накапливает энергию. Поэтому именно стекло служит активной средой импульсных лазеров высокой энергии. Достигнуты значения импульсной энергии в десятки килоджоулей.

В случаях, когда существенно высокое качество излучения, используется схема «задающий генератор — усилитель мощности». В этой схеме задающим генератором является часто гранатовый лазер, а усилителем мощности (или окончательным каскадом усиления мощности) — лазер на неодимовом стекле.

Неодимовые лазеры работают в широком диапазоне режимов генерации, от непрерывного до существенно импульсного с длительностью, достигающей 0,5 пс. Последняя достигается методом

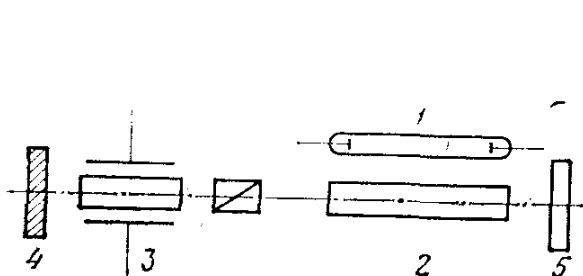


Рис. 20.4. Схема лазера с модулированной добротностью: 1 — лампа накачки, 2 — активный стержень, 3 — модулятор, состоящий из призмы Глана и ячейки Поггеля, 4 — глухое зеркало, 5 — частично прозрачное выходное зеркало.

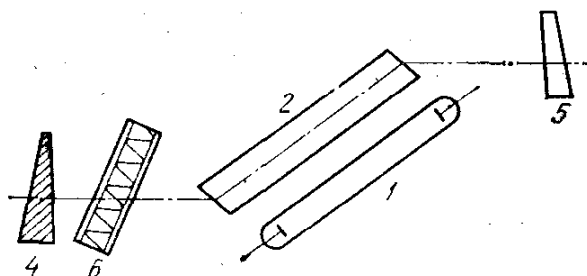


Рис. 20.5. Схема лазера с самосинхронизацией мод (обозначения те же, что и на рис. 20.4). Насыщающийся фильтр 6 расположен около левого (глухого) зеркала 4.

синхронизации мод в широкой линии усиления, характерной для лазерных стекол.

При создании неодимовых, как, впрочем, и рубиновых, лазеров реализованы все характерные методы управления параметрами лазерного излучения, разработанные квантовой электроникой. В дополнение к так называемой свободной генерации, продолжающейся в течение практически всего времени существования импульса накачки, широкое распространение получили режимы включаемой (модулированной) добротности и синхронизации (самосинхронизации) мод.

В режиме свободной генерации длительность импульсов излучения составляет 0,1—10 мс, энергия излучения в схемах усиления мощности достигает многих килоджоулей. Характерная длительность импульсов включаемой добротности составляет около 10 нс при использовании для модуляции добротности электро-

оптических устройств. На рис. 20.4 приведена схема неодимового лазера с модулированной добротностью. Характерная энергия лазерного генератора такого типа составляет 1—2 Дж.

Дальнейшее укорочение импульсов генерации достигается применением просветляющихся фильтров как для модуляции добротности (0,1—10 нс), так и для синхронизации мод (1—10 пс). Схема лазера с самосинхронизацией мод для генерации импульсов пикосекундной длительности с помощью насыщающегося фильтра приведена на рис. 20.5. Для того чтобы резонатор лазера обладал только одним четко выраженным периодом межмодовых биений, грани оптических элементов этой схемы слегка отклонены от нормали к оптической оси резонатора, а входной и выходной торцы активного элемента расположены под углом Брюстера к этой оси. Такое расположение либо исключает дополнительные отражения, которые может испытывать излучение при распространении от зеркала к зеркалу внутри резонатора лазера, либо отклоняет отраженные лучи от оптической оси резонатора и тем самым исключает образование дополнительных резонаторов со своим периодом межмодовых биений внутри основного. Характерная энергия пуга импульсов синхронизированных мод составляет в лазерных генераторах такого типа примерно 1—2 Дж.

В заключение этой лекции целесообразно остановиться несколько подробнее на вопросе о лазерном стекле.

Стекло является прекрасным оптическим материалом, технология получения которого хорошо разработана. Из стекла могут быть изготовлены детали любой формы и размера от волокон диаметром в несколько микрометров до дисков диаметром в несколько метров. Но главным достоинством стекла является его высокая оптическая однородность. Градиент показателя преломления хорошего лазерного стекла составляет  $\pm (0,5—2) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ . К сожалению, теплопроводность стекла низка. Излучение накачки неоднородно нагревает стекло. В силу низкой теплопроводности это приводит к возникновению в стекле неоднородного температурного поля и, следовательно, термоупругих напряжений. Последние вызывают оптические искажения.

Так как для получения высокой направленности излучения оптическая однородность стекла должна сохраняться во время генерации, термооптическая константа

$$W = \beta + \alpha(n - 1), \quad (20.1)$$

где  $\beta = dn/dT$  — температурный коэффициент показателя преломления  $n$  и  $\alpha$  — температурный коэффициент расширения, должна быть предельно малой. Достоинством стекол по сравнению с кристаллами является возможность выбором состава стекла снижать величину  $W$  до значений, меньших  $10^{-7} \text{ К}^{-1}$ , в относительно широком температурном интервале (так называемые атермальные стекла). Для кристаллов ИАГ значения  $W$  на два-три порядка

выше, что, правда, частично компенсируется их существенно более высокой теплопроводностью.

Исключительно важное значение имеет лучевая стойкость активного вещества лазера. Без создания достаточно стойких прозрачных материалов, выдерживающих большие потоки лазерного излучения без разрушения и нарушения оптической однородности, невозможно создание надежно работающих лазеров большой мощности. В отличие от газовых лазеров, прежде всего  $\text{CO}_2$ -лазеров, где слабым местом в смысле оптического разрушения обычно являются окна газовых кювет и зеркала, для твердотельных лазеров существенной является лучевая стойкость материала активной среды.

К настоящему времени наибольшей лучевой стойкостью обладают неодимовые стекла, не содержащие металлических включений (платина, железо и т. п. примеси технологического происхождения). В режиме свободной генерации (длительность импульса излучения 0,1—1 мс) порог разрушения составляет  $10^3$ — $10^4$  Дж/см<sup>2</sup>. Для импульсов модулированной добротности (1—10 нс) для лучших из стекол пороговое значение плотности энергии излучения, разрушающей торцы активных элементов, составляет несколько сотен джоулей на квадратный сантиметр. Это справедливо, однако, при малом пятне облучения (фокусировка практически в точку). При большом поперечном сечении ( $\geq 1$  см<sup>2</sup>) облучаемой области порог разрушения снижается на порядок и более, главным образом в силу вероятности попасть под излучение такому дефекту материала, который легко инициирует лавинно нарастающее разрушение. Для импульсов длительностью, меньшей 1 нс (синхронизованные моды), пороги разрушения составляют единицы джоулей на квадратный сантиметр.

Рубины и гранаты в режиме модулированной добротности разрушаются при 10—30 Дж/см<sup>2</sup>.

Физические процессы, лежащие в основе механизмов разрушения твердых тел и стекол лазерным излучением, весьма разнообразны. Их изучение входит как часть в исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом и излагается в соответствующих курсах. Отметим здесь только роль эффекта так называемой самофокусировки, заключающегося в том, что интенсивное лазерное поле так меняет показатель преломления прозрачного материала, что в нем образуется некая эффективная линза, увеличивающая плотность поля в среде. Последнее, в свою очередь, вызывает увеличение фокусировки излучения, его дальнейшую концентрацию и, в конце концов, разрушение материала.

Склонность оптических материалов к самофокусировке характеризуется нелинейным показателем преломления материала  $n_2$ . С учетом влияния поля показатель преломления среды может быть в первом приближении записан в виде

$$n = n_0 + n_2 E^2, \quad (20.2)$$

где  $n_0$  — линейная часть показателя преломления, не зависящая от амплитуды электрического поля лазерной волны  $E$ .

Как и термооптическая константа  $W$ , показатель преломления  $n_2$  является важным параметром, характеризующим оптические свойства активного элемента твердотельного лазера. Для лучших лазерных стекол  $n_2 \lesssim 10^{-13}$  СГСЭ, для граната и рубина эта величина в 2—4 раза выше.

Подчеркнем еще раз, что технология изготовления оптического стекла высокого качества хорошо развита. Существуют неодимовые стекла на силикатной, фосфатной, боратной, бериллатной, германатной основе. Выбор между ними должен делаться применительно к конкретным условиям работы проектируемого лазера.

## **Лекция двадцать первая. БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ**

*Электрон-фононное взаимодействие. Слабая вибронная связь. Вероятность многофононной релаксации. Колебательный спектр матрицы. Максимальная длина волны. Примеры ионов неодима и эрбия. Ионное взаимодействие. Эффективное затухание в системе слабосвязанных осцилляторов. Вероятность переноса энергии от донора к акцептору. Миграция энергии. Выбор оптимальных концентраций. Сенсибилизация.*

В предыдущем изложении неоднократно отмечалась важная роль, которую играют процессы безызлучательной релаксации при создании инверсии населенностей в лазерах и мазерах. Конкретные проявления и механизмы безызлучательной релаксации различны в разных спектральных интервалах и для разных активных сред квантовой электроники. Особо важную, во многом определяющую роль играют безызлучательные переходы в процессе создания активной среды лазеров на твердом теле (см. лекцию девятнадцатую). Это обстоятельство делает целесообразным несколько более подробное рассмотрение процессов релаксации энергии возбуждения в активных средах твердотельных лазеров в рамках курса лекций по основам квантовой электроники \*).

Безызлучательные переходы в твердых телах, под которыми в нашем курсе понимаются диэлектрические примесные кристаллы и стекла, определяются взаимодействием двух типов. К первому из них относится электрон-фононное взаимодействие, обуславливающее перенос энергии между различными состояниями одной частицы (одного примесного центра), ко второму — взаимодействие между активными частицами (в нашем случае — ионное взаимодействие), приводящее к переносу энергии между различными примесными центрами.

\*) Эта лекция подготовлена совместно с И. А. Щербаковым, которому автор выражает свою за то глубокую благодарность.

Рассмотрим вначале электрон-фононное взаимодействие. Общая теория электронно-колебательного взаимодействия в настоящее время весьма далека от завершения. Количественные результаты обычно могут быть получены для двух предельных случаев — сильной и слабой вибронной (т. е. колебательно-электронной) связи. Критерием слабой (или сильной) связи является малость (или немалость) энергии колебательного движения примесного иона по сравнению с энергией колебательного кванта — фонона, равной  $\hbar\omega$ . Если приведенная масса иона равна  $M$ , смещение от положения равновесия составляет  $x$ , а  $\omega$  — частота колебаний, то оценка энергии колебаний дает, как известно,  $Mx^2\omega^2$ . Безразмерным параметром является отношение  $Mx^2\omega^2/\hbar\omega$ , малость (немалость) которого определяет обсуждаемые предельные случаи. Большое значение, однако, имеет дипольный момент колеблющегося иона. Его величина пропорциональна смещению из положения равновесия  $x$ . Поэтому обычно из отношения энергий извлекается корень, и критерий сильной вибронной связи записывается в виде

$$x\sqrt{M\omega/\hbar} \gg 1, \quad (21.1)$$

в то время как обратное неравенство

$$x\sqrt{M\omega/\hbar} \ll 1 \quad (21.2)$$

представляет собой критерий слабой вибронной связи.

Спектроскопически случаи сильной и слабой вибронной связи проявляются по-разному. В случае сильной связи возникает большой стоксов сдвиг между спектрами поглощения и излучения, в случае слабой связи стоксов сдвиг практически отсутствует. Для трехвалентных ионов редкоземельных элементов ( $\text{TR}^{3+}$ ), представляющих для нас основной интерес, оптически являются электроны  $4f$ -оболочки. Будучи экранированной, эта оболочка, как мы знаем, слабо взаимодействует с внутрикристаллическими полями матрицы и тем самым с ее колебаниями. Колебания решетки матрицы слабо воздействуют на потенциальные поверхности электронных термов  $4f$ -оболочки примесного иона. Поэтому возбуждение иона при переходах между электронными состояниями  $4f$ -оболочки не приводит к заметному возбуждению колебаний решетки. Энергия на раскачку колебаний не тратится, а стоксов сдвиг между электронными переходами в спектре поглощения ( $1 \rightarrow 2$ ) и люминесценции ( $2 \rightarrow 1$ ) для  $\text{TR}^{3+}$ -ионов отсутствует. Следовательно, безызлучательные переходы между электронными состояниями  $\text{TR}^{3+}$ -ионов должны хорошо описываться в приближении слабой вибронной связи, рассмотрением которой мы ограничимся.

Наиболее общим является квантовомеханическое рассмотрение, которое должно проводиться с учетом высоких порядков теории возмущений и в нашем случае, для взаимодействия  $\text{TR}^{3+}$ -

ионов с решеткой, обусловленного модуляцией статического внутрикристаллического поля колебаниями решетки. Так как энергетический зазор между основным и возбужденными состояниями иона  $\Delta E$  велик по сравнению с энергией самого высокочастотного фонона  $\hbar\omega$  (см. лекцию девятнадцатую), рассматриваемые сейчас безызлучательные переходы носят многофононный характер. Различные модификации теории возмущений дают для вероятности безызлучательной релаксации, идущей с возникновением  $p$  фононов при переходе между рассматриваемыми верхним (стартовым) и нижним (финишным) состояниями, крайне громоздкие выражения, включающие в себя волновые функции начального, конечного и всех промежуточных виртуальных состояний, числа фононного заполнения и плотности фононных состояний.

Как правило, необходимая для количественных оценок информация отсутствует. Поэтому обычно используется феноменологическая теория многофононной релаксации, в которой предполагается, что

а) вероятность многофононного перехода не зависит от характеристик начального и конечного электронных состояний примесного центра;

б) вероятность перехода с испусканием  $p$  фононов значительно меньше, чем с испусканием  $p - 1$  фононов:

$$W^{(p)}/W^{(p-1)} = \varepsilon \ll 1; \quad (21.3)$$

в) малая величина  $\varepsilon$  является характеристикой основы (а не примесного центра) и не зависит от  $p$ ;

г) безызлучательный переход осуществляется с испусканием фононов одинаковой частоты, так что закон сохранения энергии выполняется в виде

$$p\hbar\omega = \Delta E. \quad (21.4)$$

Следствием этих предположений является вывод о том, что в процессе многофононного перехода участвуют самые высокоэнергичные, т. е. наиболее высокочастотные фононы колебательного спектра основы. В рамках указанных предположений удается получить простую формулу, дающую зависимость вероятности многофононного перехода от температуры основы  $T$  и энергетического зазора в спектре активной примеси  $\Delta E$  в виде

$$W(\Delta E, T) = W_E(p)W_T(p), \quad (21.5)$$

где

$$W_T(p) = (1 - e^{-\hbar\omega/kT})^{-p} \quad (21.6)$$

дает температурную зависимость скорости безызлучательных переходов с испусканием  $p$  фононов, а

$$W_E(p) = C^{(p)} e^{\alpha\Delta E}, \quad (21.7)$$

равная  $W(\Delta E, T)$  при нулевой температуре, дает зависимость

рассматриваемой вероятности от величины энергетической щели  $\Delta E$ . Здесь  $C^{(p)}$  и  $\alpha$  — феноменологические константы, характеризующие основу. Как правило, реальная ситуация качественно хорошо описывается в рамках изложенной модели, хотя попытки получения количественной информации о числе и энергии фононов, участвующих в релаксационном процессе, на основе этой модели несостоятельны.

Рассмотрим сначала температурную зависимость релаксации (21.6).

При наличии некоторой избыточной энергии вероятность испускания фонона частоты  $\omega$  пропорциональна числу фононов  $n(\omega)$ , имеющих в фононной моде частоты  $\omega$  (индуцированное испускание), плюс один (спонтанное испускание):

$$W \propto n(\omega) + 1.$$

Заселенность фононной моды при температуре  $T$  дается распределением Бозе — Эйнштейна

$$n(\omega, T) = (e^{\hbar\omega/kT} - 1)^{-1}. \quad (21.8)$$

Так как в рассматриваемой модели в единичном акте релаксации предполагается испускание  $p$  одинаковых фононов, то вероятность всего процесса в целом пропорциональна  $[n(\omega, T) + 1]^p$ , что и дает формулу (21.6). Подчеркнем еще раз, что при  $T \rightarrow 0$   $W_T(p) \rightarrow 1$ , а  $W(\Delta E, T) \rightarrow W_E(p)$ .

Слабым местом излагаемой модели многофононной безызлучательной релаксации является предположение одночастотности (21.4). На самом деле энергетическая щель  $\Delta E$  перекрывается набором многих фононов с разными частотами и разной степенью многофононности в соответствии с особенностями условий возбуждения колебаний в той или иной конкретной основе. Существенную роль здесь играет спектр возможных колебаний, информацию о котором дает, например, комбинационное рассеяние света.

Спектры комбинационного рассеяния (рамановские спектры) кристаллов и стекол демонстрируют существенные различия в структуре и протяженности фононных спектров этих материалов. У кристаллов обычно граница высокочастотных колебаний расположена ниже, чем у стекол. Энергия самых высокочастотных фононов, как правило, превышает энергию дебаевских фононов  $\hbar\omega_D = kT_D$  (температура Дебая  $T_D$  для лазерных материалов лежит в окрестности 300 К).

Строгого теоретического обоснования формул (21.5) — (21.7) не существует. Поэтому большое значение имеет эксперимент. Обычно экспериментальное исследование проводится путем наблюдения кинетики люминесценции при селективном возбуждении избранного состояния примесного иона  $TR^{3+}$ , введенного в матрицу, фононный спектр которой должен быть известен. Так как спектр состояний ионов  $TR^{3+}$  от основы к основе меняется



слабо, то эксперименты этого рода, проводимые в различных матрицах с различными состояниями разных ионов, позволяют провести тщательное параметрическое исследование зависимости скорости релаксации примесного центра от  $\Delta E$ ,  $\hbar\omega$ ,  $kT$ .

Оказалось, что, хотя разные фононы могут вносить вклад в вероятность безызлучательного перехода, для различных ионов и в различных матрицах наблюдается прекрасное соответствие скорости релаксации значению высокочастотной границы колебаний. Это соответствие существует не только для абсолютного значения скорости релаксации, определяемого степенью многофононности  $p = \Delta E/\hbar\omega$  (где под  $\omega$  надо понимать частоту, соответствующую высокочастотной границе колебаний), но и для ее температурной зависимости, определяемой отношением  $\hbar\omega/kT$  и значением  $p$ .

Обратимся теперь к энергетической зависимости (21.7). В экспериментах указанного выше типа показано, что в широком интервале значений энергетической щели  $\Delta E$  (от 1000 до 5000  $\text{см}^{-1}$ ) зависимости скорости

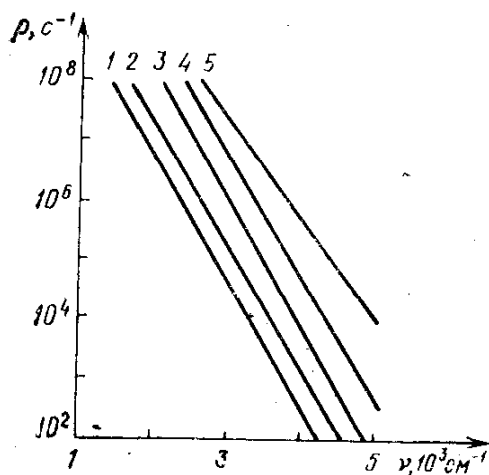


Рис. 21.1. Зависимости вероятности многофононной релаксации ионов  $\text{TR}^{3+}$  от частоты в стеклах: 1 — теллуридном, 2 — германатном, 3 — силикатном, 4 — фосфатном, 5 — боратном.

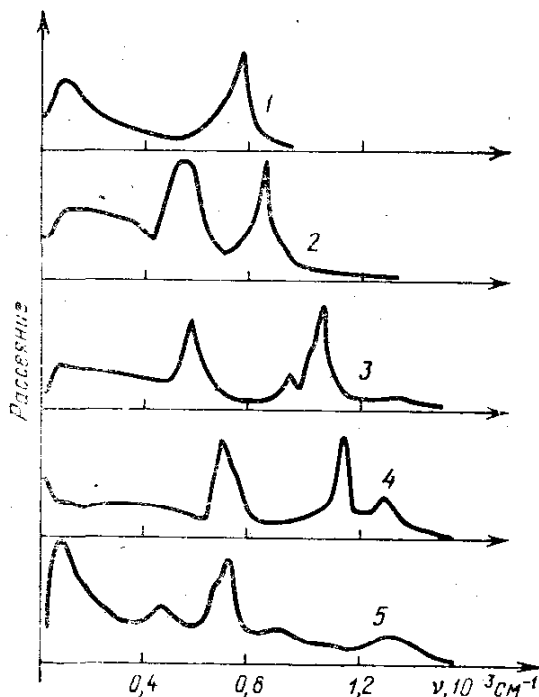


Рис. 21.2. Рамановские спектры стекол: 1 — теллуридного, 2 — германатного, 3 — силикатного, 4 — фосфатного, 5 — боратного.

многофононной релаксации от  $\Delta E$  с удовлетворительной степенью точности действительно являются экспоненциальными. Абсолютные значения скорости определяются основой и не зависят от конкретных электронных состояний  $\text{TR}^{3+}$ -иона, между которыми измеряется  $\Delta E$ . Для иллюстрации на рис. 21.1 приведены зависимости вероятности многофононной релаксации ионов  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$  и  $\text{Tm}^{3+}$  в теллуридном, германатном, силикатном, фосфатном и боратном стеклах от величины энергетического зазора, разделяющего возбуждаемый уровень и ближайший к нему нижний. На

рис. 21.2 приведены рамановские спектры, характеризующие протяженность фононного спектра в тех же стеклах. Легко прослеживается связь между графиками рис. 21.2 и 21.1. Видно, что абсолютные значения вероятности многофононной релаксации являются наименьшими в теллуридном стекле, обладающем наименее протяженным колебательным спектром. Увеличение протяженности фононного спектра ведет к увеличению скорости многофононной релаксации в связи, как это следует из смысла обсуждаемой модели, со снижением степени многофононности  $p$ .

Температурно зависимая часть  $W_T(p)$  при  $\hbar\omega/kT > 1$  слабо зависит от  $p$ . Сильная зависимость от  $p$ , удовлетворяющая предположению (21.3), обусловлена тем, что входящая в (21.7) константа  $C^{(p)}$  подчиняется неравенству  $C^{(p)} \ll C^{(p-1)}$ . Обычно  $C^{(p)}/C^{(p-1)} = 0,01-0,03$ , как это можно определить из экспериментальных кривых, подобных приведенным на рис. 21.1.

В целом следует заключить, что формулы (21.5) — (21.7) правильно отражают характер внутрицентральной безызлучательной электрон-фононной релаксации примесных  $TR^{3+}$ -ионов в диэлектрических кристаллах и стеклах.

Обратимся теперь к важным выводам, которые следуют из изложенного выше механизма внутрицентральной релаксации, формул (21.5) — (21.7) и рис. 21.1, 21.2.

Обсудим прежде всего вопрос о максимально возможной длине волны излучения лазера на твердом теле. Для эффективного создания инверсии необходимо, чтобы скорость безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня не превышала скорость его радиационного распада (см. лекцию девятнадцатую). Известно, что характерное радиационное время жизни верхнего лазерного уровня  $TR^{3+}$ -ионов составляет примерно 1 мс. Тогда из рис. 21.1 видна невозможность создания лазера с длиной волны более 2—2,5 мкм на широко применяемых в настоящее время фосфатных и силикатных стеклах, так как при энергетических зазорах менее  $4000-5000 \text{ см}^{-1}$  скорость безызлучательной релаксации в этих матрицах начинает превышать скорость радиационного распада соответствующего верхнего уровня. Вместе с тем на кристаллах, обладающих по сравнению со стеклами, как правило, менее протяженным фононным спектром, возможна генерация и более длинноволнового излучения. Примером может служить генерация на переходе  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  иона  $Er^{3+}$ , полученная в области 3 мкм в ряде кристаллов ( $CaF_2$ ,  $LiYF_4$ ,  $Y_3Al_5O_{12}$ ). Однако продвижение в область длин волн, превышающих 4 мкм, мало вероятно.

Рассмотрим с точки зрения обсуждаемого процесса многофононной релаксации схему уровней иона неодима (см. рис. 20.3).

Верхний лазерный уровень  ${}^4F_{3/2}$  иона  $Nd^{3+}$  отделен от ближайшего к нему снизу состояния  ${}^4I_{15/2}$  энергетическим зазором  $6000 \text{ см}^{-1}$ . В соответствии с данными рис. 21.1 время многофо-

нонной релаксации оказывается для состояния  ${}^4F_{3/2}$  существенно большим его радиационного времени жизни. В результате квантовый выход люминесценции верхнего лазерного уровня (в отсутствие концентрационного тушения) близок к 100%.

Финишный лазерный уровень иона неодима  ${}^4I_{11/2}$  лежит выше основного состояния на  $2000 \text{ см}^{-1}$ . Такой зазор в фосфатном и силикатном стеклах обеспечивает время жизни уровня порядка 1 нс. Следовательно, режим самоограничения генерации (см. лекцию четырнадцатую) не должен происходить при длительности импульсов, превышающей 1 нс.

Энергетический зазор между верхним лазерным уровнем неодима  ${}^4F_{3/2}$  и основными полосами накачки также не превышает  $2000 \text{ см}^{-1}$ . Следовательно, время безызлучательной релаксации

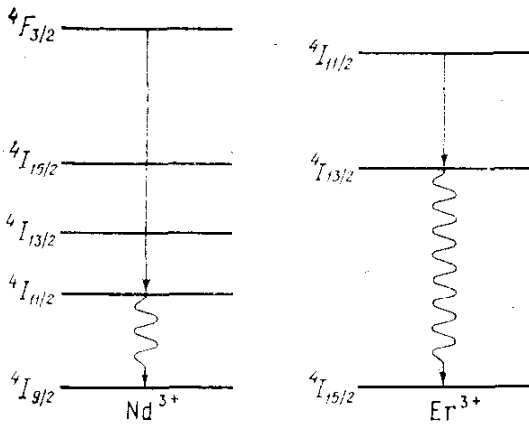


Рис. 21.3. Сравнение схем лазерных уровней энергии ионов  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$ .

из этих полос в метастабильное состояние  ${}^4F_{3/2}$  лежит в диапазоне 1—10 нс при собственном времени жизни этого уровня 0,1—1 мс. В результате вся энергия возбуждения накапливается в метастабильном состоянии неодима.

Все эти выводы полностью экспериментально подтверждены и составляют физическое обоснование широкого использования иона  $\text{Nd}^{3+}$  как активного центра в лазерных кристаллах и стеклах.

Обратимся теперь к уже упомянутому примеру лазера на переходе  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  иона  $\text{Er}^{3+}$ . Упрощенная схема уровней приведена на рис. 21.3 вместе с показанной для сравнения схемой уровней иона неодима.

Зазор между финишным лазерным уровнем  ${}^4I_{13/2}$  и основным состоянием  ${}^4I_{15/2}$  составляет около  $6000 \text{ см}^{-1}$ , энергия лазерного перехода  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  находится в области  $3500 \text{ см}^{-1}$ . Степень многофононности безызлучательной релаксации по переходам  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  и  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  существенно различна. В силу этого время жизни стартового лазерного уровня  ${}^4I_{11/2}$  много меньше, чем финишного уровня  ${}^4I_{13/2}$ , и лазер работает в режиме самоограничения, в отличие от рассмотренного выше неодимового лазера. Полосы поглощения излучения накачки лежат для эрбиевого лазера в области  $15\,000\text{--}25\,000 \text{ см}^{-1}$ . Безызлучательные переходы через довольно значительный, в отличие от неодима, энергетический зазор между полосами накачки и стартовым лазерным уровнем  ${}^4I_{11/2}$  существенно облегчены наличием в этом зазоре многих уровней, разбивающих зазор на области с малой степенью многофононности.

Приведенные примеры показывают, как проявляются характерные черты внутрицентральной безызлучательной электрон-фононной релаксации примесных  $\text{TR}^{3+}$ -ионов в диэлектрических кри-

сталлах и стеклах в лазерных свойствах соответствующих активных сред.

Рассмотрим теперь ион-ионное взаимодействие. Интерес к процессам переноса энергии между различными примесными центрами обусловлен рядом обстоятельств. Во-первых, с увеличением концентраций примесных ионов, что всегда желательно с целью повышения коэффициента усиления и удельного энергосъема активной среды, возрастает роль процессов переноса энергии в механизмах релаксации энергии, становящихся коллективными. Это, в свою очередь, может определять предельно возможные концентрации примесей в лазерных кристаллах и стеклах. Во-вторых, контролируемое введение в матрицу дополнительных примесей может в процессе последовательных актов переноса энергии и релаксации ускорять передачу энергии из полос поглощения на метастабильные состояния верхних лазерных уровней рабочих примесных центров и (или) ускорять распад их нижних лазерных уровней. В-третьих, присутствие в матрице дополнительных поглощающих ионов, способных эффективно передавать полученную энергию рабочим ионам, существенно повышает энергетическую эффективность активных сред.

Вероятность безызлучательного переноса энергии от донора ( $D$ ) к акцептору ( $A$ ), т. е. вероятность процесса типа



при котором возбужденный донор возвращается в основное состояние, а невозбужденный акцептор переходит в возбужденное состояние, при диполь-дипольном взаимодействии частиц  $D$  и  $A$ , находящихся на расстоянии  $R$  друг от друга в среде с показателем преломления  $n$ , может быть получена методами квантовой механики в первом порядке теории возмущений. Однако возможны и классическая интерпретация явления переноса, и классический вывод соответствующего выражения.

В рамках представления о классическом осциллирующем электрическом диполе, уже неоднократно использовавшегося в этих лекциях, рассмотрим два дипольных электронных осциллятора, воздействующих друг на друга своими электромагнитными полями. Система уравнений связанных осцилляторов хорошо известна:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 + 2\gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_{01}^2 x_1 &= \kappa_{21} x_2, \\ \ddot{x}_2 + 2\gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_{02}^2 x_2 &= \kappa_{12} x_1. \end{aligned} \quad (21.10)$$

Пусть первый осциллятор соответствует частице  $D$ , второй —  $A$ . Пусть также частоты  $\omega_{01}$  и  $\omega_{02}$  суть величины одного порядка, а связь между осцилляторами мала ( $\kappa^2 = \kappa_{12}\kappa_{21} \ll \omega^4$ ). Наибольший интерес представляет тот случай, когда возбужденное состояние частицы  $A$  быстро релаксирует. Это означает, что обратная передача  $A \rightarrow D$  не имеет места. В классической модели этой ситуации соответствует существенно большее затухание второго осцил-

лятора ( $\gamma_2 \gg \gamma_1$ ). Решение системы (21.10) показывает тогда, что в соответствии с обычными положениями теории колебаний наличие связи между осцилляторами увеличивает затухание высокочастотного осциллятора.

Остановимся несколько подробнее на системе уравнений (21.10), хорошо изученной в теории колебаний. Решение этой системы было дано В. Вином еще в конце прошлого века и привело к таким важным понятиям, как собственные (нормальные) частоты колебаний, отличающиеся от парциальных частот  $\omega_{0i}$  в связанных системах со многими колебательными степенями свободы. Относительные амплитуды колебаний на собственных частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  первого и второго осцилляторов системы (21.10) и перекачка энергии из осциллятора в осциллятор определяются не только величиной связи осцилляторов  $\kappa^2 = \kappa_{12}\kappa_{21}$ , но и их связанностью  $\chi = 2\kappa/(\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)$  и зависят от близости парциальных

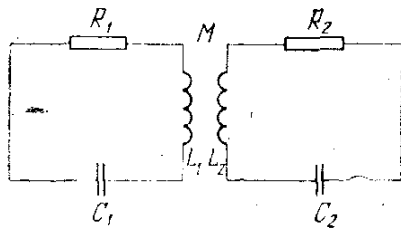


Рис. 21.4. Индуктивно связанные колебательные контуры.

частот. Понятие связанности осцилляторов было введено Л. И. Мандельштамом при создании общей теории колебаний.

Полное решение системы (21.10) сводится к решению уравнений четвертого порядка и плохо обозримо. Однако в приближении малой связи и малой связанности систему (21.10) легко решить с помощью эквивалентной схемы, представленной на рис. 21.4, уравнениям Кирхгофа которой для гармонических токов частоты  $\omega$  и амплитуд  $I_1$  и  $I_2$

$$I_1(R_1 + j\omega L_1 + 1/j\omega C_1) = -j\omega M I_2, \quad (21.11)$$

$$I_2(R_2 + j\omega L_2 + 1/j\omega C_2) = -j\omega M I_1$$

соответствуют дифференциальные уравнения

$$q_1/C_1 + R_1\dot{q}_1 + L_1\ddot{q}_1 = -M\ddot{q}_2, \quad (21.12)$$

$$q_2/C_2 + R_2\dot{q}_2 + L_2\ddot{q}_2 = -M\ddot{q}_1.$$

Здесь  $M$  — взаимная индуктивность,  $q_1$  и  $q_2$  — заряды на конденсаторах  $C_1$  и  $C_2$ , а остальные обозначения ясны из рис. 21.4 (см. также формулы (6.48) — (6.56) и рис. 6.2).

Из (21.11) легко получить выражение для эффективного активного сопротивления  $R_{эфф}$  некоторого эффективного одиночного контура, образованного системой двух индуктивно связанных  $RLC$ -контуров:

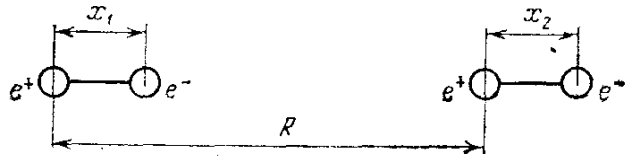
$$R_{эфф} = R_1 + R_2 \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + (\omega L_2 - 1/\omega C_2)^2}. \quad (21.13)$$

Тогда, считая связанность контуров малой и предполагая тем самым наличие в первом осцилляторе только одного гармонического колебания, мы можем соотношением  $2\gamma_{\text{эфф}} = R_{\text{эфф}}/L_1$  ввести эффективное затухание первого контура при наличии связи со вторым контуром по аналогии с парциальными коэффициентами затухания  $2\gamma_1 = R_1/L_1$  и  $2\gamma_2 = R_2/L_2$  соответствующих контуров:

$$\gamma_{\text{эфф}} = \gamma_1 + \gamma_2 \frac{\omega^2 M^2 / L_1 L_2}{4\gamma_2^2 + (\omega^2 - \omega_{02}^2)^2 / \omega^2}. \quad (21.14)$$

В схеме на рис. 21.4 коэффициенты связи второго контура с первым и первого со вторым составляют соответственно  $\mu_{21} = M/L_1$  и  $\mu_{12} = M/L_2$ . Уравнения (21.10) и (21.12) отличаются друг от друга видом связи — по координате и ее второй производной соответственно. Эти связи эквивалентны друг другу, если  $\kappa_{ik}x_i = \kappa_{ik}q_i = -\mu_{ik}\ddot{q}_i$ . Для гармонического колебания  $q_i = q_{0i} \exp j\omega t$ , получаем тогда условие эквивалентности  $\kappa_{ik} =$

Рис. 21.5. К определению силы электростатического взаимодействия между двумя диполями.



$= \omega^2 \mu_{ik}$ , что дает  $M^2/L_1 L_2 = \kappa^2/\omega^4$ . Учитывая близость  $\omega$  к  $\omega_{01}$  и считая малой разность  $\omega_{01} - \omega_{02}$ , мы получаем из (21.14) после тривиальной замены  $\omega^2 - \omega_{02}^2 \approx \omega_{01}^2 - \omega_{02}^2 \approx 2\omega(\omega_{01} - \omega_{02})$  выражение

$$\gamma_{\text{эфф}} = \gamma_1 + \frac{\kappa^2}{4\omega^2 \gamma_2} \frac{1}{1 + [(\omega_{01} - \omega_{02})/\gamma_2]^2}. \quad (21.15)$$

Рассмотрим теперь коэффициент связи  $\kappa^2$ . Энергию электростатического взаимодействия двух диполей, находящихся на расстоянии  $R$  друг от друга, легко определить с помощью рис. 21.5. Дипольные моменты диполей 1 и 2 равны соответственно  $p_1 = f_1 e x_1$  и  $p_2 = f_2 e x_2$ , где безразмерные множители  $f_1$  и  $f_2$ , называемые силами осцилляторов, характеризуют эффективность поляризуемости осцилляторов, образованных оптическим электроном (заряд  $-e$ ) и ионным остовом (заряд  $+e$ ), разнесенными на расстояния  $x_1$  и  $x_2$  соответственно. Тогда в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  энергия взаимодействия диполей равна

$$U_{12} = \frac{\sqrt{f_1 f_2}}{\epsilon} \left( -\frac{e^2}{R - x_1} - \frac{e^2}{R + x_2} + \frac{e^2}{R + x_2 - x_1} + \frac{e^2}{R} \right) \quad (21.16)$$

и при  $R \gg x_1, x_2$  с точностью до члена порядка  $(x_{1,2}/R)^2$  составляет

$$U_{12} = -\frac{2e^2}{R^3} x_1 x_2 \frac{\sqrt{f_1 f_2}}{\epsilon}. \quad (21.17)$$

Следовательно, сила, действующая со стороны второго осциллятора на первый, равна

$$F_{21} = - \frac{\partial U_{12}}{\partial x_1} = \frac{2e^2}{R^3} \frac{\sqrt{f_1 f_2}}{\varepsilon} x_2,$$

а со стороны первого на второй

$$F_{12} = \frac{2e^2}{R^3} \frac{\sqrt{f_1 f_2}}{\varepsilon} x_1.$$

Так как в правую часть уравнений осциллятора в форме (21.10) должны входить вынуждающие силы  $F_{12}/m$  и  $F_{21}/m$  (где  $m$  — масса электрона), то очевидно, что

$$\kappa^2 = \kappa_{12}\kappa_{21} = \frac{4e^4}{m^2 R^6} \frac{f_1 f_2}{\varepsilon^2}. \quad (21.18)$$

Подчеркнем, что для осциллирующих диполей выполненное выше вычисление справедливо в ближней зоне (при  $R < \lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения частоты  $\omega$  в рассматриваемой среде).

Сила осциллятора  $f$  в классической теории дисперсии понимается как доля элементарных осцилляторов, принимающих участие в макроскопической поляризуемости среды на частоте  $\omega$ . При квантовомеханическом рассмотрении силы осцилляторов определяют не как число электронов некоторого типа, а как число виртуальных осцилляторов, принадлежащих электрону, характеризующее эффективность образования диполя, так сказать, степень «дипольности» системы оптический электрон — ионный остов, на рассматриваемой частоте. Квантовая механика позволяет вычислить силу осциллятора заданной электронной системы, которая оказывается равной

$$f_k = \frac{3mc^2}{2e^2 \omega^2} A_k, \quad (21.19)$$

где  $A_k$  — коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода на частоте  $\omega$ . Тогда в нашем случае ( $n^2 = \varepsilon$ )

$$\kappa^2 = \frac{9c^2}{n^4 \omega^4 R^6} A_1 A_2, \quad (21.20)$$

и мы получаем

$$\gamma_{\text{эфф}} = \gamma_1 + \gamma_{12}, \quad (21.21)$$

где

$$\gamma_{12} = \frac{9}{4} \frac{c^6}{n^4 \omega^6 R^6} A_1 A_2 \frac{1/\gamma_2}{1 + [(\omega_{01} - \omega_{02})/\gamma_2]^2}.$$

Величина  $2\gamma$  в уравнениях (21.10) имеет смысл скорости релаксации интенсивности колебаний осциллятора. Следовательно, величина  $2\gamma_{12}$ , описывающая аддитивное увеличение скорости ре-

лаксации одного осциллятора за счет потерь энергии в другом осцилляторе, связанном с первым, имеет смысл вероятности переноса энергии от донора к акцептору:

$$W_{DA}^0 = 2\gamma_{12}. \quad (21.22)$$

Формула (21.22) для  $W_{DA}^0$  получена для осцилляторов, находящихся на фиксированных частотах  $\omega_{01}$  и  $\omega_{02}$ . Но в пределах спектральных линий донора и акцептора частот много. Естественно считать, что форм-факторы линий  $q_D(\omega)$  и  $q_A(\omega)$  дают распределение осцилляторов по частотам, или, иначе говоря, вероятность найти осциллятор  $D$  или  $A$  на той или иной частоте. Тогда вероятность одновременного нахождения донора на частоте  $\omega_{01}$  и акцептора на частоте  $\omega_{01} + \Delta$  есть произведение  $q_D(\omega_{01}) \times q_A(\omega_{01} + \Delta)$ . Вероятность осуществления переноса энергии между ними составляет  $q_D(\omega_{01})q_A(\omega_{01} + \Delta)W_{DA}(\Delta)$  и определяется как значениями парциальных частот донора и акцептора, так и расстройкой между ними. Следовательно, полная вероятность переноса энергии в процессе  $D^* \rightarrow A$  дается интегралом по всем частотам  $\omega_{01}$  и всем значениям расстройки  $\Delta = \omega_{02} - \omega_{01}$ :

$$W_{DA} = \int_0^{\infty} d\omega_{01} \int_{-\infty}^{\infty} q_D(\omega_{01}) q_A(\omega_{01} + \Delta) W_{DA}^{(0)}(\Delta) d\Delta. \quad (21.23)$$

Так как резонансная кривая линии поглощения (излучения) акцептора значительно шире резонансного множителя  $(1 + \Delta^2/\gamma^2)^{-1}$  в  $W_{DA}^{(0)}$ , то для всех отстроек можно считать, что

$$q_A(\omega_{01} + \Delta) \approx q_A(\omega_{01}) + \Delta dq_A/d\omega \approx q_A(\omega_{01}).$$

Тогда произведение  $q_D(\omega_{01})q_A(\omega_{01})$  в интегрировании по  $\Delta$  не участвует, и мы, используя равенство

$$\int_{-\infty}^{\infty} [1 + x^2/a^2]^{-1} dx = \pi a,$$

получаем окончательно, что

$$W_{DA} = 3\pi \frac{c^6}{n^4 \omega^6 R^6} A_1 A_2 \int_0^{\infty} q_D(\omega) q_A(\omega) d\omega, \quad (21.24)$$

где учтена необходимость усреднения по ориентациям диполей, дающего коэффициент  $2/3$ , и принят во внимание резонансный характер зависимости от частоты произведения  $q_D(\omega)q_A(\omega)$ , что позволило вынести  $\omega^{-6}$  из-под знака интеграла. Заметим, что

$$\int_0^{\infty} q_A(\omega) q_D(\omega) d\omega$$

называется интегралом перекрытия.



Формула (21.24) может быть получена, как это уже отмечалось выше, в рамках теории возмущений первого порядка. Тот факт, что в получаемое при квантовомеханическом анализе выражение не входит постоянная Планка  $\hbar$ , позволяет проводить классический анализ и вывод этой формулы. Следует подчеркнуть, однако, что запись  $W_{DA}$  в виде (21.24) позволяет обобщить результаты, полученные в дипольном приближении, на случай любой мультипольности, учитываемой значениями коэффициентов Эйнштейна  $A_1$  и  $A_2$ . Все величины, входящие в (21.24), измеримы экспериментально. Так как  $c/n\sigma = \lambda/2\pi$  (где  $\lambda$  — длина волны в среде с показателем преломления  $n$ ), а коэффициент Эйнштейна  $A$  определяет резонансное сечение поглощения  $\sigma = A\lambda^2/4\pi^2\Delta\nu$  (см. (3.19)), то (21.24) можно придать другой вид:

$$W_{DA} = 3n^2\lambda^2\sigma_D\sigma_A R^{-6}\Delta\nu_D\Delta\nu_A \int_0^\infty q_D(\omega)q_A(\omega) d\omega, \quad (21.25)$$

где  $\Delta\nu_D$  и  $\Delta\nu_A$  — ширины линий резонансного поглощения донора и акцептора соответственно.

Итак, скорость переноса энергии от донора к акцептору определяется перекрытием спектров этих частиц и матричными элементами операторов их резонансных переходов. Коэффициенты Эйнштейна характеризуют способность донора и акцептора к взаимодействию, перекрытие спектров обеспечивает возможность этого взаимодействия. Электростатический характер взаимодействия осциллирующих диполей в ближней зоне выражается в сильной (вида  $R^{-6}$ ) зависимости скорости переноса от расстояния между ними. Для того чтобы отделить пространственную зависимость от определяемой свойствами взаимодействующих частиц, в рассмотрение часто соотношением

$$W_{DA} = C_{DA}/R^6 \quad (21.26)$$

вводится константа скорости переноса энергии  $C_{DA}$ .

Здесь следует отметить, что формула (21.24) описывает взаимодействие в паре донор — акцептор, расположенных на фиксированном расстоянии  $R$ . В действительности не приходится говорить о равных и фиксированных расстояниях между взаимодействующими частицами. Их распределение в кристалле, особенно при малом содержании активных центров в матрице, случайно, и находятся они на различных расстояниях друг от друга. Поэтому макроскопическое описание переноса энергии по каналу  $D^* \rightarrow A$  требует усреднения по распределению  $W_{DA} = \varphi(W_{DA})$ , соответствующего распределению расстояний между донорами и акцепторами  $\psi(R)$  и вычисляемого по хорошо известным правилам теории вероятности. Заметим, что среднее расстояние между акцепторами составляет  $\langle R \rangle = N_A^{-1/3}$ , где  $N_A$  — плотность акцепторов.

В соответствии со сказанным распад доноров во времени оказывается пропорциональным

$$\int_0^{\infty} \varphi(W_{DA}) \exp(-W_{DA}t) dW_{DA}.$$

Для гауссова распределения акцепторов это приводит к зависимости вида

$$N_D(t) \propto \exp(-\gamma/\sqrt{t}), \quad (21.27)$$

где  $\gamma = (4/3) \pi^{3/2} C_{DA}^{1/2} N_A$ . В результате временной ход интенсивности люминесценции доноров имеет вид

$$I(t) = I_0 \exp[-(t/\tau_0 + \gamma \sqrt{t})], \quad (21.28)$$

где  $\tau_0$  — собственное время жизни доноров. Выражение (21.27) имеет простой физический смысл. Возбуждение каждого из доноров гибнет по экспоненциальному закону  $\exp(-W_{DA}t)$ , однако для различных взаимодействующих пар  $D \rightarrow A$   $W_{DA}$  различно в силу флуктуаций расстояний  $R$ , а сумма экспонент не есть экспонента.

В реальных кристаллах, кроме переноса энергии от доноров к акцепторам ( $D^* \rightarrow A$ -взаимодействие), может играть существенную роль миграция энергии возбуждения в донорной подсистеме ( $D^* \rightarrow D$ -взаимодействие). Так как природа элементарного акта  $D^* \rightarrow D$ -взаимодействия та же, что и в случае  $D^* \rightarrow A$ -взаимодействия, то вероятность соответствующего процесса переноса энергии характеризуется величиной  $C_{DD}$ , вводимой аналогично (21.26) соотношением

$$W_{DD} = C_{DD}/R^6 \quad (21.29)$$

и определяемой формулами (21.24) или (21.25) с заменой индекса  $A$  на  $D$ .

Само по себе  $D^* \rightarrow D$ -взаимодействие не приводит к изменению населенности возбужденного состояния донорной подсистемы. Однако пространственные перемещения возбуждения изменяют эффективные расстояния взаимодействия донорной подсистемы в целом с акцепторной подсистемой. Следовательно, миграция возбуждения по донорной подсистеме влияет на полную скорость распада возбуждения. Это влияние в первом приближении может быть учтено введением в показатель экспоненциального распада дополнительного члена, пропорционального скорости миграции  $W_M$ . Тогда, в отличие от (21.28), временной ход интенсивности люминесценции доноров характеризуется зависимостью вида

$$I(t) = I_0 \exp[-(t/\tau_0 + \gamma \sqrt{t} + W_M t)], \quad (21.30)$$

где  $W_M = W_M(C_{DD}, C_{DA}, N_D, N_A)$ ,  $N_D$  — плотность доноров. Кон-

кретный вид функции  $W_m(C_{DD}, \dots)$  определяется характером процессов миграции, и его рассмотрение в рамках нашего курса нецелесообразно. Заметим только, что  $W_m$  возрастает с ростом  $C_{DD}$ ,  $C_{DA}$ ,  $N_D$ ,  $N_A$ .

Таким образом, величины  $C_{DD}$  и  $C_{DA}$ , концентрации доноров  $N_D$  и акцепторов  $N_A$  определяют скорость гибели энергии возбуждения в коллективе взаимодействующих примесных центров. Проведенное рассмотрение позволяет ответить на вопросы, поставленные выше в начале рассмотрения ион-ионных взаимодействий, и определить оптимальные концентрации примесных центров донорного и акцепторного типов.

Действительно, например, для лазера непрерывного режима, для того чтобы избежать перегрева активной среды, необходимо обеспечить квантовый выход люминесценции, близкий к 100%. Это означает, что в экспоненте (21.30) доминирующим должен быть первый член:

$$1/\tau_0 \gg \gamma/\sqrt{t} + W_m. \quad (21.31)$$

Зная зависимости  $\gamma = \gamma(C_{DA}, N_A)$  и  $W_m = W_m(C_{DD}, \dots)$ , можно выбрать оптимальные концентрации примесных центров, обеспечивающие выполнение (21.31). Очевидно, что выполнение этого условия только за счет уменьшения  $N_D$  нецелесообразно, так как последнее приводит к уменьшению удельного энергосъема. Отметим, что полезное для рассматриваемого случая уменьшение значений  $C_{DD}$  и  $C_{DA}$  может быть достигнуто таким выбором матрицы, при котором малы интегралы перекрытия и соответствующие силы осцилляторов. На этом пути созданы новые лазерные среды, например такие, как пентафосфат неодима ( $\text{NdP}_5\text{O}_{14}$ ), в которых удалось повысить концентрацию ионов неодима до значений, превышающих  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ , т. е. более чем на порядок по сравнению с традиционными лазерными кристаллами и стеклами.

В импульсном режиме характер требований меняется. В этом случае вся энергия возбуждения должна накапливаться верхним лазерным уровнем донорной подсистемы в течение всего импульса возбуждения. Следовательно, некоторое эффективное время жизни по отношению к распаду (21.30) должно превышать длительность импульса накачки  $\tau_n$ . Это означает, в отличие от (21.31), что должно выполняться условие

$$1/\tau_n > 1/\tau_0 + \gamma/\sqrt{\tau_n} + W_m. \quad (21.32)$$

В качестве примера укажем литий-лантан-неодимовое фосфатное стекло, в котором концентрация ионов неодима существенно превышает допустимую для обычных лазерных стекол. Выполнение условия (21.32) обеспечено правильным выбором состава стекла.

Вернемся теперь к обсуждению свойств эрбиевого лазера трехмикрометрового диапазона. При рассмотрении электрон-фононной релаксации отмечалось, что время жизни финишного ла-

зерного уровня  ${}^4I_{13/2}$  существенно превышает время жизни стартового уровня  ${}^4I_{11/2}$ , что приводит к режиму самоограничения генерации. Введение подходящих акцепторов, например ионов гольмия или тулия, обладающих состояниями, резонансными уровню  ${}^4I_{13/2}$  эрбия, может привести к существенному сокращению времени жизни этого уровня. Если при этом удастся изменить смысл неравенства (21.31) для уровня  ${}^4I_{13/2}$  по отношению к собственному времени жизни уровня  ${}^4I_{11/2}$ , т. е. если

$$(\gamma/\sqrt{t} + W_m)_{4I_{13/2}} \gg (1/\tau_0)_{4I_{11/2}}, \quad (21.33)$$

то самоограничение генерации не возникает.

Наконец, явление переноса энергии может быть использовано для увеличения населенности верхнего лазерного уровня. Речь идет о хорошо известном явлении сенсбилизации люминесценции, при котором энергия возбуждающего излучения поглощается одними частицами (донорами), а излучается другими (акцепторами). Естественно, что в этой ситуации именно акцепторы являются рабочей лазерной примесью. Скорость сенсбилизующего заселения определяется величинами  $\gamma$  и  $W_m$ . Так как в схеме с сенсбилизацией донор и акцептор по отношению к лазерному эффекту меняются местами, то очевидно, что условием эффективного непрерывного режима является условие (21.31), взятое в обратном смысле. В импульсном режиме необходимость накопления энергии акцептором требует превышения скорости передачи энергии не только над скоростью собственного распада донора  $1/\tau_D$ , но и над скоростью распада акцептора  $1/\tau_A$ . Если эти условия выполнены, то выигрыш в населенности верхнего лазерного уровня дается отношением

$$Q = N_D \int_{\Delta\nu_D} \frac{I(\nu)}{h\nu} \sigma_D(\nu) d\nu \left\{ N_A \int_{\Delta\nu_A} \frac{I(\nu)}{h\nu} \sigma_A(\nu) d\nu \right\}^{-1}, \quad (21.34)$$

где  $I(\nu)$  — спектр излучения накачки,  $\sigma_D(\nu)$  и  $\sigma_A(\nu)$  — сечения поглощения в полосах накачки донора и акцептора соответственно, а интегрирование проводится в областях накачки  $\Delta\nu_D$  и  $\Delta\nu_A$ . Такое использование переноса энергии является одним из перспективных направлений твердотельной квантовой электроники.

Проведенное в этой лекции рассмотрение показывает ту важную роль, которую играют процессы безызлучательной релаксации и переноса энергии возбуждения в активных средах твердотельных лазеров.

В заключение подчеркнем еще раз глубокую аналогию, существующую между релаксационными процессами в системе примесных центров твердого тела (электрон-фононное и диполь-дипольное взаимодействия) и столкновительной релаксацией в газах ( $V - T$ -,  $R - T$ -,  $V - V$ -релаксации).

## *Лекция двадцать вторая. ЛАЗЕРЫ НА КРАСИТЕЛЯХ*

*Спектрально-люминесцентные свойства красителей. Схема уровней. Цикл оптической накачки. Перестройка частоты излучения. Паразитные процессы. Коэффициент усиления. Непрерывный и импульсный режимы. Пороговая накачка. Ламповая и лазерная накачка, непрерывный режим.*

Среди лазеров на конденсированных средах особое место занимают лазеры на красителях, точнее, на растворах молекул органических красителей в органических растворителях или в воде. Эти лазеры известны с 1966 г. Лазеры на красителях замечательны прежде всего тем, что, работая в широком диапазоне длин волн от ближнего ИК до ближнего УФ излучений включительно, они допускают плавную перестройку длины волны генерации в диапазоне шириной в несколько десятков нанометров с монохроматичностью, достигающей 1—1,5 МГц. Лазеры на красителях работают в непрерывном, импульсном и импульсно-периодическом режимах. Энергия импульсов излучения достигает сотен джоулей, мощность непрерывной генерации — десятков ватт, частота повторения — сотен герц, к. п. д. — десятков процентов (при лазерной накачке). В импульсном режиме длительность генерации определяется длительностью импульсов накачки. В режиме синхронизации мод достигается пикосекундный и субпикосекундный диапазоны длительностей.

Приведенные данные относятся к различным лазерам, отличающимся друг от друга конструкцией резонатора, источником накачки, рабочим веществом и т. д. Но для всех характерна возможность плавной перестройки длины волны излучения, что в сочетании с любым другим набором лазерных параметров делает эти генераторы монохроматического излучения уникальными.

Свойства лазеров на красителях определяются свойствами их рабочего вещества — органических красителей. Исторически красителями назывались органические соединения, обладающие интенсивной окраской, т. е. интенсивным и широкополосным поглощением в видимой области спектра, которая может быть более или менее прочно сообщена другим материалам. В настоящее время красителями принято называть сложные органические соединения с разветвленной системой сопряженных химических связей, обладающие интенсивными полосами поглощения в видимой или ближней УФ областях спектра. Требование окрашенности или способности окрашивать в этом определении опущено, так что, в сущности, слово краситель обозначает органические соединения с определенным химическим строением и спектрально-люминесцентными свойствами. Окрашенные органические соединения содержат насыщенные хромофорные группы типа  $-\text{NO}_2$ ,  $-\text{N}=\text{N}-$ ,  $=\text{CO}$ , ответственные за окраску. Наличие так называемых ауксохромных групп типа  $-\text{NH}_2$ ,  $-\text{OH}$  придает соединению красящие свойства.

Для нас существенно, что красители могут поглощать и испускать излучение в ближних УФ и ИК, равно как и в видимой, областях спектра. Из известных сейчас многих тысяч красителей только относительно немногие флуоресцируют в растворе. Около двухсот-трехсот из них способны генерировать лазерное излучение. Их спектрально-люминесцентные свойства определяются структурой красителя и его взаимодействием с растворителем. Хотя длины волн, ширина, структура и интенсивность спектров различны для различных красителей или даже для одного и того же красителя в различных растворителях, можно указать ряд

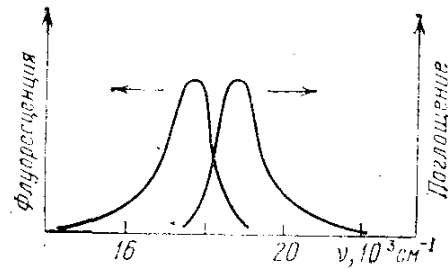


Рис. 22.1. Спектр поглощения и флуоресценции красителя родамин 6Ж в спирте.

общих свойств, наличие которых делает лазерные красители в значительной мере подобными друг другу.

Во-первых, ширина полос поглощения и излучения составляет около  $1000 \text{ см}^{-1}$ . В области спектра, более коротковолновой по отношению к основному поглощению, могут находиться одна или несколько дополнительных полос поглощения. Во-вторых, максимум флуоресценции находится в более длинноволновой области спектра, чем главный максимум поглощения (стоксов сдвиг флуоресценции). Стоксов сдвиг и ширина спектров флуоресценции и поглощения могут быть таковы, что коротковолновый край спектра флуоресценции перекрывает длинноволновый край спектра поглощения (рис. 22.1). В-третьих, спектр флуоресценции обычно зеркален спектру поглощения, а время флуоресценции по порядку величины составляет обычно 1 нс. Далее, возможны и, как правило, наблюдаются наведенные спектры поглощения из возбужденных состояний (возбужденно-возбужденные переходы) и новые полосы поглощения фотохимического происхождения.

В отличие от газовых лазеров на атомах и (небольших) молекулах, а также от твердотельных лазеров на примесных ионах, в случае лазера на молекулах органических красителей (молекулярная масса 200—600, 20—60 атомов в молекуле) точную схему энергетических уровней изобразить невозможно. Волновые функции различных конфигураций столь многоатомных молекул, обладающих богатейшей комбинацией разрешенных электронных, колебательных и вращательных состояний, неизвестны. Типичное число колебательных степеней свободы этих молекул (см. лекцию пятнадцатую) составляет величину, превышающую  $10^2$ . Поэтому потенциальные ямы электронных термов, колебательные и вращательные уровни энергии в них должны строиться в весь-

ма многомерном пространстве, что если и возможно, то заведомо ненаглядно. Конфигурация, а следовательно, и потенциальная энергия определенного электронно-колебательно-вращательного состояния молекулы красителя есть функция многих координат. Для целей схематического описания оказалось, однако, удобным упрощенное представление в условном конфигурационном пространстве, при котором вся совокупность конфигурационных координат заменяется одной условной координатой.

На рис. 22.2 приведена построенная таким образом схема энергетических уровней молекулы органического красителя. Колебательно-вращательные состояния, показанные на этой схеме,

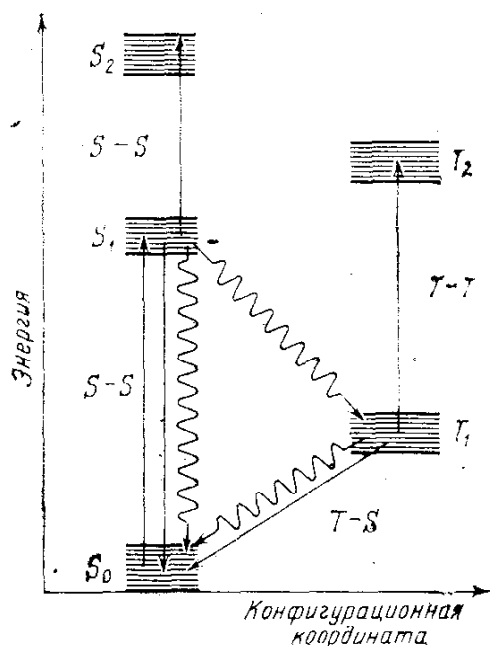


Рис. 22.2. Схема уровней красителя: волнистые стрелки — процессы безызлучательной конверсии, прямые — радиационные переходы.

но-вращательные уровни основного состояния  $S_0$ . При оптическом возбуждении монохроматическим излучением на переходе  $S_0 \rightarrow S_1$  заселяется в соответствии с принципом Франка — Кондона какое-то определенное колебательно-вращательное состояние терма  $S_1$ . Внутри состояния  $S_1$  происходит быстрая (со временем релаксации 1—10 пс) термализация избыточной энергии. Излучательное время жизни возбужденных состояний терма  $S_1$  равно обычно 1—5 нс, поэтому безызлучательная релаксация в пределах состояния  $S_1$  происходит быстрее, чем излучательная релаксация из состояния  $S_1$  на переходе  $S_1 \rightarrow S_0$ .

При сдвинутых равновесных конфигурациях (см. лекцию восемнадцатую) в соответствии с принципом Франка — Кондона возбуждаются высшие колебательные уровни состояния  $S_1$ . В процессе безызлучательной релаксации энергия возбуждения переходит, в основном, на нижние колебательные уровни этого состоя-

сгруппированы около электронных состояний, типичное расстояние между которыми составляет  $(1-2) \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Расстояние между колебательными состояниями по порядку величины равно  $10^3 \text{ см}^{-1}$ , между вращательными 1—10  $\text{см}^{-1}$ . Электронные состояния в зависимости от спинов электронов подразделяются на синглетные ( $S$ ) и триплетные ( $T$ ) состояния. Из-за спин-орбитальной связи в действительности имеет место перемешивание чистых синглетных и триплетных состояний. Характеризуя условность схематической диаграммы на рис. 22.2, заметим, что координаты, соответствующие минимумам энергии, различны для каждого электронного состояния.

При комнатной температуре и в равновесных условиях населены нижние ( $E \leq 200-250 \text{ см}^{-1}$ ) колебатель-

ния. С нижних уровней состояния  $S_1$  молекула может возвратиться в состояние  $S_0$ , испустив фотон. Эта излучательная релаксация называется флуоресценцией. В силу вышеизложенного энергия излученного фотона меньше энергии поглощенного фотона, что объясняет наличие стоксова сдвига в спектре флуоресценции по отношению к спектру поглощения. Излучение фотонов флуоресценции также происходит в соответствии с принципом Франка — Кондона (см. рис. 22.2). Избыточная энергия  $h\nu_{\text{нак}} - h\nu_{\text{изл}}$  в процессе безызлучательной колебательной релаксации нагревает молекулы красителя и растворитель.

Время релаксации 1—10 пс характерно для релаксации колебательной энергии в конденсированной среде, какой является жидкость. Наличие стоксова сдвига той же величины при флуоресценции паров молекул, что и в случае растворов, свидетельствует о существовании внутримолекулярного механизма перераспределения излишка колебательной энергии. В сложных молекулах рассматриваемого типа термализация колебательной энергии может идти через ангармонические взаимодействия внутри и между колебательными модами молекулы.

Вопрос о механизме колебательной релаксации в пределах терма  $S_1$  для нас сейчас не важен. Важен лишь вывод о том, что стартовыми уровнями для флуоресценции на переходе  $S_1 \rightarrow S_0$  являются нижние колебательные уровни состояния  $S_1$ . Не меньшее значение имеет вопрос о том, где заканчиваются излучательные переходы  $S_1 \rightarrow S_0$ . Как уже неоднократно отмечалось, если равновесные конфигурации электронных термов  $S_1$  и  $S_0$  различаются, то нижними уровнями переходов  $S_1 \rightarrow S_0$  в соответствии с принципом Франка — Кондона являются высокорасположенные уровни основного состояния  $S_0$ . Эти уровни не заселены термически. Следовательно, цикл оптической накачки, включающий в себя наряду с  $S$ — $S$ -поглощением и  $S$ — $S$ -флуоресценцией безызлучательные релаксационные переходы в  $S_1$ - и  $S_0$ -состояниях, происходит по четырехуровневой схеме, подробно обсуждавшейся ранее применительно к твердотельным лазерам. Это, как мы хорошо знаем, существенно облегчает условия достижения инверсии.

Проведенное выше рассуждение выполнено применительно к накачке перехода  $S_0 \rightarrow S_1$  монохроматическим излучением. Легко видеть из рис. 22.2, что накачка немонахроматическим излучением во всей полосе поглощения перехода  $S_0 \rightarrow S_1$  никак не меняет сути дела, и все выводы предыдущего рассуждения остаются в силе.

При флуоресценции возбужденного красителя, не помещенного в резонатор, т. е. при спонтанном излучении в свободном пространстве, спектральные свойства испускаемого излучения определяются только взаимным расположением термов  $S_0$  и  $S_1$  и требованием выполнения принципа Франка — Кондона для равновесно заселенных колебательных уровней этих термов. Ситуация существенно меняется, когда возбужденный краситель помещен в до-



бротный селективный (или, как чаще говорят, дисперсионный) резонатор. Пусть для простоты рассуждений резонатор является одномодовым и одночастотным. При настройке такого резонатора на одну определенную частоту в пределах линии флуоресценции в силу хорошо известного нам эффекта положительной обратной связи именно на этой частоте происходит излучательное опустошение соответствующего верхнего уровня терма  $S_1$ . Опустошаемый излучательно уровень заселяется в процессе внутритермовой термализации. В силу высокой скорости этого процесса (1—10 пс) практически всегда в формировании одночастотного излучения участвует вся энергия, накопленная термом  $S_1$ . Индуцированное излучение в резонаторе и колебательная релаксация возбуждения в терме  $S_1$  образуют излучательно-релаксационный канал преобразования энергии накачки терма  $S_1$  в лазерное излучение на переходе  $S_1 \rightarrow S_0$ .

Очевидно, что при перестройке резонатора в пределах спектральной ширины линии флуоресценции красителя перестраивается частота излучения. При этом вплоть до импульсного режима с длительностью, меньшей времени колебательной релаксации в терме  $S_1$  (синхронизация мод), в одночастотное излучение перестраиваемой частоты перекачивается энергия, накопленная всеми колебательными уровнями терма  $S_1$ . В недисперсионном резонаторе излучение происходит на частоте, соответствующей максимальному коэффициенту усиления, т. е. в максимуме линии флуоресценции. Аналогия с вращательной конкуренцией в случае  $\text{CO}_2$ -лазеров (см. лекцию шестнадцатую) очевидна.

Радиационные переходы  $S_1 \rightarrow S_0$  не являются единственным каналом ухода возбужденных молекул с уровня  $S_1$ . Во-первых, возможны радиационные переходы между  $S_1$  и другими возбужденными синглетными состояниями. Эти синглет-синглетные переходы могут приводить к поглощению на частоте флуоресценции и вызывать в лазере на красителе наведенные накачкой и зависящие от интенсивности накачки потери. Спектры синглет-синглетного ( $S - S$ ) поглощения в красителях практически не изучены и степень его влияния на процесс генерации обычно неизвестна. Очевидным является требование несовпадения спектров флуоресценции и  $S - S$ -поглощения, что, как правило, хорошо выполняется для нашедших широкое применение красителей.

Более опасно триплет-триплетное ( $T - T$ ) поглощение, спектр которого обычно в той или иной мере перекрывается со спектром флуоресценции. Дело в том, что между состояниями различной мультиплетности, например  $S_1$  и  $T_1$  (см. рис. 22.2), в сложных молекулах красителя могут происходить безизлучательные переходы (интеркомбинационная синглет-триплетная конверсия). Атомы, молекулы или молекулярные комплексы, обладающие сильной спин-орбитальной связью и входящие в состав как красителя, так и растворителя, повышают скорость синглет-триплетной конверсии, так как они увеличивают взаимодействие синглетных

и триплетных состояний красителя и перекрытие их волновых функций.

Синглет-триплетная конверсия уменьшает число молекул в состоянии  $S_1$ , способных совершить излучательный переход в состояние  $S_0$ , и, таким образом, уменьшает квантовый выход флуоресценции. Кроме того, заселяя метастабильное состояние  $T_1$ , синглет-триплетная конверсия делает возможным триплет-триплетное поглощение на переходах  $T_1 \rightarrow T_2$ , которое увеличивается с ростом возбуждения красителя и может препятствовать генерации.

Триплетное состояние  $T_1$  является долгоживущим метастабильным состоянием. Излучательные переходы в состояние  $S_0$  хотя и возможны, но относительно маловероятны. Излучение на переходах  $T_1 \rightarrow S_0$  называется фосфоресценцией. Время жизни состояния  $T_1$  по отношению к фосфоресценции составляет 1 мс. Так как на радиационное время жизни повлиять невозможно, а более быстрое опустошение состояния  $T_1$  необходимо для уменьшения  $T-T$ -поглощения, то большое значение имеет поиск тушителей триплетного состояния, добавление которых в раствор увеличивает вероятность безызлучательной конверсии  $T_1 \rightarrow S_0$ . Наиболее эффективными из известных тушителей триплетного состояния в лазерах на растворах красителей являются кислород и непредельные углеводороды типа  $C_8H_8$  и  $C_{10}H_{12}$ . Концентрация тушителей не должна быть слишком большой, чтобы не вызвать сокращения времени жизни верхнего лазерного уровня.

В заключение обсуждения паразитных процессов опустошения состояния  $S_1$  отметим также возможность безызлучательных переходов (внутренней конверсии) между состояниями одинаковой мультиплетности  $S_1$  и  $S_0$ , уменьшающих квантовый выход флуоресценции. Вероятность внутренней конверсии определяется структурой молекулы красителя и, как правило, не велика по сравнению с вероятностью флуоресцентного распада состояния  $S_1$ .

Квантовый выход флуоресценции красителей, используемых в лазерах, заключен в пределах 0,01—1,00.

Базируясь на проведенном выше анализе, дальнейшее рассмотрение удобно проводить, приняв вначале простую двухуровневую модель, содержащую основное и первое возбужденное синглетные состояния  $S_0$  и  $S_1$ . Обозначая символами  $N_0$  и  $N_S$  плотности полных населенностей состояний  $S_0$  и  $S_1$  соответственно и принимая для сечения излучательного перехода  $S_1 \rightarrow S_0$  обозначение  $\sigma_{SS}(\nu)$ , мы можем записать для коэффициента усиления красителя на частоте  $\nu$  выражение

$$\alpha(\nu) = \left[ N_S \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) - N_0 \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right) \right] \frac{\delta E}{kT} \sigma_{SS}(\nu), \quad (22.1)$$

где  $E_1$  и  $E_0$  — энергии стартовой и финишной группы уровней в состояниях  $S_1$  и  $S_0$  соответственно. Энергии  $E_1$  и  $E_0$  измеряются по отношению к минимальной энергии соответствующего терма

каждая. Излучательный переход на частоте  $\nu$  происходит между термами  $S_1$  и  $S_0$ . Интервал энергии  $\delta E \ll kT$  выделяет из практически непрерывного спектра энергии электронных термов группу тех близких, по существу сливающихся колебательно-вращательных состояний, которые служат стартовым и финишным уровнями перехода  $S_1 \rightarrow S_0$  (рис. 22.3).

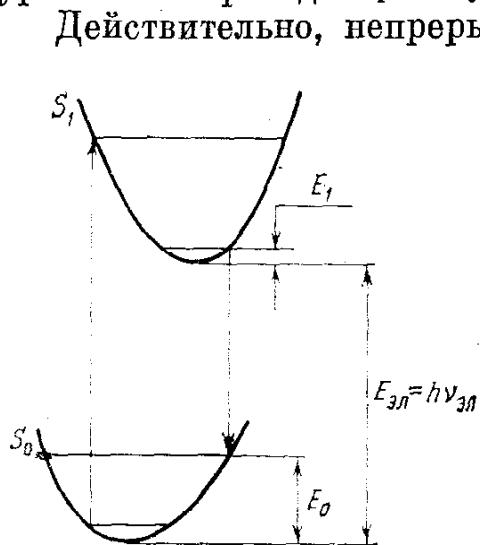


Рис. 22.3. К определению условия положительного усиления.

Действительно, непрерывный спектр электронного терма, являясь наложением многих близких колебательных состояний, соответствует случаю неоднородного уширения спектральных линий. В индуцированном переходе на частоте  $\nu$  участвует та часть общего числа молекул, возбужденных в рассматриваемый терм, энергия которых попадает в интервал, соответствующий однородному уширению. Число молекул в некотором интервале  $\delta E$  равно произведению  $\rho(E)\delta E$ , где  $\rho(E) = dN(E)/dE$  — плотность уровней в терме в окрестности энергии  $E$ . В свою очередь, плотность уровней подчиняется больцмановскому распределению:  $\rho = C \exp(-E/kT)$ , где

нормировочная константа  $C$  определяется условием равенства  $\int_0^\infty \rho dE$  полному числу молекул в терме. Применяя эти рассуждения к термам  $S_1$  и  $S_0$  и считая для них  $\delta E$  и  $T$  постоянными, нетрудно получить (22.1).

Из (22.1) легко видеть, что усиление положительно при

$$N_S > N_0 \exp\left(-\frac{E_0 - E_1}{kT}\right). \quad (22.2)$$

При этом, как видно из рис. 22.3, частота излучения, на которой наблюдается усиление, составляет

$$\nu = \nu_{эл} - (E_0 - E_1)/h, \quad (22.3)$$

где  $h\nu_{эл}$  равно разности минимальных значений энергии в термах  $S_1$  и  $S_0$  и  $\nu_{эл}$  называется частотой чисто электронного перехода. Если  $E_0 > E_1$ , то усиление может быть положительным при  $N_S < N_0$ , т. е. в отсутствие полной инверсии. При этом всегда  $\nu < \nu_{эл}$ . Как мы видим, в красителях реализуется частичная инверсия в электронно-колебательно-вращательных переходах подобно тому, как это имеет место для колебательно-вращательных переходов в СО-лазерах. Заметим, что при полной термализации внутри возбужденного синглетного терма  $E_1$  близко к нулю и

$N_S$  может быть заметно меньше, чем  $N_0$ , что сильно облегчает требования к источнику накачки.

Получение усиления на частотах  $\nu > \nu_{эл}$  возможно при  $E_1 > E_0$ , тогда необходима полная инверсия ( $N_S > N_0$ ), что сильно затруднено малым временем жизни возбужденного синглетного терма  $S_1$ .

При  $E_1 \approx 0$  формула (22.1) может быть представлена в виде

$$\alpha(\nu) = \left[ N_S - N_0 \exp\left(-\frac{h(\nu_{эл} - \nu)}{kT}\right) \right] \frac{\delta E}{kT} \sigma_{SS}(\nu), \quad (22.4)$$

удобном для анализа спектральной зависимости  $\alpha(\nu)$ . Спектр  $\sigma_{SS}(\nu)$  совпадает со спектром флуоресценции, но коэффициент в скобках в (22.4) спектрально зависим. Для заданных  $N_S$  и  $N_0$  с уменьшением  $\nu$  этот коэффициент возрастает. Следовательно, максимум полосы усиления  $\alpha(\nu)$  сдвинут в длинноволновую область по отношению к максимуму линии флуоресценции. С ростом  $N_S$  роль второго (частотно зависящего) слагаемого в скобках падает, полоса усиления смещается в сторону коротких волн по мере приближения к полной инверсии ( $N_S > N_0$ ), приближаясь по положению и форме к спектру флуоресценции.

Двухуровневое приближение (22.1) не учитывает синглет-синглетных и триплет-триплетных переходов, приводящих к перепоглощению излучаемого света в системе возбужденных уровней красителя и уменьшению тем самым коэффициента усиления. Наиболее опасно, как уже отмечалось, триплет-триплетное поглощение. Обозначив сечение  $T-T$ -поглощения символом  $\sigma_{TT}(\nu)$ , а населенность первого триплетного терма  $T_1$  символом  $N_T$ , легко написать условие положительности коэффициента усиления для случая полной внутритермовой термализации состояний  $S_1$  и  $T_1$ :

$$N_S \sigma_{SS}(\nu) > N_T \sigma_{TT}(\nu). \quad (22.5)$$

Заселение триплетного терма происходит в процессе интеркомбинационной  $S-T$ -конверсии, идущей с характерным временем  $\tau_{ST}$ . Безызлучательное опустошение триплетного терма при переходах в основное синглетное состояние (тушение триплетного состояния) происходит с характерным временем  $\tau_T$ . (Релаксацией в процессе фосфоресценции можно пренебречь в силу ее медленности.) В стационарных условиях  $N_S/\tau_{ST} = N_T\tau_T$ . В результате мы получаем чисто спектроскопическое условие положительности коэффициента усиления в непрерывном режиме:

$$\sigma_{SS}(\nu) > \sigma_{TT}(\nu) \tau_T / \tau_{ST}. \quad (22.6)$$

Видна желательность тушения триплетного состояния, уменьшающего время  $\tau_T$ , и снижения вероятности интеркомбинационной  $S-T$ -конверсии, увеличивающего время  $\tau_{ST}$ .

Если условие (22.6) не выполнено, генерация в непрерывном режиме не достигается. Но в импульсном режиме при интенсив-

ной накачке с крутым фронтом в силу различия в скоростях изменения населенностей  $N_S$  и  $N_T$  кратковременно может удовлетворяться условие (22.5), где  $N_S$  и  $N_T$  меняются во времени при невыполнении (22.6). Простую оценку можно сделать в трехуровневом приближении (основной и возбужденный синглетные и триплетный уровни) и в пренебрежении индуцированным излучением на частоте усиления с помощью скоростных уравнений:

$$\begin{aligned} dN_S/dt &= -(1/\tau_S + 1/\tau_{ST})N_S + P(t)N_0, \\ dN_T/dt &= -N_T/\tau_T + N_S/\tau_{ST}, \\ N_0 + N_S + N_T &= \text{const}, \end{aligned} \quad (22.7)$$

где  $P(t)$  — скорость перекачки частиц с основного на возбужденный синглетный уровень, пропорциональная мощности оптической накачки.

Точное решение этих уравнений может быть получено на ЭВМ для произвольно заданного импульса накачки. Если считать, что  $P(t)$  ступенчатым образом включается в момент  $t = 0$  и впредь остается постоянной, равной  $P$ , и что при этом интенсивность накачки настолько велика, что  $PN_0 \gg N_S(1/\tau_S + 1/\tau_{ST})$  и вместе с тем  $N_0$  можно считать постоянной величиной, то  $N_S$  после включения накачки нарастает пропорционально времени:  $N_S = PN_0 t$ . В наименее благоприятном случае отсутствия тушения триплетного состояния ( $\tau_T \rightarrow \infty$ ) мы получаем тогда, что после включения накачки  $N_T$  нарастает пропорционально квадрату времени:

$$N_T = PN_0 t^2 / 2\tau_{ST}.$$

Интегрирующий характер процесса заселения триплетного уровня при большой длительности времени жизни триплетного состояния ( $\tau_T \gg \tau_{ST}$ ) приводит к существованию такого отрезка времени, в течение которого триплет-триплетное поглощение несущественно. Приравнивая в соответствии с (22.5) друг другу произведения  $N_S(t)\sigma_{SS}(\nu)$  и  $N_T(t)\sigma_{TT}(\nu)$ , мы находим условие

$$t \leq 2(\sigma_{SS}(\nu)/\sigma_{TT}(\nu))\tau_{ST}, \quad (22.8)$$

ограничивающее сверху время существования усиления при наличии заметного  $T - T$ -поглощения. Несмотря на свою приближенность, оценка (22.8) оказывается хорошо описывающей реальную ситуацию. При характерном времени интеркомбинационной конверсии 10—100 нс эта оценка приводит к наносекундному диапазону длительности генерации тех красителей, которые не могут работать в непрерывном режиме.

Обратимся теперь к вопросу оценки интенсивности накачки, необходимой для достижения положительного усиления в рассмотренных выше случаях.

Начнем с непрерывного режима. С учетом  $T - T$ -поглощения и в предположении внутритермовой термализации (22.4) приобретает вид

$$\alpha(\nu) = \left\{ \left[ N_S - N_0 \exp\left(-\frac{h(\nu_{эл} - \nu)}{kT}\right) \right] \sigma_{SS}(\nu) - N_T \sigma_{TT}(\nu) \right\} \frac{\delta E}{kT}, \quad (22.9)$$

где считается, что спектральный интервал однородного уширения  $\delta E$  одинаков в  $S$ - и  $T$ -термах. Условие положительности усиления принимает простой вид:

$$N_S > N_0 \exp\left(-\frac{h(\nu_{эл} - \nu)}{kT}\right) + N_T \frac{\sigma_{TT}(\nu)}{\sigma_{SS}(\nu)}. \quad (22.10)$$

В стационарных условиях  $N_S = N_0 P(1/\tau_S + 1/\tau_{ST})^{-1}$ ,  $N_T = N_S \tau_T/\tau_{ST}$  (см. (22.7)), и, как известно, скорость накачки

$$P = I_{нак} \frac{\sigma_{SS}(\nu_{нак})}{h\nu_{нак}}, \quad (22.11)$$

где  $I_{нак}$  — интенсивность излучения накачки,  $\nu_{нак}$  — частота накачки, а  $\sigma_{SS}(\nu_{нак})$  — сечение синглет-синглетного поглощения при переходе  $S_0 \rightarrow S_1$  на частоте накачки. Следовательно, мы получаем условие положительности усиления на частоте  $\nu$  в виде

$$I_{нак} > \frac{h\nu_{нак}}{\tau_S} \left( 1 + \frac{\tau_S}{\tau_{ST}} \right) \frac{\sigma_{SS}(\nu)/\sigma_{SS}(\nu_{нак})}{\sigma_{SS}(\nu) - \sigma_{TT}(\nu) \tau_T/\tau_{ST}} \exp\left(-\frac{h(\nu_{эл} - \nu)}{kT}\right). \quad (22.12)$$

Физический смысл этого выражения прозрачен и полностью соответствует приведенному выше обсуждению. Обычно  $\tau_S \ll \tau_{ST}$ . Тогда в случае хорошего выполнения спектроскопического условия (22.6) полученное выражение сильно упрощается:

$$I_{нак} > \frac{h\nu_{нак}}{\tau_S \sigma_{SS}(\nu_{нак})} \exp\left(-\frac{h(\nu_{эл} - \nu)}{kT}\right), \quad (22.13)$$

становясь еще более прозрачным: пороговая интенсивность накачки должна превышать интенсивность насыщения синглет-синглетного перехода  $0 \rightarrow 1$ , сильно ослабленную больцмановским фактором, обусловленным четырехуровневым характером инверсии в лазерах на красителях. Численная оценка сильно зависит от величины  $\nu_{эл} - \nu$ , принимающей обычно значения от 200 до 2000  $\text{см}^{-1}$ . При  $\tau_S = 1$  нс,  $\sigma_{SS}(\nu_{нак}) = 5 \cdot 10^{-18}$   $\text{см}^2$ ,  $\lambda_{нак} = 0,4$   $\mu\text{м}$  и при комнатной температуре пороговое значение  $I_{нак}$  заключено в пределах  $10^3 - 10^7$   $\text{Вт}/\text{см}^2$ .

В импульсном режиме при длительностях, больших времени внутритермовой термализации, но меньших в соответствии с (22.8) времени интеркомбинационной конверсии  $\tau_{ST}$ , условие положительности усиления по (22.4) приобретает в отличие от

(22.10) вид

$$N_S > N_0 \exp\left(-\frac{h(\nu_{эл} - \nu)}{kT}\right). \quad (22.14)$$

Определение пороговой энергии накачки требует решения уравнений (22.7) и последующего интегрирования скорости накачки по времени до тех пор, пока условие (22.14) не начнет выполняться за счет энергии, затрачиваемой на перекачку молекул при переходе  $S_0 \rightarrow S_1$ . В общем случае такое определение не представляется возможным, однако простую оценку можно сделать следующим образом.

На интервалах времени, меньших времени жизни синглетного состояния  $S_1$ , его заселение происходит существенно импульсным образом в эффективной двухуровневой системе  $S_0 \rightarrow S_1$ . Плотность энергии насыщения составляет при импульсном насыщении по формуле (3.43) величину  $F_S \geq h\nu/2\sigma$ . Четырехуровневый характер инверсии в лазерах на красителях при  $\nu < \nu_{эл}$  и соответствующем стоксовом сдвиге приводит к больцмановскому ослаблению требований к числу переброшенных в верхнее состояние частиц. В результате для плотности энергии накачки, приводящей к положительному усилению за время, меньшее времени жизни возбужденного синглетного терма, мы получаем оценку

$$F_{нак} > \frac{h\nu_{нак}}{\sigma_{SS}(\nu_{нак})} \exp\left(-\frac{h(\nu_{эл} - \nu)}{kT}\right). \quad (22.15)$$

Если же нас интересуют отрезки времени, большие  $\tau_S$ , то  $F_{нак} = I_{нак}\Delta t$ , где  $\tau_S < \Delta t < t$ ,  $I_{нак}$  дается формулой (22.12) или (22.13), и в случае красителей, не подчиняющихся спектроскопическому условию (22.6), время  $t$  ограничено условием (22.8).

Подчеркнем, что все проведенное выше рассмотрение пороговых значений интенсивности (энергии) накачки выполнено без учета паразитных потерь энергии в резонаторе лазера и потерь энергии на полезное излучение из резонатора лазера и имело в виду так называемое «электронное» усиление, характерное, в принципе, для рассматриваемого активного вещества и способа накачки.

Не останавливаясь на технических деталях, отметим, что накачка красителей излучением импульсных ламп потребовала разработки специальных ламп высокой интенсивности с короткими фронтами включения, не превышающими 0,1—1 мкс. Наилучшие результаты дает, однако, лазерная накачка. В импульсном режиме используются вторая гармоника рубинового лазера (0,347 мкм), вторая (0,53 мкм), третья (0,353 мкм) и четвертая (0,265 мкм) гармоники неодимового лазера, а также излучения медного, азотного и эксимерных лазеров. Последние позволяют получать высокую частоту следования импульсов.

Интересной является возможность накачки красителей излучением лазеров с синхронизацией мод. Если оптические длины

резонаторов лазеров накачки и на красителе равны или кратны друг другу, в лазере на красителе осуществляется режим генерации ультракоротких импульсов (пикосекундный диапазон). Столь короткие импульсы света с плавно перестраиваемой длиной волны представляют собой уникальное средство исследования в спектроскопии быстротекающих процессов, в фотохимии и в фотобиологии.

В непрерывном режиме источником накачки служит аргоновый лазер, фокусировка излучения которого в малую область диаметром 10—100 мкм позволяет создать требуемую высокую интенсивность накачки. Для устранения термооптических искажений в активной среде лазера и последствий возможного фотоллиза красителя необходима прокачка активной жидкости с такой

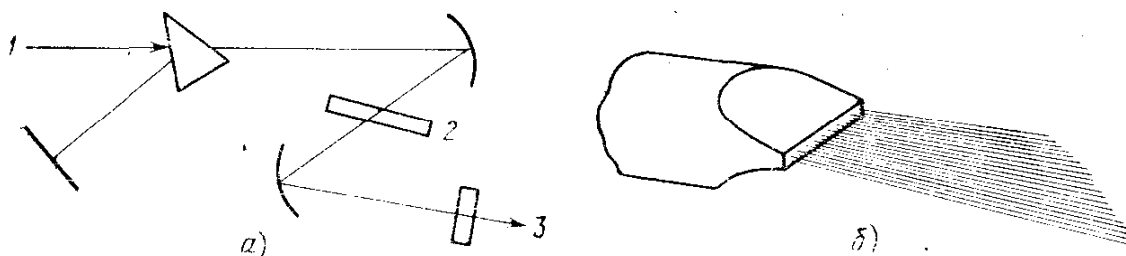


Рис. 22.4. Схема струйного лазера на красителе (а) и условное изображение струи (б): 1 — излучение накачки, 2 — плоскость струи, 3 — излучение генерации.

скоростью, чтобы за несколько микросекунд произвести ее полную смену в активной области. Наилучшее из известных конструктивных решений изображено на рис. 22.4. Тонкая плоскопараллельная струя раствора ориентирована под углом Брюстера к оптической оси резонатора. Именно такие лазеры позволяют достигать предельно высокой монохроматичности и хорошей стабильности.

Заметим в заключение, что лазеры на красителе при непрерывной накачке могут успешно работать в режиме активной и пассивной синхронизации мод (длительность пачков 1—2 пс). Наконец, упомянем наиболее популярные красители. Это — нильский голубой, крезил-фиолет, родамин, кумарин. Наилучшим из них является родамин 6Ж, работающий в диапазоне 550—650 нм. Наилучшими растворителями являются этиловый спирт и дистиллированная вода, концентрация красителя не должна превышать  $10^{-2}$  молярной во избежание образования димеров и концентрационного тушения.

Возможны твердые растворы красителей в полимерах типа полистирола или полиметилметакрилата. Для некоторых применений удобным приемом является пропитывание раствором красителя мелкопористой монодисперсной губчатой стеклянной матрицы, прозрачной для лазерного излучения и накачки.



## Лекция двадцать третья. ЛАЗЕРЫ НА ЦЕНТРАХ ОКРАСКИ

*F-центры. Методы окрашивания кристаллов. Анионные вакансии в ШГК.  $F^-$ ,  $F_2^-$ ,  $F_2^{+}$ ,  $F_2^-$ -центры. Спектры поглощения и люминесценции. Цикл оптической накачки. Параметры лазеров. Вибронные и бесфононные переходы. Ион хрома. Лазер на александрите.*

Широкая линия люминесценции органических красителей обуславливает возможность плавной и широкополосной перестройки длины волны излучения соответствующих лазеров. Простота осуществления спектральной перестройки генерируемого излучения является основным достоинством растворов красителей как рабочего вещества лазеров. К сожалению, отсутствуют красители, люминесцирующие в ИК области при длинах волн, превышающих 1,0—1,5 мкм. Поэтому большое значение имеет возможность применения ионных кристаллов с центрами окраски в качестве рабочей среды перестраиваемых лазеров.

Люминесценция центров окраски ( $F$ -центров) в значительной мере подобна люминесценции красителей. Именно это обстоятельство объясняет близость терминов, используемых для описания столь различных по своей природе объектов, как  $F$ -центры в кристаллах и органические красители.

Спектр люминесценции центров окраски во многих случаях сдвинут в более длинноволновую область по сравнению со случаем органических красителей. Это позволяет надеяться на расширение области перестраиваемой генерации до 3,0—3,5 мкм.

Остановимся несколько подробнее на структуре и оптических свойствах  $F$ -центров в ионных кристаллах. Во многих случаях запрещенная зона ионных кристаллов достаточно широка для того, чтобы эти кристаллы были диэлектриками, прозрачными во всей видимой области спектра. Примеры хорошо известны. Это — щелочно-галогидные кристаллы (ШГК)  $\text{LiF}$ ,  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$  и т. п., щелочно-земельные фториды со структурой флюорита  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$  и т. п., корунд  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и т. д. Возникновение в решетке кристалла дефектов может приводить к появлению в запрещенной зоне добавочных уровней и, следовательно, к появлению в спектре поглощения кристалла добавочных полос поглощения, характерных как для кристалла, так и для типа дефекта. Если та или иная полоса поглощения попадает в область видимого света, возникает видимая окраска до того бесцветного кристалла.

Спектральные особенности характерных полос поглощения не зависят от того, каким именно способом они получены, так как соответствующие им центры окраски создаются на базе собственных точечных дефектов кристалла. Комплексы точечных дефектов, обладающих собственной частотой поглощения, образуют обширный класс объектов, которые принято называть общим термином  $F$ -центры. При этом следует помнить, что  $F$ -центры

или, иначе говоря, собственные центры окраски в ионных кристаллах представляют собой лишь один из видов дефектов кристаллической структуры.

В кристаллографии известны многие виды дефектов кристаллической структуры, т. е. отклонений в строении реальных кристаллов от идеальной структуры. Точечным дефектом является такое нарушение кристаллической структуры, размеры которого во всех трех измерениях сравнимы с характерным межатомным расстоянием в структуре. К числу простейших точечных дефектов относится вакансия — отсутствие атома или иона в узле кристаллической решетки. В ионных кристаллах анионная вакансия, т. е. точечный дефект отсутствия отрицательного иона в соответствующем узле кристаллической решетки, действует как некоторый локальный эффективный положительный заряд. Свободный электрон, оказавшийся вблизи вакансии, фиксируется ее полем на месте отсутствующего аниона. В ЩГК электрон, локализованный в области галогидной (анионной) вакансии кристаллической решетки, образует простейший из центров окраски — собственно  $F$ -центр. На рис. 23.1 показаны схема и модель  $F$ -центра в ЩГК.

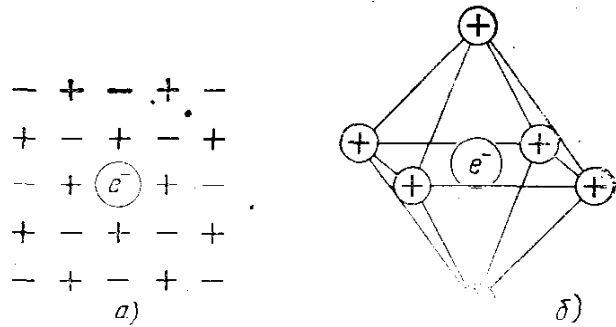


Рис. 23.1. Схема (а) и модель (б)  $F$ -центра в ЩГК.

Такое строение  $F$ -центра позволяет рассматривать его как водородоподобный атом, что достаточно хорошо описывает спектральные свойства этого центра окраски.

Основные способы создания центров окраски в ЩГК — фотохимическое, аддитивное и электронно-лучевое окрашивание.

При фотохимическом (радиационном) окрашивании  $F$ -центры образуются при облучении кристалла УФ, рентгеновским или гамма-излучением. При этом ион галогена, находящийся в узле решетки, поглощая квант облучения и теряя электрон, превращается в нейтральный атом и переходит в междуузлие, создавая анионную вакансию. Освободившийся электрон захватывается вакансией и образует  $F$ -центр. Созданные указанным образом  $F$ -центры характеризуются низкой термической и оптической стабильностью. Окрашенные кристаллы легко обесцвечиваются при поглощении света в характерной  $F$ -полосе даже при низких температурах, равно как и при нагреве. Причина нестабильности заключена в том, что при нагревании кристаллов или возбуждении  $F$ -центров в основной полосе поглощения электроны покидают вакансии и рекомбинируют с вытесненными в междуузлие атомами галогена, которые являются дырочными центрами с сильным сродством к электрону или, иными словами, являются более глубокой электронной ловушкой.

При аддитивном окрашивании  $F$ -центры образуются при прогревании образца в парах щелочного металла. Например, бесцветные кристаллы NaCl и KCl в парах натрия приобретают яркосинюю окраску. При нагревании щелочной металл легко ионизируется, и освободившийся электрон диффундирует внутрь кристалла. При охлаждении нагретого кристалла блуждающие по нему электроны локализуются на анионных вакансиях с образованием  $F$ -центров.

Вакансии существуют в кристаллах любой структуры и при любой температуре. В равновесных условиях в кристаллах стехиометрического состава относительное число точечных дефектов оценивается соотношением  $n/N \approx \exp(-E/kT)$ , где  $E$  — энергия активации (образования) дефекта. Обычно энергия активации вакансии составляет величину порядка 1 эВ, поэтому вплоть до температур плавления кристаллов относительная плотность равновесных вакансий не превышает  $10^{-5}$ — $10^{-4}$ . В случае ионных

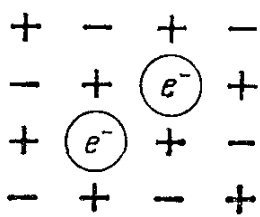


Рис. 23.2. Схема  $F_2$ -центра в ЩГК.

кристаллов при образовании точечных дефектов должно соблюдаться условие электронейтральности кристалла в целом. Поэтому дефекты рождаются парами — либо вакансии и соответствующий ей междоузельный ион (такое образование называется дефектом Френкеля), либо две вакансии противоположного знака (дефект Шоттки). Для оценки равновесной концентрации таких пар применима та же формула, где под  $E$  надо понимать энергию образования пары.

При нагреве в парах щелочного металла междоузельные анионы связываются ионами металла. Поэтому рекомбинационные партнеры удаляются из кристалла, и необратимая рекомбинация электронов  $F$ -центра с дырочными центрами в аддитивно-окрашенных кристаллах отсутствует. Соответствующие  $F$ -центры стабильны.

При электронно-лучевом окрашивании  $F$ -центры образуются при бомбардировке кристалла электронами высокой энергии, которые довольно глубоко проникают внутрь кристалла и захватываются анионными вакансиями.

Элементарные образования «электрон — вакансия» обладают склонностью к агрегации и образованию парных центров и центров окраски более высокого порядка, которые охватывают несколько узлов кристаллической решетки. Центры окраски такого типа в настоящее время обозначаются символами  $F_2$ ,  $F_3$ ,  $F_4$  и т. д. Структура  $F_2$ -центра, т. е. ассоциации двух  $F$ -центров, находящихся в соседних анионных узлах, подобна квазимолекуле водорода. Соответствующая схема приведена на рис. 23.2.

В ЩГК ассоциации  $F$ -центров образуются в небольшом количестве наряду с одиночными  $F$ -центрами при сильном аддитивном и радиационном окрашивании, особенно при окрашивании

ионизирующей радиацией. Образованию ассоциированных  $F$ -центров способствует повышение температуры кристалла, которое увеличивает скорость миграции вакансий по решетке. Заметим, что разрушение  $F$ -центров светом в области собственного поглощения  $F$ -полосы приводит к фотохимическому преобразованию  $F$ -центров в  $F_2^-$ ,  $F_3^-$ ,  $F_4^-$  и т. д. центры. Вообще же, при окрашивании обычно образуется набор нескольких типов центров окраски.

Для получения центров нужного типа требуется дополнительная, иногда довольно сложная, фотохимическая и термическая обработка. Так, значительный интерес представляют такие разновидности  $F_2$ -центров, как  $F_2^+$ - и  $F_2^-$ -центры.  $F_2^-$ -центр, захвативший дополнительный электрон, образует  $F_2^-$ -центр окраски,  $F_2^+$ -центр представляет собой ионизованный центр окраски, т. е. один электрон, удерживаемый двумя соседними анионными вакансиями. Получение  $F_2^+$ - и  $F_2^-$ -центров требует проведения поэтапной обработки кристаллов с целью преимущественного создания  $F_2^-$ -центров, а затем их ионизации или, наоборот, формирования условий, благоприятных для электронного прилипания. Используемые для этого приемы включают в себя рентгеновское или электронно-лучевое облучение при гелиевой температуре, облучение УФ-излучением ближней или вакуумной области спектра, облучение в полосе поглощения  $F_2^-$ -центров и т. п. Таким образом удается создать высокую (до  $10^{17}$ — $10^{18}$  см $^{-3}$ ) концентрацию центров требуемого типа.

Возбужденные состояния центров окраски обладают энергией в 1,5—3 эВ (видимый спектр). Как уже отмечалось, полосы поглощения при переходах в эти состояния приводят к окраске кристаллов, специфичной для каждого типа центра. При возбуждении в области полос поглощения центры окраски демонстрируют интенсивную люминесценцию в ближней ИК области, обладающую широкими спектральными полосами и временем жизни 1—1000 нс. На рис. 23.3 показаны спектр поглощения электронных центров окраски в KCl (а), спектр поглощения и люминесценции  $F$ -центров в KBr (б) и  $F_2^+$ -центров в KF (в). Как мы видим, адсорбционно-люминесцентные спектры

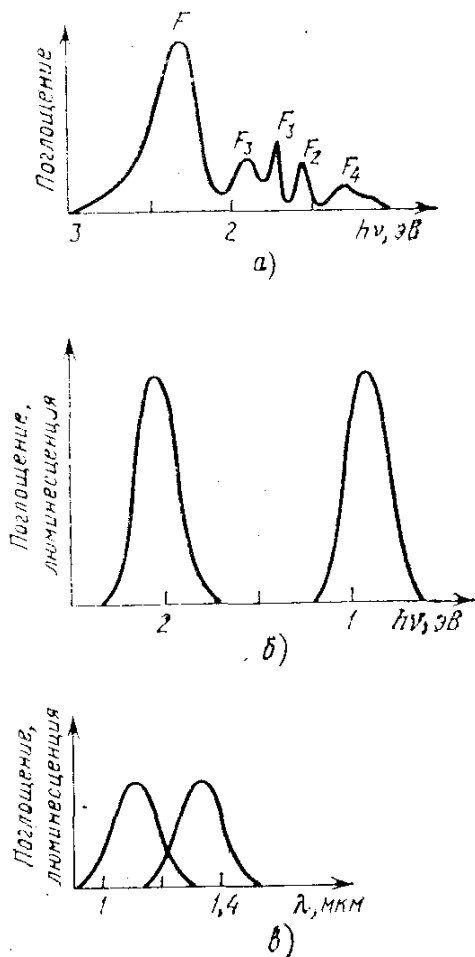


Рис. 23.3. Спектры: а) центров окраски в KCl, б)  $F$ -центров в KBr, в)  $F_2^+$ -центров в KF.

центров окраски сильно напоминают спектры органических красителей. Сходство особенно заметно в случае  $F_2^+$ - и  $F_2^-$ -центров.

Здесь уместно обсудить вопрос о ширине спектров поглощения и люминесценции центров окраски, заметно превышающей  $10^3 \text{ см}^{-1}$ . Находясь в узлах кристаллической решетки, центры окраски подвергаются сильному влиянию внутрикристаллического поля. В отличие от примесных редкоземельных ионов,  $4f$ -оболочка которых экранирована и влияние кристаллического поля на которые ослаблено (см. лекции двадцатую и двадцать первую), центры окраски непосредственно связаны с решеткой. Это приводит к тому, что даже простейший из них, собственно  $F$ -центр, с точки зрения релаксационных характеристик и спектральной

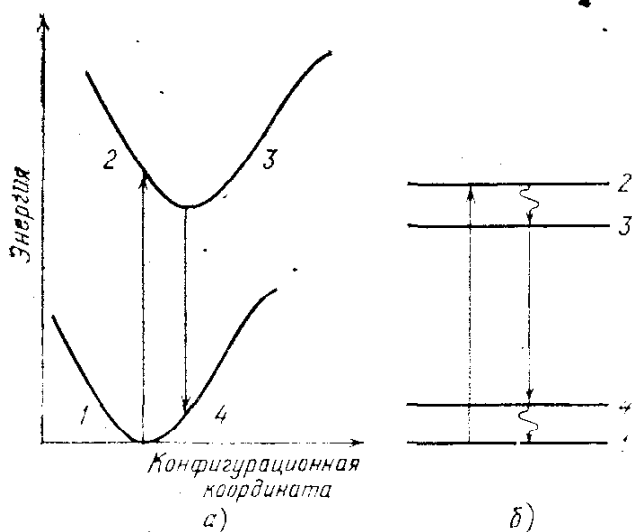


Рис. 23.4. Конфигурационная диаграмма (а) и схема уровней энергии (б)  $F$ -центра.

ближайшего окружения (см. рис. 23.1 и 23.2) на электрон, локализованный в области анионной вакансии, воздействуют квазиупругие силы. Наличие этих сил приводит к появлению у  $F$ -центра колебательных степеней свободы. В результате электронные уровни энергии центра окраски осложняются системой колебательных подуровней, что делает спектр полосатым. Колебательное движение  $F$ -центра в твердом теле носит сложный характер. Большое число колебательных степеней свободы приводит к тому, что потенциальная энергия какого-то одного электронно-колебательного состояния является функцией многих координат. Поэтому, как и в случае больших молекул органических красителей, для схематического описания оказывается удобным упрощенное представление в условном конфигурационном пространстве, когда вся совокупность конфигурационных координат заменяется одной условной координатой.

На рис. 23.4 приведена упрощенная конфигурационная диаграмма  $F$ -центра. Колебательные состояния, заполняющие потенциальные ямы термов основного и возбужденного электронных

ширины полос поглощения и излучения не может рассматриваться как свободный квазиатом водорода (соответственно,  $F_2$ -центр — как свободная квазимолекула водорода). Такое приближение, позволяющее применять к  $F$ -центру ( $F_2$ -центру) правила отбора, известные для атома (молекулы) водорода, и производить отнесение состояний, дает возможность только сравнительно хорошо оценивать силу осцилляторов возможных переходов.

Вместе с тем нельзя забывать, что со стороны ионов

состояний, по отношению к релаксации на фонах имеют время жизни порядка 1 пс и перекрываются. В результате возникают широкие сплошные полосы на электронных переходах поглощения и люминесценции, показанные на рис. 23.3. Этим и объясняется подобие спектрам поглощения и люминесценции молекул органических красителей в растворах (см. предыдущую лекцию). Заметим, что время колебательной релаксации 1—10 пс является характерным для релаксационных процессов в конденсированной среде при сильной связи релаксирующего состояния с его окружением.

Конфигурационная диаграмма, изображенная на рис. 23.4, иллюстрирует принцип действия лазера на центрах окраски. Цикл оптической накачки полностью подобен таковому для случая лазеров на красителях. Это же утверждение справедливо и для возможности перестройки частоты излучения.

Под действием излучения накачки осуществляется переход из состояния 1 в состояние 2. Для *F*-центра этот переход является переходом  $1S \rightarrow 1P$  между состояниями водородоподобного атома, которому соответствует наибольшая вероятность и с которым связывается возникновение *F*-полосы поглощения. Затем в системе колебательных уровней возбужденного электронного состояния происходит безызлучательный переход в так называемое релаксированное возбужденное состояние 3. Переход центра окраски из возбужденного электронного состояния в основное  $3 \rightarrow 4$  сопровождается люминесценцией. Завершается цикл накачки быстрым безызлучательным переходом  $4 \rightarrow 1$ . Таким образом, рассматриваемый процесс носит четырехуровневый характер. Инверсия достигается на переходе  $3 \rightarrow 4$ , что обусловлено соотношением времен жизни уровней 2, 3 и 4. Колебательная релаксация состояний 2 и 4 происходит за 1 пс, в то время как время жизни состояния 3 по отношению к люминесценции на переходе  $3 \rightarrow 4$  составляет 10 пс. Следовательно, при не слишком интенсивной накачке на переходе  $1 \rightarrow 2$  возможно достижение инверсии населенностей на переходе  $3 \rightarrow 4$ .

Итак, центры окраски в ионных кристаллах представляют собой перспективную рабочую среду перестраиваемых лазеров, что обусловлено возможностью организации четырехуровневого режима возбуждения, широкополосностью спектров поглощения и люминесценции, значительным стоковым сдвигом в излучении, большими силами осцилляторов и высокой концентрацией центров ( $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Теоретический анализ условий достижения инверсии, режимов работы и паразитных эффектов в перестраиваемых лазерах на центрах окраски аналогичен анализу, развитому при рассмотрении лазеров на органических красителях.

Собственно *F*-центры не являются наилучшими из активных центров в лазерах рассматриваемого типа. Во-первых, для *F*-центров существенны потери, эквивалентные *S-T*- и *T-T*-поглощению в органических красителях. Во-вторых, в силу из-

лишне большого стоксова сдвига волновая функция релаксированного возбужденного состояния 3 слабо перекрывается с волновой функцией нерелаксированного основного состояния 4, и поэтому сила осциллятора перехода  $3 \rightarrow 4$  мала ( $\leq 0,01$ ). Наконец,  $F$ -центры недостаточно стабильны как термически, так и по отношению к облучению в  $F$ -полосе.

Наилучшие результаты достигаются с помощью  $F_2^-$ ,  $F_2^+$ ,  $F_2^-$ , а также  $F_A$ - и  $F_B$ -центров окраски. Последние представляют собой  $F$ -центры, один (в случае  $F_A$ ) или два (в случае  $F_B$ ) из катионов ближайшего окружения анионной вакансии которых заменены катионами гомологического ряда щелочных металлов ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Na}^+$  и т. д.), но так, что ионный радиус примеси меньше ионного радиуса катиона основы ЩГК. Эти центры, отличающиеся высокой термической и оптической стабильностью, образуются при аддитивном окрашивании ЩГК и дополнительном облучении в  $F$ -полосе поглощения первично полученных  $F$ -центров при соответствующим образом подобранной температуре. Центры этого типа не могут быть созданы в кристаллах  $\text{LiF}$ . На основе кристаллов фторида лития наилучшие результаты получены в лазерах непрерывного и импульсного действия на  $F_2^+$ -центрах в диапазоне длин волн перестройки 0,8—1,1 мкм и на  $F_2^-$ -центрах в диапазоне 1,1—1,3 мкм. Используется, главным образом, лазерная накачка. Коэффициенты полезного действия достигают десятков процентов. Выходная мощность в непрерывном режиме составляет 0,1—1,0 Вт, энергия импульсной генерации достигает десятков миллиджоулей. Как и в случае лазеров на красителях, при реализации режима синхронизации мод получена пикосекундная генерация с перестройкой во всей полосе усиления.

В кристаллах  $\text{KCl}$  и  $\text{RbCl}$  наиболее эффективны  $F_A$ - и  $F_B$ -центры, обеспечивающие области перестройки 2,25—2,90 мкм и 2,25—3,30 мкм.

Спектр люминесценции известных центров окраски ЩГК перекрывает диапазон 0,6—4,0 мкм. С помощью лазеров на их основе освоены диапазоны плавной перестройки 0,63—0,73 мкм; 0,8—1,5 мкм; 2,25—3,30 мкм. Центров окраски разного типа много; их выбор, подобно выбору красителей, должен производиться по их генерационным и эксплуатационным характеристикам в соответствии с требуемым диапазоном длин волн. Отметим здесь возможность создания лазеров на центрах окраски не только ЩГК, но и фторидов щелочно-земельных металлов, например флюорита  $\text{CaF}_2$ .

Общим для лазеров на конденсированных средах является примесный характер их активных центров, погруженных в некоторую матрицу — кристалл, стекло, жидкость. Важное значение для всех этих лазеров имеет четырехуровневый характер цикла оптической накачки, существенную роль играют спектр колебаний (фононный спектр) матрицы и степень экранирован-

ности электронного движения в активном центре, квантование которого дает используемые в лазере энергетические состояния. Последнее оказывает существенное влияние на характеристики соответствующих лазеров, резко различные в случаях слабой и сильной связи электронного движения с колебательным.

Действительно, в случае  $TR^{3+}$ -ионов  $4f$ -оболочка, содержащая оптический электрон, сильно экранирована, а связь с кристаллическим полем слаба. Следовательно, слаба и связь с колебаниями решетки. В силу слабой вибронной связи времена жизни возбужденных состояний велики, линии узки, стоксов сдвиг в люминесценции отсутствует (см. лекцию двадцать первую). Четырехуровневый характер цикла оптической накачки обеспечивается системой уровней свободного иона, положение которых мало меняется при переходе от матрицы к матрице.

В случае центров окраски и молекул красителей на электронное движение непосредственно воздействует поле ближайшего окружения. Следовательно, связь с колебаниями решетки, стекла, растворителя является сильной. В силу сильной связи с колебаниями конденсированной среды времена жизни возбужденных состояний малы, линии широки, стоксов сдвиг в люминесценции значителен. Четырехуровневый характер цикла оптической накачки обеспечивается быстрой релаксацией по колебательным подуровням электронных состояний, сильно связанных с колебаниями, и выполнением принципа Франка — Кондона для переходов между электронными термами.

Ионы переходных металлов группы железа — первой по порядку возрастания атомного номера элемента переходной группы в таблице Менделеева — содержат в незаполненных оболочках незэкранируемые  $3d$ -электроны (см. лекцию девятнадцатую). Следовательно, при внедрении в кристаллическую матрицу эти ионы могут испытывать заметное влияние кристаллического поля и тем самым колебаний решетки. В результате в спектре электронных переходов иона возникает колебательная структура. Переходы становятся электронно-колебательными, при которых одновременно изменяется не только электронная энергия примесного иона, но и энергия колебательных мод кристалла. В спектрах люминесценции таких кристаллов при не слишком сильной вибронной связи проявляются как узкие линии, соответствующие чисто электронным переходам, так и широкие полосы, соответствующие вибронной структуре спектра состояний примесного центра и обусловленные наличием электрон-фононной связи.

Интенсивность и форма вибронных полос определяется характером и силой электрон-фононной связи, или, иначе говоря, индивидуальными свойствами электронного состояния примесного центра и силой и симметрией внутрикристаллического поля, а также фононным спектром матрицы. Широкие полосы электрон-фононных переходов демонстрируют заметный стоксов сдвиг по отношению к узким линиям чисто электронных переходов. В этой



ситуации возникает возможность создания четырехуровневого лазера на вибронных переходах в широкой полосе частот.

Действительно, такие лазеры с достаточно широкой областью перестройки в ближнем ИК диапазоне были реализованы на ионах  $V^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$  и  $Co^{2+}$ , принадлежащих группе железа, в матрицах  $MgF_2$  и  $ZnF_2$ . К сожалению, эти лазеры работают при низких (азотных) температурах, и упоминание о них в нашем курсе было бы нецелесообразным, если бы не был открыт лазер на александрите, т. е. на хромовом хризоберилле  $BeAl_2O_4:Cr^{3+}$ , работающий при комнатных и более высоких температурах.

Принадлежащие той же группе железа ионы хрома хорошо известны как примесные центры активных сред твердотельных лазеров. Достаточно напомнить, что впервые лазерное излучение было получено на кристаллах рубина, т. е. хромового корунда (сапфира)  $Al_2O_3:Cr^{3+}$ . Генерация в рубиновом лазере осуществляется, как известно, при комнатной температуре по трехуровневой схеме на бесфононной линии, соответствующей переходу между возбужденным метастабильным состоянием  ${}^2E$  и основным состоянием  ${}^4A_2$  (см. рис. 20.2). При 77 К была также получена генерация на этом же переходе на кристаллах граната  $Y_3Al_5O_{12}$ . Таким образом, александрит — это третий кристалл вслед за рубином и гранатом, где работают ионы хрома, причем, в отличие от первых двух, по четырехуровневой схеме.

Опишем особенности александритового лазера.

Кристалл хризоберилла  $BeAl_2O_4$  орторомбичен. Ионы  $Al^{3+}$  занимают два неэквивалентных октаэдрических положения, одно с зеркальной, другое с инверсионной симметрией. Полная плотность октаэдрических положений  $Al^{3+}$  составляет  $3,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Подобно тому как рубин — это  $\alpha$ -корунд  $Al_2O_3$ , часть ионов  $Al^{3+}$  которого изоморфно замещена ионами  $Cr^{3+}$ , так и александрит — это хризоберилл  $BeAl_2O_4$ , часть ионов  $Al^{3+}$  которого изоморфно замещена ионами  $Cr^{3+}$ .

Александрит является высокотемпературным (температура плавления  $1870^\circ\text{C}$ ), плотным ( $3,69 \text{ г/см}^3$ ) и прочным кристаллом. Его теплопроводность в два раза превышает теплопроводность граната и только вдвое меньше, чем у сапфира. Он почти изотропно и умеренно расширяется с температурой. Механические и тепловые свойства кристалла хорошо удовлетворяют лазерным требованиям. Его оптические свойства также удовлетворительны. Кристаллы александрита обладают отличным оптическим качеством вплоть до концентрации ионов хрома 0,4—0,5 по отношению к концентрации  $Al^{3+}$ . Оптические потери в области частот генерации составляют  $0,003 \text{ см}^{-1}$ . Оптическая прочность александрита такая же, как у рубина. Александрит является двухосным кристаллом с показателем преломления около 1,75. Кристаллы длиной в несколько сантиметров выращиваются методом Чохральского (вытягиванием из расплава). Серьезным недостатком александрита является сложность технологического

процесса его приготовления, связанная с наличием бериллия и его окисла, являющихся вредными веществами.

Как в рубине и в гранате, ионы хрома в александрите находятся в октаэдрическом кристаллическом окружении, и отнесение линий спектра их поглощения и люминесценции хорошо известно. В люминесценции характерны две хорошо выделенные *R*-линии и широкие полосы  ${}^2T$  и  ${}^4T$ . Сила и относительное положение этих переходов меняются от основы к основе в силу уже неоднократно обсуждавшейся незаэкранированности  $3d$ -электронов иона хрома. На рис. 23.5 приведен спектр люминесценции александрита. Обращает на себя внимание наличие наряду с широкой полосой узкой линии, что отличает этот спектр и ему подобные спектры ионов переходных металлов от спектров люминесценции центров окраски и органических красителей. Широкая полоса

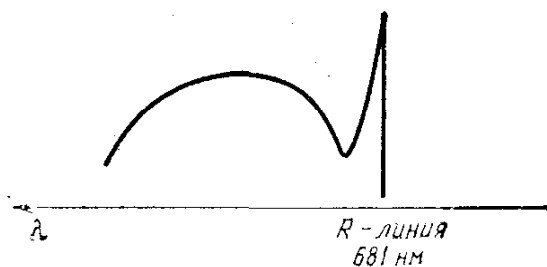


Рис. 23.5. Спектр люминесценции александрита.

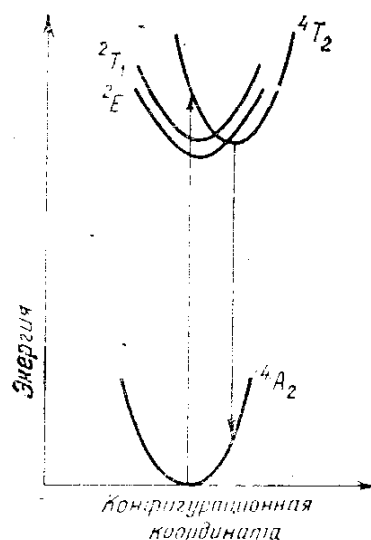


Рис. 23.6. Схема уровней иона хрома в александрите.

люминесценции соответствует вибронным переходам. Излучение люминесценции линейно поляризовано, вектор **E** параллелен оси *b* кристалла. Спектр поглощения одинаков для обеих поляризаций и перекрывает весь видимый диапазон. Из двух неэквивалентных положений  $\text{Cr}^{3+}$  в решетке  $\text{BeAl}_2\text{O}_4$  за излучение в вибронной полосе ответственно положение с зеркальной симметрией.

На рис. 23.6 приведена схема уровней, точнее, конфигурационная диаграмма ионов хрома в александрите. Широкополосная люминесценция и перестраиваемая генерация обязаны электронно-колебательному переходу  ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ . Видно, что четырехуровневый характер цикла оптической накачки обусловлен наличием стока сдвига терма  ${}^4T_2$ . Отличительной особенностью кристаллов александрита является существенно меньшая по сравнению с рубином и гранатом энергетическая щель между состояниями  ${}^2E$  и  ${}^4T_2$ , составляющая  $800 \text{ см}^{-1}$ . Время термализации внутри этих состояний весьма мало (около  $0,1 \text{ пс}$ ), а их собственные времена жизни как целого составляют  $1,5 \text{ мс}$  ( ${}^2E$ ) и  $6 \text{ мкс}$  ( ${}^4T_2$ ). Большое время жизни состояния  ${}^2E$  способствует накоплению частиц в системе верхних лазерных уровней, а малое время жизни

ни состояния  ${}^4T_2$  и, следовательно, большое значение сечения перехода  ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$  обеспечивает большой коэффициент усиления по вибронным переходам. Специфическое для александрита взаимное расположение термов  ${}^4T_2$  и  ${}^2E$  приводит к росту усиления в вибронном спектре с температурой из-за вызванного нагревом увеличения населенности состояния  ${}^4T_2$  по отношению к более низколежащему метастабильному состоянию  ${}^2E$ , которое накапливает частицы в процессе оптической накачки.

Таким образом, электронно-фононный александритовый лазер может быть описан моделью, представленной на рис. 23.7. На этом рисунке стартовым лазерным уровнем служит мультиплет  ${}^4T_2$ , подпитываемый частицами с накопительного уровня  ${}^2E$ . Финишным уровнем служит один из уровней эквивалентной колебательной полосы, соответствующей диапазону перестройки.

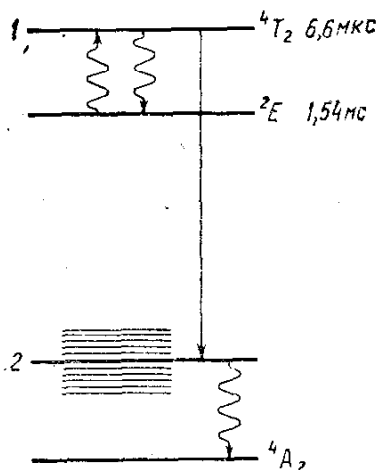


Рис. 23.7. К модели александритового лазера: 1 — стартовый уровень, 2 — финишный уровень лазерного перехода  $1 \rightarrow 2$ .

Выбор финишного уровня в пределах этой полосы осуществляется селективным устройством настройки лазера, как и в случае лазеров на красителях. Фононная релаксация финишного уровня в основное состояние  ${}^4A_2$  происходит, как это уже отмечалось, за время 0,1 пс. Еще раз отметим, что при оптической накачке возбужденные частицы накапливаются на метастабильном уровне  ${}^2E$ , характерном для ионов  $\text{Cr}^{3+}$ , и тепловым возбуждением через энергетический зазор в  $800 \text{ см}^{-1}$  забрасываются на уровень  ${}^4T_2$ . Подчеркнем, что такая своеобразная структура верхнего лазерного состояния и накопление энергии в нем позволяют осуществить режим включаемой (модулированной) добротности и генерации гигантских импульсов, не реализуемый в случае красителей из-за малого времени жизни.

Область перестройки александритового лазера заключена в пределах 700–820 нм. Красная граница довольно резка и определяется поглощением из возбужденных состояний, аналогичным синглет-синглетному и триплет-триплетному поглощениям в органических красителях. Синий край области перестройки ограничен  $R$ -линией (681 нм) и провалом в спектре люминесценции, возникающим при подходе к  $R$ -линии со стороны длинных волн.

В области перестройки сечение усиления составляет  $7 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$  при 300 К и возрастает до  $2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  при 475 К.

Энергетические характеристики лазера весьма привлекательны. При накачке ксеноновой лампой-вспышкой стержень диаметром 6 мм и длиной 75 мм в режиме одиночных импульсов излучает энергию 5–10 Дж, в импульсно-периодическом режиме с частотой следования 5–100 Гц средняя мощность составляет

35—70 Вт. В режиме включаемой добротности получены гигантские импульсы длительности 30—200 нс, перестраиваемые по длине волны излучения во всей полосе перестройки 700—820 нм.

Александритовый лазер продемонстрировал богатые возможности иона  $\text{Cr}^{3+}$ , которые отнюдь не были исчерпаны в рубиновом лазере. Так как энергия состояния  ${}^4T_2$  сильно зависит от основы, в которую введен ион хрома, следует ожидать, что спектроскопическая ситуация, аналогичная случаю александрита, может иметь место и в других матрицах, что также может привести к низкопороговой генерации по четырехуровневой схеме с перестройкой частоты излучения в широкой спектральной области.

## *Лекция двадцать четвертая.* ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

*Отличительные особенности полупроводниковых лазеров. Зоны разрешенных состояний. Прямозонные и непрямозонные полупроводники. Рекомбинационное свечение. Уровень Ферми, квазиуровни Ферми. Условие инверсии. Безызлучательная рекомбинация. Внутренний квантовый выход.*

Квантовая электроника является, в основном, электроникой связанных состояний, которым соответствуют дискретные уровни энергии и относительно узкие линии резонансных переходов. Чем более изолирован от внешних воздействий электрон активного центра, тем в большей степени его время жизни в связанном состоянии определяется временем спонтанного распада и тем ближе ширина линии резонансного перехода к предельно узкой. И наоборот, чем больше подвержен внешним воздействиям тот электрон, переходы между связанными состояниями которого рассматриваются как возможные лазерные переходы, тем, вообще говоря, шире соответствующие линии люминесценции и усиления. Примеры хорошо известны. Это уже рассмотренные нами лазеры на красителях, на центрах окраски, александритовый лазер, молекулярные лазеры высокого давления и т. п.

До сих пор мы обсуждали лазеры, активные центры которых характеризуются наличием относительно узких дискретных уровней энергии. Однако получение инверсии возможно и в тех случаях, когда в энергетическом спектре активных центров выделяются широкие энергетические зоны разрешенных состояний, разделенные отчетливо проявляющейся запрещенной зоной. Примером являются полупроводниковые лазеры, рассмотрению которых посвящена эта лекция.

Отличительной особенностью полупроводниковых лазеров является инверсия на переходах между состояниями в электронных энергетических зонах полупроводникового кристалла. Эти энергетические зоны возникают вследствие расщепления уровней

энергии валентных электронов атомов, составляющих кристаллическую решетку кристалла, в сильном периодическом в пространстве внутрикристаллическом поле собственных атомов кристалла. В этом поле индивидуальные атомы теряют свои валентные электроны, локализованность которых исчезает. Другими словами, в сильном периодическом поле валентные электроны атомов полупроводникового кристалла обобществляются. Коллективные движения обобществленных электронов в разрешенных энергетических зонах полупроводникового кристалла обеспечивают электропроводность кристалла.

Как известно, носителями тока в полупроводниках являются электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Пусть с помощью какого-либо внешнего воздействия (накачки) созданы избыточные по отношению к равновесным электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Возвращение к равновесию, т. е. рекомбинация избыточных электронов и дырок, может происходить излучательно на оптическом переходе зона — зона (рис. 24.1, а).

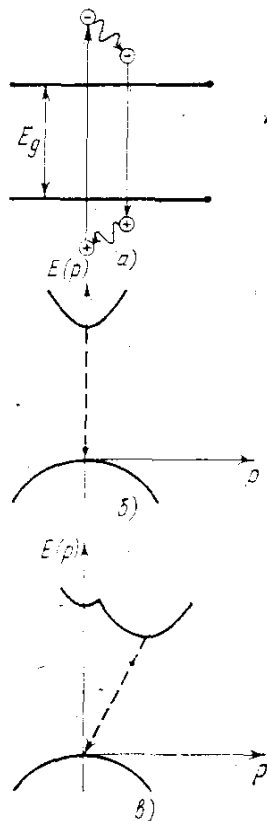


Рис. 24.1. Межзонные оптические переходы в полупроводниках.

Вероятность излучательных переходов зона — зона велика, если переходы являются прямыми, т. е. если они могут быть изображены вертикальной прямой на диаграмме, показывающей зависимость энергии  $E$  носителей тока от их квазиимпульса  $p$ . Дело в том, что оптические переходы зона — зона завершаются созданием свободных носителей тока. Следовательно, при переходе должен выполняться закон сохранения импульса. Ввиду малости импульса фотона это означает, что при переходе квазиимпульс электрона должен остаться неизменным. В случае так называемых прямозонных полупроводников, для которых максимум потенциальной кривой, ограничивающей валентную зону сверху, и минимум потенциальной кривой, ограничивающей зону проводимости снизу, имеют место при одном

и том же значении квазиимпульса  $p$  (рис. 24.1, б), вертикальные переходы соединяют потолок валентной зоны и дно зоны проводимости, т. е. те части обеих разрешенных зон, которые в первую очередь заселяются избыточными носителями тока. В этом случае переход разрешен, и создание неравновесной заселенности максимально облегчено. Прямозонные полупроводники благоприятны созданию лазеров. В случае непрямозонного полупроводника (рис. 24.1, в) носители тока накапливаются в состояниях с разными значениями квазиимпульса, вертикальные переходы невоз-

можны. В этом случае переход запрещен, и создание неравновесной заселенности максимально затруднено. Непрямозонные полупроводники неблагоприятны созданию лазеров.

можны из-за отсутствия рекомбинирующих частиц, а неперти-  
кальные (непрямые) переходы сильно запрещены.

Большая вероятность излучательных переходов в прямозон-  
ных полупроводниках и большая плотность состояний в зонах  
позволяет получать исключительно высокие значения коэффици-  
ентов усиления, превышающие в некоторых особо благоприятных  
случаях  $10^4 \text{ см}^{-1}$ . В лазерах на основе твердых диэлектриков с  
примесными активными центрами, рассмотренных в предыдущих  
лекциях и называемых обычно твердотельными лазерами, в отли-  
чие от полупроводниковых лазеров используются переходы меж-  
ду дискретными уровнями энергии изолированных ионов. Плот-  
ность активных частиц и вероятность переходов в них сущест-  
венно ниже, поэтому для них характерны значительно меньшие  
коэффициенты усиления и, следовательно, заметно большие ли-  
нейные размеры активных элементов. Наиболее близки к полупро-  
водниковым лазерам на органических красителях и центрах окрас-  
ки, для которых в силу интенсивного взаимодействия их актив-  
ных центров с окружением характерны широкие энергетические  
зоны, а в силу высокой плотности центров — большие коэффици-  
енты усиления, хотя и не достигающие значений, свойственных  
полупроводниковым лазерам.

Важным отличием полупроводниковых лазеров от остальных  
лазеров на конденсированных средах является электропровод-  
ность полупроводников, позволяющая осуществлять их накачку  
электрическим током и тем самым непосредственно преобразовы-  
вать электрическую энергию в лазерное излучение.

Таким образом, полупроводниковые лазеры занимают в кван-  
товой электронике особое место, отличаясь от всех прочих лазе-  
ров рядом важных особенностей.

С практической точки зрения наиболее существенны следую-  
щие достоинства полупроводниковых лазеров:

1. Компактность, обусловленная гигантским коэффициентом  
усиления в полупроводниках.

2. Большой к. п. д., обусловленный высокой эффективностью  
преобразования подводимой энергии в лазерное излучение при  
накачке достаточно совершенных полупроводниковых монокри-  
сталлов электрическим током.

3. Широкий диапазон длин волн генерации, обусловленный  
возможностью выбора полупроводникового материала с шириной  
запрещенной зоны, соответствующей излучению на переходах зо-  
на — зона практически в любой точке спектрального интервала  
от 0,3 до 30 мкм.

4. Плавная перестройка длины волны излучения, обусловлен-  
ная зависимостью спектрально-оптических свойств полупровод-  
ников и прежде всего ширины запрещенной зоны от температу-  
ры, давления, магнитного поля и т. п.

5. Малоинерционность, обусловленная малостью времен релак-  
сации и практически безынерционностью создания неравновес-

ных электронов и дырок при накачке электрическим током, приводящая к возможности модуляции излучения изменением тока накачки с частотами, достигающими 10 ГГц.

6. Простота конструкции, обусловленная возможностью накачки постоянным током и приводящая к совместимости полупроводниковых лазеров с интегральными схемами полупроводниковой электроники, устройствами интегральной оптики и волоконных оптических линий связи.

Недостатки полупроводниковых лазеров являются, как это часто бывает, продолжением их достоинств. Малые размеры приводят к низким значениям выходной мощности или энергии. Кроме того, полупроводниковые лазеры, как и все приборы полупроводниковой электроники, чувствительны к перегрузкам (разрушаются при потоках оптического излучения в несколько мегаватт на квадратный сантиметр) и к перегреву, приводящему к резкому повышению порога самовозбуждения и даже к необратимому разрушению при нагреве выше некоторой характерной для каждого типа лазера температуры.

Лазерная генерация получена при использовании многих различных полупроводниковых материалов, общим числом в несколько десятков. Эти материалы, кроме обычного требования чистоты и монокристалличности, должны обладать высокой оптической однородностью и малой вероятностью безызлучательной рекомбинации электронов и дырок.

Рассмотрим основной механизм люминесценции полупроводников — излучательную рекомбинацию электронов и дырок.

Рекомбинацией электронов и дырок в полупроводниках называется процесс, приводящий к переходу электрона из зоны проводимости в валентную зону, в результате которого происходит исчезновение пары электрон проводимости — дырка. Рекомбинация всегда означает переход носителя тока на более низкие уровни энергии — либо в валентную зону, либо на примесный уровень в запрещенной зоне.

При термодинамическом равновесии рекомбинация уравнивает процесс тепловой генерации носителей, а скорость этих взаимно обратных процессов такова, что их совместное действие приводит к установлению распределения Ферми для электронов и дырок по энергиям.

Известно много механизмов рекомбинации, которые отличаются друг от друга направлением передачи энергии, выделяемой при рекомбинации. Если избыток энергии выделяется в виде кванта излучения, то происходит излучательная рекомбинация. Этот элементарный акт генерации света в полупроводниках подобен излучательному распаду возбужденного состояния в системах с дискретным спектром. Возможна также безызлучательная рекомбинация, при которой высвобождающаяся энергия расходуется на возбуждение колебаний кристаллической решетки, т. е. в конечном счете идет на нагрев кристалла. Очевидно, безыз-

лучательная рекомбинация полностью подобна безызлучательной релаксации энергии возбуждения в системах с дискретным спектром.

При излучательной рекомбинации полное число актов излучения пропорционально произведению  $nr$  концентраций электронов ( $n$ ) и дырок ( $p$ ). При небольших концентрациях носителей этот канал рекомбинации мало эффективен. При больших концентрациях, превышающих  $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , полупроводники становятся эффективными источниками света рекомбинационного излучения в относительно узком диапазоне длин волн вблизи края собственного поглощения полупроводника.

Рекомбинационное излучение происходит на переходах зона — зона (см. рис. 24.1, *a*). Межзонный характер носит рекомбинационная люминесценция не только в собственных, но и в сильно легированных полупроводниках. В последнем случае энергетический спектр полупроводника вблизи краев запрещенной зоны сильно искажен ввиду того, что при сильном легировании примесные уровни уширены в примесную зону, которая частично или полностью сливается с собственной зоной. При этом энергия квантов рекомбинационного излучения может несколько отличаться от номинальной ширины запрещенной зоны легируемого полупроводника. Однако практически для всех процессов излучательной рекомбинации, используемых в полупроводниковых лазерах, характерна близость энергии перехода  $\hbar\omega$  к энергии запрещенной зоны  $E_g$ .

Наличие спонтанной излучательной рекомбинации свидетельствует о возможности создания лазера. Для того чтобы в спектре излучения спонтанной рекомбинации возникло усиление, вынужденное испускание фотонов должно преобладать над их поглощением. Необходимым условием для этого является наличие инверсии населенностей. В полупроводниковых лазерах, следовательно, должна существовать инверсия на переходах излучательной рекомбинации. Рассмотрим условия получения такой инверсии.

Анализ условий достижения инверсии требует знания уровней энергии, сечений их возбуждения, времен релаксации и т. п. При общем рассмотрении такого широкого класса лазерных активных сред, какими являются полупроводники, этот путь нерационален, даже если и возможен. К счастью, достаточно общие термодинамические соображения, учитывающие вместе с тем специфику статистики электронов в полупроводниках, могут дать общие условия инверсии в этих материалах.

Независимо от конкретного механизма излучательной рекомбинации возникающие при этом фотоны подчиняются общим законам теории излучения. Скорость заполнения фотонами частоты  $\omega$  некоторой радиационной моды объема  $V$  составляет

$$dN_{\omega}/dt = (A + BN_{\omega})/V, \quad (24.1)$$



где  $N_\omega$  — число фотонов, имеющих в моде. Первый член в (24.1) обусловлен спонтанным испусканием, второй соответствует разности скоростей вынужденного испускания и поглощения фотонов. В рассматриваемом случае излучательной рекомбинации в каждом акте испускания фотона одна электронно-дырочная пара исчезает, а в каждом акте поглощения одна такая пара возникает.

Связь коэффициентов спонтанного  $A$  и вынужденного  $B$  испусканий можно найти из термодинамических соображений, подобно тому как это делалось в лекции первой. При температуре  $T$  в соответствии со статистикой Бозе — Эйнштейна равновесное число заполнения моды (для двух поляризаций) составляет

$$\bar{N}_\omega = \frac{2}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}. \quad (24.2)$$

При равновесии  $d\bar{N}_\omega/dt = 0$ , следовательно, в силу (24.1) имеем

$$A/B = -\bar{N}_\omega. \quad (24.3)$$

Дальнейший анализ требует учета специфики полупроводников. Выделим в спектре электронных состояний два уровня с энергиями  $E_2 > E_1$ . Скорость излучательной рекомбинации на переходе  $E_2 \rightarrow E_1$  пропорциональна произведению концентраций электронов на уровне  $E_2$  и дырок на уровне  $E_1$ .

Электроны, как известно, подчиняются статистике Ферми — Дирака. Вероятность того, что электрон находится в состоянии с энергией  $E$ , задается распределением Ферми

$$f(E) = \left[ \exp \frac{E - F}{kT} + 1 \right]^{-1}, \quad (24.4)$$

где  $F$  — энергия (уровень) Ферми. Вероятность найти на уровне энергии  $E$  дырку равна вероятности того, что этот уровень не занят электроном, и составляет, следовательно,

$$1 - f(E) = \left[ \exp \frac{F - E}{kT} + 1 \right]^{-1}. \quad (24.5)$$

Тогда скорость спонтанной рекомбинации, пропорциональная числу электронов на уровне  $E_2$  и числу дырок на уровне  $E_1$ , может быть представлена в виде

$$A = A_0 f(E_2) [1 - f(E_1)], \quad (24.6)$$

где  $A_0$  — коэффициент пропорциональности.

Аналогично, величина  $B$ , определяющая в (24.1) разность скоростей вынужденного излучения и поглощения, составляет

$$B = B_2 f(E_2) [1 - f(E_1)] - B_1 f(E_1) [1 - f(E_2)], \quad (24.7)$$

где  $B_1$  и  $B_2$  — коэффициенты пропорциональности. Подставляя эти выражения для  $A$  и  $B$  в (24.3) и учитывая равновесные распре-

деления (24.2) и (24.4), мы получаем уравнение

$$\exp \frac{\hbar\omega}{kT} - 1 = 2 \frac{B_2}{A_0} \left[ \frac{B_1}{B_2} \exp \frac{E_2 - E_1}{kT} - 1 \right]. \quad (24.8)$$

По предположению фотоны с энергией  $\hbar\omega$  возникают в результате прямозонной излучательной рекомбинации, происходя-

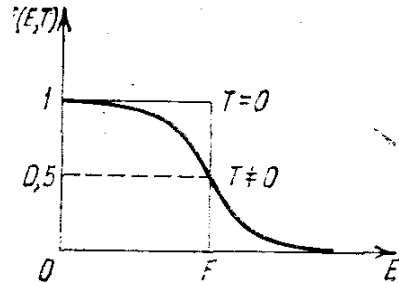


Рис. 24.2. Распределение Ферми ( $F$  — уровень Ферми).

щей между уровнями  $E_2$  и  $E_1$ ; значит,  $\hbar\omega = E_2 - E_1$ . Тогда уравнение (24.8) всегда удовлетворяется, если  $B_2 = B_1 = A_0/2$ . Это означает, что

$$B = \frac{A_0}{2} [f(E_2) - f(E_1)]. \quad (24.9)$$

Следовательно, разность между скоростями вынужденного испускания фотонов на переходе зона — зона при излучательной рекомбинации и поглощения фотонов на том же переходе положительна при условии

$$f(E_2) > f(E_1). \quad (24.10)$$

Если  $f(E)$  — распределение Ферми (24.4), представленное на рис. 24.2, то для пары уровней  $E_2 > E_1$  при термодинамическом равновесии это условие не выполняется.

Вспомним теперь, что уровни  $E_2$  и  $E_1$  разделены запрещенной зоной и находятся соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне. Неравновесные носители, т. е. неравновесные электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, создаваемые каким-то источником накачки, обладают конечными временами жизни в зонах. На протяжении этого времени термодинамическое равновесие не соблюдается, и, следовательно, единого уровня Ферми для всей системы в целом не существует. Однако если в электронном и дырочном газах в отдельности за время, меньшее времени жизни носителей в зонах, устанавливается свое квазиравновесное состояние фермиевского типа, но с одной и той же температурой для всей системы, а равновесие между этими газами отсутствует, то можно ввести так называемые квазиуровни Ферми отдельно для электронов в зоне проводимости  $F_n$  и дырок в валентной зоне  $F_p$ .

Допустимость введения отдельных квазиравновесных функций распределения для дырок и электронов в валентной зоне и в зоне проводимости соответственно априорно не очевидна. Она

оправдывается тем, что по крайней мере в нескольких полупроводниках время термализации электронов в пределах зоны (0,1 пс) на три-четыре порядка меньше характерного времени межзонной термализации (1—10 пс).

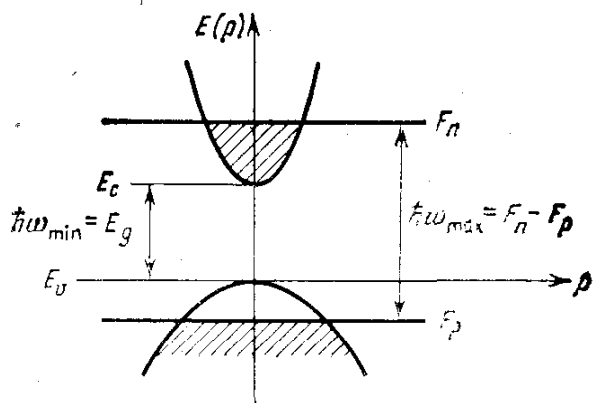


Рис. 24.3. Инверсное распределение электронов в однодолинном полупроводнике.

Вернемся к условию инверсии (24.10). Представив в соответствии с проведенным выше обсуждением  $f(E_2)$  и  $f(E_1)$  в виде

$$f(E_2) = \left(1 + \exp \frac{E_2 - F_n}{kT}\right)^{-1}, \quad f(E_1) = \left(1 + \exp \frac{E_1 - F_p}{kT}\right)^{-1}, \quad (24.11)$$

где  $F_n$  — квазиуровень Ферми для электронов, а  $F_p$  — для дырок, из неравенства (24.10) легко получить эквивалентное ему, но более наглядное условие:

$$F_n - F_p > E_2 - E_1. \quad (24.12)$$

Так как минимальное значение  $E_2 - E_1$  равно ширине запрещенной зоны  $E_g$ , условие инверсии на межзонных переходах приобретает простой вид:

$$F_n - F_p > E_g. \quad (24.13)$$

Следовательно, накачка, создающая неравновесность, должна быть достаточно сильной для того, чтобы квазиуровни Ферми оказались внутри соответствующих разрешенных зон энергии. Это означает, что электронный и дырочный газы вырождены, при этом все уровни в валентной зоне с энергией  $E_1 > F_p$  практически полностью незаселены, а все уровни в зоне проводимости с энергией  $E_2 < F_n$  практически полностью заселены электронами (рис. 24.3). Тогда фотоны, энергия которых лежит в интервале

$$E_g < \hbar\omega < F_n - F_p, \quad (24.14)$$

не могут вызвать переходы валентная зона — зона проводимости и поэтому не поглощаются. Обратные переходы зона проводимости — валентная зона возможны. Вынужденная излучательная рекомбинация на этих переходах как раз и создает лазерное излучение. Неравенства (24.14) определяют ширину полосы соответствующего усиления.

Интенсивность излучательной рекомбинации определяется конкретными особенностями зонной структуры полупроводника,

квадратом матричного элемента соответствующего перехода, плотностью рекомбинирующих пар. Скорость излучательной рекомбинации, т. е. число переходов с излучением в единичном объеме в единицу времени, зависит, очевидно, от тех же факторов. Так как излучательный и безызлучательный каналы рекомбинации параллельны, то результирующая скорость рекомбинации равна сумме скоростей рекомбинаций излучательной ( $1/\tau_{изл}$ ) и безызлучательной ( $1/\tau_{безызл}$ ):

$$1/\tau = 1/\tau_{изл} + 1/\tau_{безызл}. \quad (24.15)$$

Очевидно, относительная доля актов излучательной рекомбинации во всем процессе рекомбинации в целом равна отношению соответствующих скоростей  $1/\tau_{изл} : 1/\tau$ . Это же отношение указывает долю всей энергии, заключенной в неравновесных электронах и дырках, которая высвобождается по излучательному каналу рекомбинации. Тем самым мы определили так называемый внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации:

$$\eta_{внутр} = \frac{1/\tau_{изл}}{1/\tau_{изл} + 1/\tau_{безызл}}. \quad (24.16)$$

Эта величина характеризует качество полупроводникового материала. Правильный выбор легирования и изготовление совершенных кристаллов позволяет получать для многих полупроводниковых материалов значение  $\eta_{внутр}$ , приближающееся к 100%.

Многофотонная безызлучательная рекомбинация на переходе зона — зона маловероятна. Наиболее важным механизмом при высоких концентрациях носителей является рекомбинация через промежуточные состояния в запрещенной зоне, локализованные около примесей и дефектов. Отметим аналогию рассматриваемого процесса с механизмами безызлучательной релаксации через промежуточные уровни в случае примесных диэлектрических кристаллов (см. лекцию двадцать первую). Роль центров рекомбинации играют многие примеси и дефекты, большая часть которых плохо идентифицирована. Слишком большая концентрация этих центров, возникающая из-за ошибок в технологии, делает полупроводниковый материал непригодным для создания лазерного кристалла.

При повышении концентрации носителей возрастает роль оже-рекомбинации, называемой также ударной рекомбинацией и состоящей в том, что электрон и дырка, рекомбинируя, отдают выделяемую энергию третьему носителю. Этот процесс заметен при больших концентрациях свободных носителей именно потому, что для его реализации требуется столкновение трех носителей. Роль оже-рекомбинации возрастает в узкозонных полупроводниках.

Уравнения, описывающие процессы каскадной и оже-рекомбинаций, нелинейны. Поэтому безызлучательный распад электронно-дырочных пар неэкспоненциален и, строго говоря, не может характеризоваться постоянной времени жизни по отношению к

этому процессу. Для грубой оценки порядка величин скоростей безызлучательной рекомбинации можно пользоваться экспериментально определенными значениями сечений соответствующих процессов. При каскадном процессе сечение захвата на центры рекомбинации может составить  $10^{-12} - 10^{-22}$  см<sup>2</sup>. Соответствующий коэффициент рекомбинации заключен в пределах  $5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>3</sup>/с. При концентрации центров рекомбинации  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> это приводит к эффективной скорости рекомбинации  $5 - 5 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>. Коэффициент рекомбинации оже-процесса заключен обычно в пределах  $10^{-25} - 10^{-32}$  см<sup>6</sup>/с. При концентрации носителей  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> это дает эффективную скорость рекомбинации  $10^6 - 10^{13}$  с<sup>-1</sup>.

Приведенные оценки показывают, что в реальных материалах действительно возможно достижение внутреннего квантового выхода излучательной рекомбинации, приближающегося к 100% (см. формулу (24.16)). Правильное проведение технологического процесса выращивания полупроводникового кристалла может исключить неблагоприятное влияние каскадной рекомбинации. Вместе с тем оже-рекомбинация, скорость которой увеличивается с ростом концентрации как  $n^3$ , принципиально неустранима.

Итак, при выполнении условия инверсии (24.13) и неравенства  $\tau_{изл} \ll \tau_{безызл}$  в полупроводниковых кристаллах возможно эффективное лазерное излучение.

Применение полупроводниковых кристаллов в квантовой электронике было предложено в 1959 г. Н. Г. Басовым.

## Лекция двадцать пятая. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ (продолжение)

*Диодные инжекционные лазеры. Распределение носителей в полупроводниковом кристалле с p — n-переходом. Инжекция носителей. Зонная структура полупроводника с p — n-переходом. Вырожденный полупроводник с p — n-переходом. Зонная структура. Инверсия при инжекции носителей в p — n-переход вырожденного полупроводника. К. п. д. Мощность. Гетероструктуры. Диапазон длин волн излучения. Перестройка.*

Остановимся на методах создания неравновесных электронно-дырочных пар.

Инверсия в распределении электронов между валентной зоной и зоной проводимости полупроводникового кристалла может быть получена несколькими способами. Весьма высокой эффективностью обладает электронно-лучевая накачка, приводящая к генерации неравновесных пар носителей и тем самым к генерации лазерного излучения во множестве материалов, в том числе и достаточно широкозонных (коротковолновый диапазон). Однако наиболее распространенным является возбуждение полупроводников постоянным током, осуществляющим инжекцию электронов и дырок в область p — n-перехода полупроводникового диода. Создаваемые таким образом так называемые инжекционные

(или диодные) полупроводниковые лазеры получили наибольшее распространение в силу своей простоты, надежности и высокого к. п. д.

При контакте двух полупроводников, из которых один имеет проводимость  $p$ -типа, а другой  $n$ -типа, в пограничном слое возникают потенциальные барьеры, которые заметно изменяют концентрации носителей внутри слоя. Свойства пограничного слоя, т. е. области перехода от полупроводника  $p$ -типа к полупроводнику  $n$ -типа или, иначе говоря, области электронно-дырочного ( $p-n$ ) перехода, зависят от приложенных напряжений. Такая зависимость во многих случаях приводит к нелинейной вольт-амперной характеристике полупроводникового контакта, приобретающего свойства полупроводникового диода.

Хорошо известно, что  $p-n$ -переходы широко применяются в современной полупроводниковой электронике для выпрямления электрического тока, преобразования, усиления и генерации электрических колебаний. Мы кратко рассмотрим их лазерное применение, основанное на создании неравновесных носителей в области перехода.

Чтобы избежать неконтролируемых влияний поверхности,  $p-n$ -переходы создаются путем образования внутри единого монокристалла нужного распределения донорной и акцепторной примесей (рис. 25.1). Если эти примеси полностью понижены, то в левой части кристалла, где велика концентрация акцепторов  $N_a$ , доминирует дырочная проводимость с концентрацией основных носителей  $p \approx N_a - N_d$ . Соответственно, в правой части кристалла преобладает электронная проводимость с концентрацией основных носителей  $n \approx N_d - N_a$  ( $N_d$  — концентрация доноров). Между  $p$ - и  $n$ -областями располагается переходный слой технологического  $p-n$ -перехода, в котором концентрации примесей резко изменяются по толщине слоя. Для некоторой тонкой области переходного слоя, где доноры и акцепторы компенсируют друг друга ( $N_d \approx N_a$ ), характерна собственная проводимость ( $i$ ). Строго говоря,  $p-n$ -переход, по существу, является  $p-i-n$ -переходом.

Требуемое распределение доноров и акцепторов создается различными технологическими приемами — сплавлением полупроводников  $p$ - и  $n$ -типа, добавлением нужной примеси в расплав при росте кристалла, диффузией примесей из газовой или

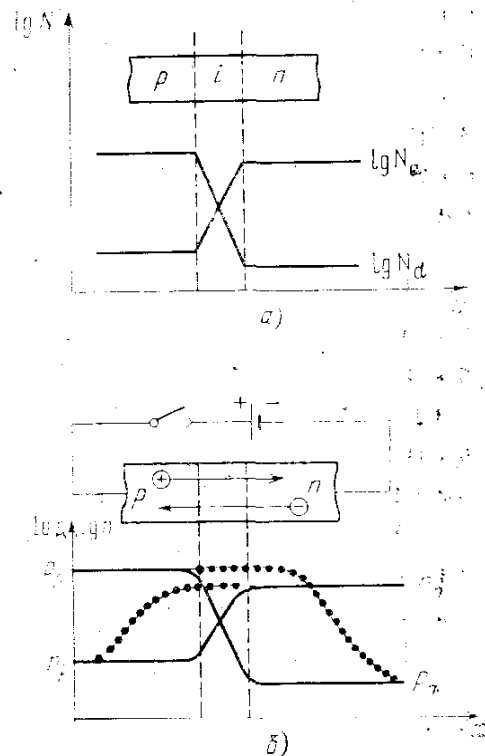


Рис. 25.1. Схема  $p-n$ -перехода (а) и инжекции носителей в  $p-n$ -переходе (б).

жидкой фазы в кристалл, методом ионной имплантации и т. п. Акцепторами являются атомы элементов, принадлежащих тем столбцам периодической таблицы Менделеева, которые расположены слева от группы, содержащей основной элемент полупроводникового кристалла. Соответственно, доноры принадлежат группе, расположенной справа от основного элемента. Так, для кремния и германия (IV группа) акцепторами являются элементы III группы, а донорами — элементы V группы, например бор и фосфор соответственно. Для арсенида галлия GaAs — полупроводникового соединения типа  $A^{III}B^V$  — акцепторной примесью являются цинк и кадмий (II группа), а донорной — селен и теллур (VI группа).

В равновесном полупроводнике с  $p-n$ -переходом в отсутствие тока через переход концентрация основных носителей — дырок в дырочной области  $p_p$  велика и постоянна. В области перехода концентрация дырок уменьшается и в электронной области, где дырки являются неосновными носителями, принимает малое значение  $p_n$ .

Аналогично, концентрация электронов изменяется от большого значения  $n_n$  в  $n$ -области (основные носители) до малого значения  $n_p$  в  $p$ -области (неосновные носители).

Если к переходу приложено внешнее напряжение так, что «плюс» источника напряжения соединен с  $p$ -областью, а «минус» с  $n$ -областью, то через переход течет положительный ток (через диод ток протекает в прямом направлении). При этом дырки из  $p$ -области устремляются в  $n$ -область, а электроны из  $n$ -области в  $p$ -область. Дырки, пришедшие в  $n$ -область, и электроны, пришедшие в  $p$ -область, становятся в этих областях неосновными носителями. Они должны рекомбинировать с соответствующими им основными носителями, имеющимися в  $p$ - и  $n$ -областях, прилегающих к  $p-n$ -переходу.

Время жизни носителей по отношению к рекомбинации конечно, рекомбинация происходит не сразу, и поэтому вдоль по току в некотором объеме за пределами перехода концентрации электронов в  $p$ -области и дырок в  $n$ -области заметно превышают их равновесные значения  $n_p$  и  $p_n$  в этих областях. Тогда для компенсации объемного заряда из подводящих ток электродов в этот объем поступают в  $n$ -область электроны, а в  $p$ -область — дырки. В результате концентрация носителей двух типов по обе стороны от перехода увеличивается, т. е. вблизи перехода возникает квазинейтральная область повышенной проводимости. В этом состоит явление инжекции носителей в  $p-n$ -переход. Распределение концентрации носителей при инжекции показано в нижней части рис. 25.1 наряду с их равновесным распределением (в отсутствие тока).

В приближении малой по сравнению с длиной диффузии электронов и дырок толщины перехода концентрация инжектированных носителей на границах  $p-n$ -перехода составляет для

невырожденных полупроводников

$$n = n_p \exp(eU/kT), \quad p = p_n \exp(eU/kT), \quad (25.1)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $U$  — падение напряжения на переходе. При  $T = 300$  К имеем  $e/kT \approx 40$  В<sup>-1</sup>. Поэтому небольшое напряжение сильно меняет концентрацию неосновных носителей на

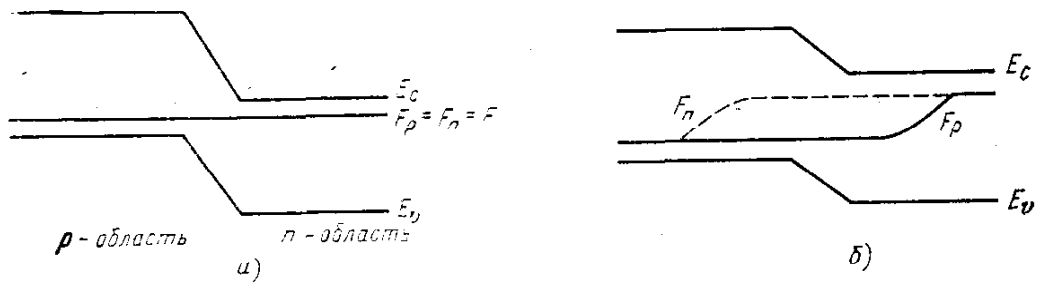


Рис. 25.2. Квазиуровни Ферми в невырожденном  $p-n$ -переходе: а) без инжекции, б) при инжекции.

границах  $p-n$ -перехода. При  $U \approx 0,25$  В изменение составляет  $e^{10} \approx 10^4$  раз.

Опишем далее зонную структуру полупроводника с  $p-n$ -переходом. Для собственных полупроводников ширина запрещенной зоны является характерной константой. В полупроводниках  $p$ -типа акцепторные примеси дают уровни энергии, расположенные внутри запрещенной зоны и примыкающие к потолку валентной зоны. При большой концентрации примесей их уровни сливаются с валентной зоной и тем самым уменьшают ширину запрещенной зоны, подрезая ее снизу. В полупроводниках  $n$ -типа ситуация обратна. Донорные примеси уменьшают ширину запрещенной зоны, подрезая ее сверху. Следовательно, в одном и том же полупроводниковом кристалле в  $p$ -области запрещенная зона располагается выше, а в  $n$ -области — ниже.

При переходе из одной области в другую, т. е. при  $p-n$ -переходе, границы зон изменяются непрерывно таким образом, чтобы запрещенная зона  $p$ -области непрерывно переходила в запрещенную зону  $n$ -области. В результате зонная структура равновесного полупроводника с  $p-n$ -переходом приобретает вид, схематически представленный на рис. 25.2, а. Кроме того, в равновесном полупроводнике уровень Ферми, единый во всем объеме кристалла, в области преобладания акцепторов должен лежать ниже середины запрещенной зоны, а в области преобладания доноров — выше. Сдвиг запрещенных зон  $p$ - и  $n$ -областей по отношению друг к другу в полупроводниках с  $p-n$ -переходом необходим, как это видно из рис. 25.2, а, для того, чтобы один и тот же уровень Ферми был расположен одновременно ниже середины запрещенной зоны в  $p$ -области и выше середины в  $n$ -области.

При инжекции носителей, когда на  $p-n$ -переход подается напряжение  $U$ , равновесие нарушается, сдвиг запрещенных зон в  $p$ - и  $n$ -областях по отношению друг к другу уменьшается на



величину  $eU$ , и, что наиболее существенно, уровень Ферми  $F$  разбивается на квазиуровни Ферми для дырок и электронов  $F_p$  и  $F_n$ , существенно отличные друг от друга в окрестности перехода. На большом удалении от области перехода они снова сливаются, но вблизи перехода разность  $F_n - F_p$  равна

$$F_n - F_p = eU. \quad (25.2)$$

В теории полупроводников справедливость соотношений (25.1) и (25.2) вытекает из простых энергетических соображений.

Ход квазиуровней Ферми в  $p-n$ -переходе при инжекции носителей в невырожденном полупроводнике показан на рис. 25.2, б. В невырожденном, т. е. слабо легированном полупроводнике даже при сильной инжекции трудно раздвинуть квазиуровни Ферми  $F_p$  и  $F_n$  так, чтобы выполнялись условия инверсии (24.13). Именно этот случай показан схематически на рис. 25.2. Если же  $p$ - и  $n$ -области кристалла легированы сильно, то электронный и дырочный газы в соответствующих областях кристалла могут быть сильно вырождены.

Критерием вырождения фермионов является существенное отличие их распределения по энергиям от бoльцмановского. Из формулы (24.4) и рис. 24.2 видно, что это отличие, малое при  $\exp[(E - F)/kT] \gg 1$ , заметно уже при  $\exp[(E - F)/kT] \leq 1$  (слабое вырождение) и становится крайне существенным при  $\exp[(E - F)/kT] \ll 1$  (сильное вырождение). Так как в запрещенной зоне электронов нет, нижней границей их энергий является положение дна зоны проводимости  $E_c$ . Следовательно, условием сильного вырождения электронов является выполнение неравенства

$$\exp[(E_c - F_n)/kT] \ll 1. \quad (25.3)$$

Это означает, что уровень Ферми электронов  $F_n$  должен лежать внутри зоны проводимости. Аналогично, при сильном вырождении дырок их уровень Ферми  $F_p$  должен лежать внутри валентной зоны.

Уровень Ферми представляет собой некоторую характерную энергию, зависящую от типа полупроводника, его состояния, его состава. Для нашего рассмотрения существенно, что положение уровней Ферми однозначно связано с концентрацией носителей. Если при сильном легировании ионизирующими примесями  $p$ - или  $n$ -типа концентрация носителей превышает так называемую эффективную плотность состояний в валентной зоне или в зоне проводимости, то уровень Ферми располагается внутри соответствующей зоны, и дырочный (или электронный) газ становится вырожденным. Для справок укажем, что при температуре 300 К и равенстве эффективной массы носителя массе покоя свободного электрона эффективная плотность состояний примесей, по превышении которой полупроводник вырождается, составляет  $2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Итак, в лазерных диодах целесообразно применять сильно легированные полупроводники, в которых электронный и дырочный газы в  $n$ - и  $p$ -областях сильно вырождены. Тогда даже без инжекции уровень Ферми лежит в  $p$ -области внутри валентной зоны и в  $n$ -области — внутри зоны проводимости (рис. 25.3, а).

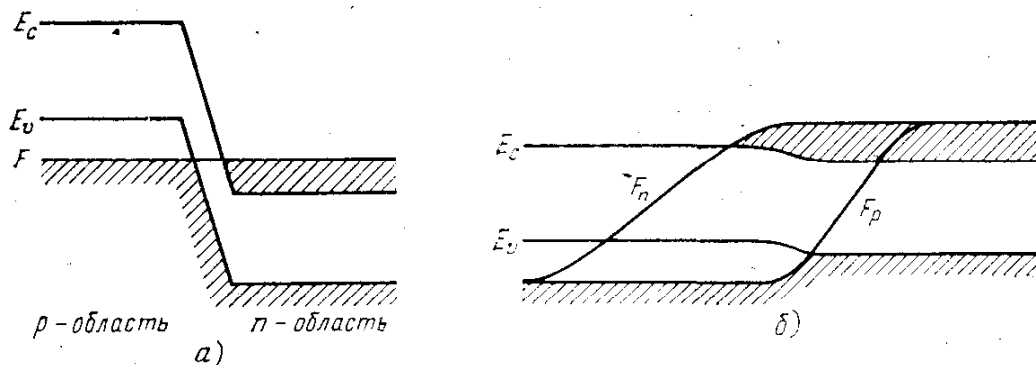


Рис. 25.3. Квазиуровни Ферми в вырожденном  $p-n$ -переходе: а) без инжекции, б) при инжекции. Косая штриховка показывает области, заполненные электронами.

Искажение зонной структуры вблизи  $p-n$ -перехода при инжекции носителей в положительном направлении приводит к выполнению условия инверсии (24.13), как это показано схематически на рис. 25.3, б. Ширина активной области, в которой  $F_n - F_p \geq E_c - E_v = E_g$ , может быть значительно больше технологической ширины перехода. В этой области в спектральном интервале (24.14) созданы условия для усиления на вынужденных рекомбинационных переходах зона — зона. Активная область, показанная на рис. 25.3, а в координатах энергия — расстояние, соответствует области инверсии, указанной на рис. 24.3, б в координатах энергия — квазиимпульс.

Лазерный эффект при инверсии методом инжекции носителей в  $p-n$ -переход реализован во многих однодолинных прямозонных полупроводниках. Одним из лучших является лазер на арсениде галлия. Диод представляет собой тонкий срез монокристалла GaAs с поперечными и продольными размерами порядка 0,1—1 мм. Образец вырезан из сильно легированного материала  $n$ -типа (донорная примесь Te, Se). После диффузии или имплантации  $p$ -типа (акцепторы Zn, Cd) верхняя часть образца приобретает проводимость  $p$ -типа, и недалеко от поверхности (на расстоянии 10—100 мкм) образуется планарный слой  $p-n$ -перехода толщиной 1—10 мкм. Контактные поверхности  $p$ - и  $n$ -областей покрываются золотом. Кристалл крепится (пайка, клей) к теплопроводящей подложке обычно  $n$ -областью. Наилучшей подложкой является алмаз, часто используется сапфир. Рис. 25.4 показывает схему устройства такого лазера. При пропускании большого тока в прямом направлении (с плотностью тока 1000 А/см<sup>2</sup>) инверсия возникает в тонком слое  $p-n$ -перехода. Коэффициент усиления велик. Поэтому боковые грани кристалла ( $n = 3,6$ ;  $R = 30\%$ ) мо-

гут играть роль френелевских зеркал, и генерация возникает при малой длине кристалла.

Одним из удачных технологических приемов образования совершенных плоскопараллельных зеркал резонатора полупроводникового лазера является скалывание боковых граней кристалла.

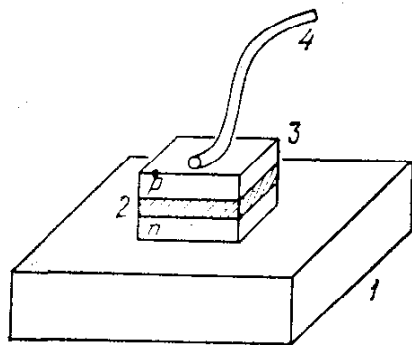


Рис. 25.4. Схема инжекционного лазера: 1 — подложка, 2 — плоскость  $p-n$ -перехода, 3 — кристалл полупроводника, 4 — контактный провод.

Излучение из лазера выходит через узкие полоски, образованные пересечением активного слоя с частично отражающими гранями кристалла. Характерные угловые размеры диаграммы излучения, соответствующей этому сечению, составляют  $5^\circ \times 50^\circ$ . Более высокая направленность может быть достигнута при помощи внешнего резонатора. Тогда грани полупроводникового диода должны быть либо просветлены, либо ориентированы под брюстеровским углом к оси резонатора. Как правило, техническое осуществление таких конструкций встречает серьезные трудности.

К. п. д., определяемый как отношение мощности генерируемого излучения к мощности накачки, рассеиваемой диодом, прямо пропорционален внутреннему квантовому выходу рекомбинационного излучения  $\eta_{\text{внутр}}$  (см. формулу (24.16)) и отношению энергии запрещенной зоны  $E_g$ , выраженной в вольтах, к падению напряжения на диоде  $E_d$ :

$$\eta = \eta_{\text{внутр}} E_g / E_d. \quad (25.4)$$

При  $\eta_{\text{внутр}}$ , приближающемся к 100%, и малом падении напряжения на подводящих проводниках и в материале  $p$ - и  $n$ -областей кристалла значение  $\eta$  может быть очень велико. В случае арсенида галлия при охлаждении жидким азотом к. п. д. лазеров достигает 70—80%, так что инжекционные полупроводниковые лазеры представляют собой самые эффективные лазеры. Однако их мощность невелика прежде всего в силу малости размеров области  $p-n$ -перехода. В непрерывном режиме при излучающей поверхности в  $10^{-4}$  см<sup>2</sup> излучаемая мощность достигает 10 Вт (GaAs, 77 К).

Выходная мощность лазера пропорциональна квантовому выходу и превышению плотности тока накачки  $J$  над ее пороговым значением  $J_{\text{пор}}$ :

$$P \propto (J - J_{\text{пор}}) \eta_{\text{внутр}}. \quad (25.5)$$

С ростом температуры в силу увеличения роли безызлучательной

рекомбинации значение  $\eta_{\text{внутр}}$  падает. Кроме того, с ростом температуры резко уменьшается разность скоростей вынужденного излучения и поглощения (24.7), определяющая коэффициент усиления. Учитывая условие (24.13), определяющее возможность получения инверсии в полупроводниках, и используя определения квазиуровней Ферми (24.11), можно заметить, что первый член (24.7) падает с ростом температуры, а второй возрастает. В результате для получения положительного усиления приходится увеличивать ток инжекции. Это приводит к резкому возрастанию пороговой плотности тока с температурой. При увеличении тока кристалл разогревается, и при некоторой температуре непрерывный режим генерации становится невозможным. Величина допустимой температуры непрерывного режима работы полупроводникового лазера определяется конструкцией диода и возможностями теплоотвода. При гелиевой температуре удается отвести от диода 30—40 Вт тепла, при охлаждении жидким азотом 10 Вт, при комнатной температуре около 1 Вт.

Характер зависимости значения пороговой плотности тока от температуры существенно определяется конструкцией диода и условиями его работы. Для лазеров на основе арсенида галлия в районе 77 К пороговая плотность тока нарастает очень резко — пропорционально  $T^3$ , что является очень сильной зависимостью. При 77 К для этих лазеров характерно значение  $J_{\text{пор}} \approx (2-3) \cdot 10^2 \text{ А/см}^2$ . В диапазоне от гелиевых до комнатных температур пороговая плотность тока лазеров на арсениде галлия возрастает от  $10^2$  до  $10^5 \text{ А/см}^2$ .

Таким образом, в непрерывном режиме ограничение мощности излучения полупроводникового лазера обусловлено перегревом кристалла током накачки.

В импульсном режиме при длительности тока инжекции 0,5—1 мкс для арсенида галлия при азотной температуре мощность излучения составляет около 100 Вт. Как обычно, ограничение мощности в импульсном режиме обусловлено оптическим саморазрушением кристалла. При комнатной температуре для этих лазеров реализуется импульсно-периодический режим работы с частотой следования импульсов излучения до 10 кГц и пиковой мощностью в несколько ватт.

Существенное улучшение характеристик полупроводниковых лазеров и прежде всего резкое снижение пороговой плотности тока и связанная с этим возможность работы в непрерывном режиме при комнатных температурах были достигнуты применением анизотропных гетеропереходов.

До сих пор мы рассматривали  $p-n$ -переходы, образованные путем распределения  $p$ - и  $n$ -примесей в одном и том же монокристалле. В таких переходах, называемых также гомопереходами, по обе стороны границы раздела свойства кристалла одинаковы. Если же наращивать монокристаллический слой одного полупроводника на монокристаллической подложке другого полу-

проводника, то возникает так называемая гетероструктура. Разумеется, такое наращивание без существенного нарушения монокристалльности всего образца в целом возможно только для тех полупроводниковых материалов, кристаллические решетки которых почти не отличаются друг от друга. Обычно это осуществляется

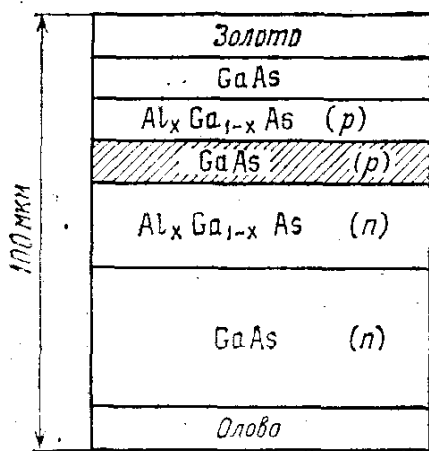


Рис. 25.5. Схема диода полупроводникового лазера с двойным гетеропереходом. Активная область заштрихована.

при изопериодическом замещении методом эпитаксиального роста. Примерами являются пары GaAs —  $Al_xGa_{1-x}As$ , GaAs —  $GaAs_xP_{1-x}$ , CdTe — CdSe и т. п. Вводя должным образом акцепторные и донорные примеси, можно создать полупроводниковые диоды с гетеропереходом. Схема устройства диода полупроводникового лазера с двойным гетеропереходом приведена на рис. 25.5.

Для создания совершенных гетероструктур необходимо, чтобы контактирующие материалы имели одинаковый тип решетки и одинаковый период. Именно такова ситуация в случае GaAs и AlAs. Поэтому в твердом растворе  $Al_xGa_{1-x}As$  замещение алюминия галлием,

и наоборот, происходит практически без изменения периода решетки, и в получаемой на основе этого материала гетероструктуре дефекты несоответствия практически отсутствуют.

В гетероструктуре  $p-n$ -переход носит наиболее резкий характер, отсутствует диффузионное растекание инжектируемых носителей, концентрирующихся при инжекции в хорошо определенной узкой области перехода. Поэтому уменьшается величина пороговой плотности тока инжекции. Кроме того, показатель преломления трехкомпонентного полупроводника AlGaAs существенно меньше, чем бинарного полупроводника GaAs. Следовательно, возникает эффект оптического волновода, излучение концентрируется в активной области и не проникает в поглощающую область, не подверженную накачке. Все это в целом, а также монтаж диода на подложке высокой теплопроводности, позволило снизить пороговую плотность тока при комнатной температуре более чем в 100 раз, доведя ее до нескольких сотен ампер на квадратный сантиметр. В результате получены устойчивые режимы генерации полупроводниковых лазеров непрерывного действия с выходной мощностью до 100 мВт при комнатной температуре, что резко увеличило практическую значимость этих приборов. Основной областью их применения является лазерная связь, прежде всего по волоконно-оптическим линиям.

Гетероструктуры были предложены для создания полупроводниковых инжекционных лазеров Ж. И. Алферовым в 1963 г. Это предложение было реализовано под его руководством в 1968 г.

Диапазон длин волн излучения полупроводниковых лазеров в соответствии с (24.14) определяется шириной запрещенной зоны. Арсенид галлия ( $E_g \approx 1,5$  эВ) излучает в области 0,84 мкм. Полупроводниковые растворы переменного состава позволяют перекрывать широкий спектральный диапазон. Так, система AlGaAs дает излучение в зависимости от состава в области 0,63—0,90 мкм, система AlGaSb — в области 1,20—1,80 мкм, система GaInAs — в области 0,9—3,4 мкм и т. д. В некоторых твердых растворах, например в  $Pb_xSn_{1-x}Se$ ,  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , при изменении процентного содержания компонент ширина запрещенной зоны проходит через нуль. Это позволяет создавать длинноволновые лазеры с длиной волны до 30—40 мкм. В последнем случае для предотвращения термического заселения зоны проводимости необходимо глубокое охлаждение накачиваемого кристалла.

Длина волны излучения диодных полупроводниковых лазеров может меняться в широких пределах. В отличие от лазеров других типов, она определяется переходами не между дискретными уровнями энергии атомов или молекул, а между зонами разрешенных состояний в полупроводнике и зависит от многих факторов, влияющих на его зонную структуру, таких как давление, температура, магнитное поле. Выделение одной моды излучения при этом облегчено большим спектральным расстоянием между модами, обусловленным малыми размерами активной среды лазера (см. формулу (10.21)). Как правило, расстояние между двумя соседними модами составляет 0,5—3  $cm^{-1}$ . Спектральная ширина одной моды несколько превышает  $10^{-4}$ — $10^{-3}$   $cm^{-1}$ , что обусловлено нестабильностью температуры и тока инжекции.

Наибольшее распространение получила перестройка лазеров путем изменения давления и температуры.

Для лазеров на основе тройных соединений свинца, таких как  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ,  $Pb_{1-x}Sn_xSe$ , всестороннее сжатие, осуществляемое обычно гидростатически, изменяет параметры кристаллической решетки и тем самым уменьшает ширину запрещенной зоны. В результате этого длина волны генерируемого излучения увеличивается. Изменение это значительно. В доступной области давлений 0—15 кбар возможна перестройка на 1000  $cm^{-1}$ . В качестве примера укажем диодный лазер на PbSe, перестраиваемый давлением в 14 кбар с 8,5 на 22 мкм. Преимущества перестройки лазеров давлением заключены в отсутствии влияния давления на пороговый ток и условия самовозбуждения лазера. Недостатки сводятся к заметной технической сложности устройства в целом и к существенной инерционности перестройки.

Другим методом является понижение температуры лазера от максимально возможной до гелиевой. Для этого широко распространенного метода характерна величина перестройки в 100—200  $cm^{-1}$ . Недостатком метода является существенная нелинейность зависимости длины волны излучения от температуры. Кроме того, изменение температуры, как это следует из предыдущее-

го. рассмотрения, сильно меняет порог самовозбуждения лазера. Технически при наличии автономных криогенных устройств замкнутого цикла температурный способ перестройки длины волны излучения диодных лазеров достаточно удобен. Разумеется,

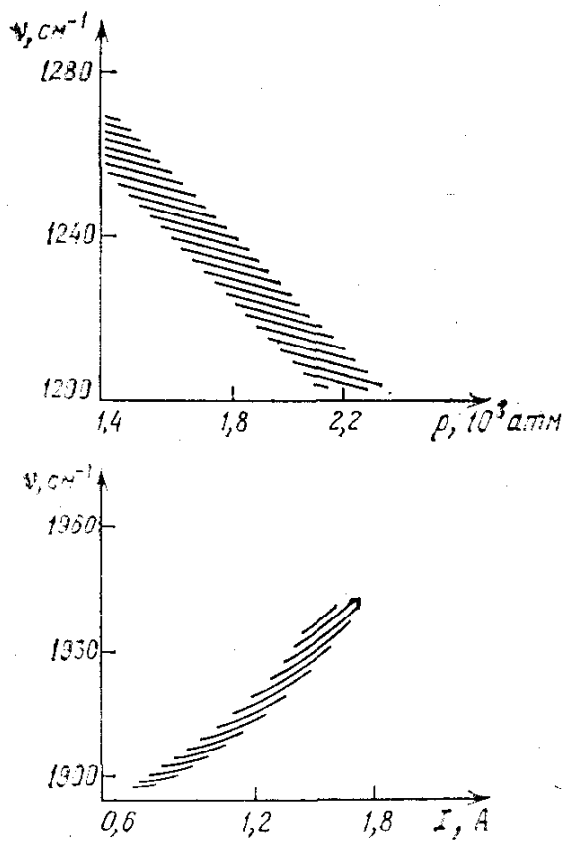


Рис. 25.6. Перестроечные кривые узкозонных диодных лазеров: вверху — перестройка PbSe-лазера давлением, внизу — PbTe-лазера током.

возможно сочетание температурной перестройки и перестройки давлением одного и того же лазера, что существенно расширяет рабочий диапазон.

Тонкая и относительно безынерционная перестройка осуществляется во время импульса тока инжекции через  $p-n$ -переход за счет его разогрева джоулевым теплом. Токовая перестройка носит квазинепрерывный характер (рис. 25.6), так как смещение полосы усиления сопровождается сдвигом частот спектральных мод лазера вследствие температурного изменения показателя преломления активной среды. Эти процессы идут с разными скоростями, вследствие чего диапазон перестройки не является непрерывным, а состоит из отдельных отрезков кривых плавной перестройки мод лазера, вызванной изменением показателя преломления. Область плавной перестройки током составляет обычно  $0,5-3 \text{ см}^{-1}$ .

Удобным методом сканирования частоты лазера является добавление к постоянному току инжекции, меньшему порогового, переменной компоненты заданной формы и частоты. Максимальная скорость токовой перестройки определяется тепловой инерцией лазера и может достигать  $10^4 \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Подстройка лазера на некоторую заданную длину волны излучения и стационарное удержание этой длины волны требует высокой стабильности температуры лазера и тока накачки.

Основной областью применения перестраиваемых диодных лазеров является спектроскопия высокого разрешения и обнаружение различного рода примесей в газах и жидкостях.

Завершая рассмотрение полупроводниковых лазеров, целесообразно отметить, что электронно-лучевая накачка полупроводников позволяет получить генерацию в широком спектральном диапазоне, причем особенно эффективно в области коротких длин волн. Инверсия населенностей создается путем лавинного обра-

зования вторичных, третичных и т. д. электронно-дырочных пар в полупроводниковом кристалле, облучаемом пучком электронов с энергиями от десятков до сотен килоэлектронвольт. При этом не требуется высокая электропроводимость и наличие  $p-n$ -переходов. Поэтому метод электронно-лучевой накачки применим к полупроводникам с широкой запрещенной зоной. Такие лазеры обладают большой выходной мощностью (до  $10^6$  Вт в импульсе), что обусловлено возможностью накачки больших по сравнению с инжекционными лазерами объемов полупроводника. Наилучшими примерами служат лазеры на таких широкозонных полупроводниках, как CdSe, CdS, ZnSe и ZnS с длинами волн излучения 0,69, 0,49, 0,46 и 0,33 мкм соответственно.

Первые полупроводниковые лазеры с электронно-лучевой накачкой были осуществлены в 1964 г. под руководством Н. Г. Бацова.

## *Лекция двадцать шестая.* ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

*Генерация СВЧ электронными потоками. Длина волны излучения и синхронизм для ультрарелятивистского электронного пучка. Усиление при ондуляторном излучении релятивистских электронов. Ондуляторный лазер на свободных электронах.*

Рассматривая физические основы квантовой электроники и принципы действия тех или иных конкретных лазеров, мы видели, что использование эффекта индуцированного излучения в системах с дискретными уровнями энергии (дискретными зонами энергии), т. е. в системах, существенно квантовых, позволило квантовой электронике единым методом генерации охватить огромный спектральный диапазон — от радиоволн до вакуумного УФ излучения. Здесь необходимо подчеркнуть одно многозначительное обстоятельство. Несмотря на существование квантовых усилителей и генераторов (мазеров), генерация электромагнитных колебаний в радио- (СВЧ) диапазоне основывается, главным образом, на взаимодействии потоков свободных электронов с волноводными и резонаторными структурами, т. е. осуществляется классическими методами.

Между тем эффект индуцированного излучения не является по своей природе принципиально квантовым и возможен в классических системах. Закономерен, следовательно, вопрос о возможности переноса электронных методов генерации из СВЧ в оптический диапазон. По аналогии с тем, что существенно квантовые системы способны генерировать колебания в диапазоне от СВЧ до вакуумного УФ, естественно ожидать, что индуцированное излучение таких классических объектов, как свободные электроны, тоже может быть применено для генерации электро-



магнитных колебаний в широком спектральном диапазоне от радио- до световых волн.

В соответствии со смыслом слова лазер генератор электромагнитного излучения, использующий индуцированное испускание света электронными потоками, естественно называть лазером на свободных электронах или электронным лазером.

В классической вакуумной электронике СВЧ размеры генерирующих приборов или их характерных частей сравнимы с длиной волны генерируемого излучения. Область взаимодействия электронов с высокочастотным полем излучения, в которой кинетическая энергия электронов преобразуется в энергию поля излучения, представляет собой часть колебательной системы электродинамической резонаторной структуры, которая, как правило, обладает многими собственными частотами. Время пролета электронов через пространство взаимодействия или, что более характерно, время пролета между отдельными элементами резонансной структуры совпадает, по крайней мере по порядку величины, с периодом колебаний генерируемого излучения.

Для всех генераторов вакуумной электроники СВЧ принципиально важным является обеспечение синхронизма между перемещением электронов и той электромагнитной волной, в которую перекачивается их энергия. В процессе взаимодействия электронов с высокочастотным полем волны в электронном потоке формируются сгустки частиц (фазовая группировка). Электронные сгустки по мере своего дальнейшего движения отдают энергию полю излучения, взаимодействуя с той его компонентой, для которой должным образом выполнено условие синхронизма.

Группировка электронов в сгустки характерна для всех приборов СВЧ, хотя ее конкретная реализация может происходить по-разному в разных приборах. Наиболее нагляден процесс группировки электронов в лампе бегущей волны, в которой используется длительное взаимодействие с полем волны электронного потока, распространяющегося прямолинейно вдоль направления распространения бегущей электромагнитной волны. При умеренных, т. е. существенно дорелятивистских, скоростях поступательного движения электронов синхронизм взаимодействия обеспечивается замедлением распространения волны. Простейшая замедляющая структура представляет собой однозаходную проволочную спираль. Вдоль витка спирали волна распространяется со скоростью, близкой к скорости света  $c$ . В направлении оси спирали  $z$  фазовая скорость волны составляет примерно  $v_z \approx cd/2\pi a$ , где  $a$  — радиус спирали,  $d$  — ее шаг. Электроны, двигаясь вдоль оси синхронно с волной, группируются в сгустки под действием ускоряющих и тормозящих участков волны.

Рис. 26.1 показывает простейший случай, когда продольная составляющая электрического поля бегущей волны записывается в виде  $E_z = E_0 \sin(\omega t - \omega z/v_z)$ . На этом рисунке стрелками показаны силы, действующие на электроны. Видно, что электроны с

участков  $AB$  и  $BC$  должны собираться в плоскость  $B$ , с участков  $CD$  и  $DE$  — в плоскость  $D$  и т. д. Соответственно, плоскости  $A$ ,  $C$ ,  $E$  и т. д. должны опустошаться. Таким образом, в плоскостях  $B$ ,  $D$  и т. д., расположенных друг от друга на расстоянии пространственного периода волны  $E_z(t, z)$ , возникают сгустки электронов.

При точном синхронизме, когда скорость поступательного движения электронов вдоль оси  $z$  равна фазовой скорости волны в направлении движения электронов ( $v = v_z$ ), электроны неподвижны по отношению к полю бегущей волны, и обмена

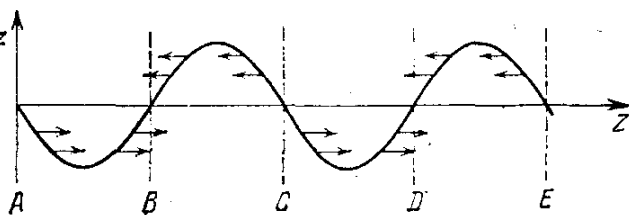


Рис. 26.1. К группировке электронов электрическим полем продольной составляющей замедленной бегущей волны. Распределение  $E_z(z)$  показано при  $t = 0$ .

энергией между электронами и волной нет. При  $v > v_z$  сгустки обгоняют волну, чему на рис. 26.1 соответствует движение слева направо, т. е. против тормозящей силы. При этом кинетическая энергия движения электронов переходит в энергию СВЧ поля. Следовательно, поле усиливается. Это усиление когерентно, и при соответствующей обратной связи возникает генерация. Как обычно, генерация начинается под действием флуктуационных толчков, в поле излучения которых все более интенсивно происходит образование электронных сгустков, в свою очередь все более интенсивно испускающих электромагнитное излучение. На языке квантовой электроники это и отвечает индуцированному излучению.

Лампа бегущей волны представляет собой чрезвычайно широкополосную систему. В рассмотренном случае пространственный период формирования сгустков равен  $\Lambda = Tv_z$ , где  $T$  — временной период колебаний. При спиральной замедляющей системе  $v_z \approx cd/2\pi a$  и в первом приближении не зависит от частоты поля, т. е. дисперсия отсутствует. Условия синхронизма, определяющие частоту колебаний усиливаемого поля, в этом приближении зависят только от скорости электронов, т. е. от разности потенциалов электростатического поля, ускоряющего электроны, и не привязаны к какому-либо характерному собственному пространственному периоду замедляющей структуры, которая тогда может считаться однородной. В силу своей широкополосности лампы бегущей волны обычно используются для усиления слабых сигналов СВЧ. Устройства, применяемые для создания генераторов, обычно существенно более узкополосны. Для них характерно наличие пространственно-неоднородной периодической структуры, обладающей собственными резонансами, т. е. наличие существенно дисперсионной структуры.

Рассмотрим электрон, пролетающий со скоростью  $V$  через некоторую пространственно-периодическую систему, характеризующую пространственным периодом  $\Lambda$ . На электрон действует

периодическая сила с временным периодом  $\Lambda/V$ . Следовательно, ускорение электрона меняется периодически с частотой  $V/\Lambda$ . Этому соответствует движение по пространственно-периодической траектории. Движущийся по такой траектории электрон излучает. При существенно дорелятивистских скоростях частота излучения равна частоте периодического движения  $V/\Lambda$ . Для макроскопических пространственных периодов  $\Lambda$  длина волны излучения

$$\lambda = c\Lambda/V \quad (26.1)$$

в нерелятивистском случае соответствует радиодиапазону.

Ситуация существенно изменяется при увеличении скорости электрона. Релятивистский эффект Доплера приводит к резкому уменьшению длины волны излучения по сравнению с характерными размерами излучающей системы. При скорости электрона, близкой к скорости света ( $V \lesssim c$ ), в силу релятивистского сокращения масштаба имеем  $\Lambda' = \Lambda(1 - V^2/c^2)^{1/2}$ , при этом частота периодического воздействия на электрон в сопутствующей электрону системе координат увеличивается до значения  $\gamma V/\Lambda$ , где релятивистский фактор  $\gamma = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$ . В лабораторной системе координат обратное лоренцево преобразование приводит к релятивистскому доплеровскому увеличению частоты излучения в направлении скорости движения электрона в  $\gamma(1 + V/c)$  раз. Для ультрарелятивистских электронов ( $V \approx c$ )  $1 + V/c \approx 2$ , и в результате длина волны тормозного излучения в лабораторной системе координат резко сокращается по сравнению с пространственным периодом неоднородности  $\Lambda$ :

$$\lambda \approx \Lambda/2\gamma^2. \quad (26.2)$$

Для оценки величины  $\gamma$  удобна известная релятивистская связь между энергией  $W = mc^2$  и массой частицы высокой энергии  $m = \gamma m_0$ , где  $m_0$  — масса покоя частицы. В физике электронных ускорителей энергию электрона обычно измеряют в электронвольтах, пользуясь соотношением  $W = eU$ , где  $e$  — заряд электрона, а  $U$  — разность потенциалов того электростатического поля, которое необходимо для ускорения электрона до скорости  $V$ . Тогда

$$\gamma = eU/m_0c^2. \quad (26.3)$$

Как известно, энергия покоя электрона  $m_0c^2$  составляет 511 кэВ. Это означает, что при  $eU = 50$  МэВ релятивистский фактор  $\gamma$  равен  $\gamma \approx 10^2$ , так что при макроскопическом параметре  $\Lambda = 1$  см длина волны излучения  $\lambda$  попадает в область видимого света.

Следовательно, желая создать лазеры на свободных электронах, мы должны ориентироваться на существенно релятивистские случаи, когда

$$\gamma = (1 - V^2/c^2)^{-1/2} \gg 1 \quad \text{или} \quad |V - c| \ll 1. \quad (26.4)$$

Роль релятивистских эффектов отнюдь не сводится только к резкому увеличению частоты излучения электронов. Очевидно, при релятивистской скорости электронов автоматически обеспечивается синхронизм электронного и светового пучков. Электронные ускорители, генерирующие пучки электронов сверхвысокой энергии, обычно работают в импульсном режиме. Если за время

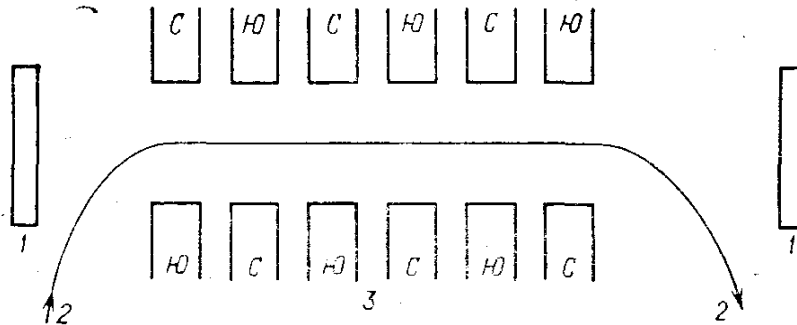


Рис. 26.2. Схема лазера на свободных электронах: 1 — зеркала, 2 — электронный пучок, 3 — магнитный ондулятор; С и Ю — северный и южный полюсы магнитов ондулятора.

пролета пространства взаимодействия электронов с волной электронный пакет разойдется со световой волной меньше, чем на длину волны, нарушением синхронизма можно пренебречь.

Правда, существуют и слабо релятивистские приборы, подобные лазерам на циклотронном резонансе, разработанным под руководством А. В. Гапонова-Грехова, которые оказались весьма перспективными источниками коротковолнового СВЧ излучения большой мощности. С целью получения большой мощности при сравнительно низкой частоте генерации (СВЧ или дальний ИК диапазоны) обычно используются сильноточные пучки электронов не слишком высокой энергии. Продвижение в оптический диапазон требует применения электронных пучков большой энергии (см. формулу (26.2)), которые вследствие этого обладают сравнительно низкой плотностью. В случае сильных токов существенную роль играют коллективные эффекты в плазме пучка, роль которых в создании условий для индуцированного излучения вкратце обсуждена в начале этой лекции. В случае слабых токов взаимодействие электронов с полем имеет существенно одночастичный характер. Имея в виду лазер на ультрарелятивистских электронах ( $\gamma \gg 1$ ), дальнейшее рассмотрение проведем в одночастичном приближении\*). Количественный критерий законности одночастичного подхода мы приведем в конце нашего рассмотрения.

В ондуляторном лазере на свободных электронах релятивистский электронный пучок (обычно это последовательность корот-

\*) Излагаемый далее материал подготовлен совместно с М. Ф. Федоровым, которому автор выражает свою за то глубокую благодарность.

ких электронных пакетов) пролетает через достаточно протяженную область, в которой магнитное поле пространственно периодически (рис. 26.2). Систему, обеспечивающую пространственную периодичность поля, называют ондулятором (от французского onde — волна или ondulateur — волнообразный, волнообразователь) или виглером (от английского wiggle — покачивать, извиваться). Магнитные ондуляторы создают вблизи оси пучка постоянное во времени поперечное пространственно-периодическое линейно или циркулярно поляризованное поле.

Рассмотрим лазер со спиральным ондулятором, магнитное поле на оси которого циркулярно поляризовано. При круговой поляризации волны, распространяющейся вдоль оси  $z$  параллельно электронному пучку, электроны находятся в полях, определяемых векторными потенциалами поля ондулятора  $A_1$  и поля электромагнитной волны  $A_2$ :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{H}{q} (x \cos qz + y \sin qz), \\ A_2 &= \frac{Ec}{\omega} \left[ x \cos \left( \frac{\omega}{c} z - \omega t \right) - y \sin \left( \frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right]. \end{aligned} \quad (26.5)$$

Здесь  $x$  и  $y$  — единичные векторы вдоль осей  $Ox$  и  $Oy$ , перпендикулярных друг к другу и к оси  $Oz$ ;  $E$  — напряженность электрического поля;  $\omega$  — частота распространяющейся вдоль  $Oz$  электромагнитной волны;  $q = 2\pi/\Lambda$  ( $\Lambda$  и  $H$  — период и напряженность магнитного поля ондулятора).

В системе координат, движущейся с первоначальной скоростью электронов  $V \approx c$ , потенциалы (26.5) принимают вид

$$\begin{aligned} A'_1 &= \frac{H}{q} \left[ x \cos \frac{\Omega}{c} (z' + Vt') + y \sin \frac{\Omega}{c} (z' + Vt') \right], \\ A'_2 &= \frac{Ec}{\omega} \left[ x \cos \frac{\omega'}{c} (z' - Vt') - y \sin \frac{\omega'}{c} (z' - Vt') \right], \end{aligned} \quad (26.6)$$

где величины со штрихом относятся к движущейся системе координат и в соответствии с (26.3) и (26.4)

$$\omega' = \omega(1 - V/c)^{1/2}(1 + V/c)^{-1/2} \approx \omega/2\gamma, \quad \Omega = cq\gamma.$$

Первая из формул (26.6) показывает, что в сопутствующей системе координат потенциал поля ондулятора становится близким к потенциалу плоской волны частоты  $\Omega$ . Другими словами, релятивистский электрон воспринимает статическое пространственно-периодическое магнитное поле как распространяющуюся навстречу ему электромагнитную волну с длиной волны  $\Lambda/\gamma$ . Условие резонанса  $\omega' \approx \Omega$  определяет ту частоту поля, в окрестности которой возможны усиление и генерация в ондуляторном лазере на свободных электронах. В лабораторной системе отсчета это условие дает значение

$$\omega_0 = 2\gamma^2 cq, \quad (26.7)$$

что полностью эквивалентно приведенной выше формуле (26.2).

Уравнения движения электрона в сопутствующей системе отсчета запишем в виде (см.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля.— М.: Наука, 1973, § 17)

$$\frac{d}{dt'} \left( \mathbf{p}' + \frac{e}{c} \mathbf{A}' \right) = \frac{e}{c} \mathbf{z} \left( \mathbf{V}' \frac{\partial \mathbf{A}'}{\partial z'} \right), \quad (26.8)$$

где  $\mathbf{z}$  — единичный вектор вдоль оси  $Oz$ ;  $\mathbf{p}'$  и  $\mathbf{V}'$  — импульс и скорость электрона;  $\mathbf{A}' = \mathbf{A}'_1 + \mathbf{A}'_2$  и учтено, что  $\mathbf{A}'$  не зависит от поперечных координат. В силу этой независимости легко написать первый интеграл уравнения (26.8), определяющий движение электрона в плоскости  $xy$ :

$$\mathbf{p}'_{\perp} = - \frac{e}{c} \mathbf{A}'. \quad (26.9)$$

Если считать движение электрона в сопутствующей системе координат нерелятивистским, то интеграл (26.9) прямо определяет скорость электрона в поперечной плоскости:

$$V'_x = - \frac{e}{m_0 c} A'_x, \quad V'_y = - \frac{e}{m_0 c} A'_y. \quad (26.10)$$

Как видно из записи (26.6), векторный потенциал  $\mathbf{A}$  не имеет продольной компоненты  $A_z$ , что соответствует характеру намотки двухзаходной спирали соленоида, создающего ондуляторное поле, и поперечности распространяющейся в ондуляторе электромагнитной волны. Тогда уравнение для продольной компоненты импульса электрона  $p'_z$  согласно (26.8) принимает вид

$$\frac{dp'_z}{dt'} = \frac{e}{c} \left( V'_x \frac{\partial A'_x}{\partial z'} + V'_y \frac{\partial A'_y}{\partial z'} \right). \quad (26.11)$$

Подставив в (26.11) значения компонент скорости  $V'_x$  и  $V'_y$  из (26.10), легко найти, что

$$\frac{dp'_z}{dt'} = - \frac{e^2}{2m_0 c^2} \frac{\partial}{\partial z'} (A'^2_x + A'^2_y). \quad (26.12)$$

Сумма квадратов поперечных составляющих суммарного векторного потенциала  $\mathbf{A}'$  равна

$$A'^2_x + A'^2_y = \frac{H^2}{q^2} + \frac{c^2 E^2}{\omega^2} + 2 \frac{cEH}{q\omega} \cos \left[ \frac{\Omega + \omega'}{c} z' + (\Omega - \omega') t' \right]. \quad (26.13)$$

Подставляя это выражение в (26.11) и учитывая, что при нерелятивистском движении в сопутствующей системе координат  $p'_z = m_0 dz'/dt'$ , получаем уравнение для продольной координаты электрона  $z'$  в этой системе:

$$\frac{d^2 z'}{dt'^2} = \frac{e^2}{m_0^2 c^2} \frac{eH}{q\omega} (\Omega + \omega') \sin \left[ \frac{\Omega + \omega'}{c} z' + (\Omega - \omega') t' \right]. \quad (26.14)$$

Аргумент синуса определяет фазу движения электрона в полях ондулятора и распространяющейся в нем волны:

$$\varphi \equiv \frac{\Omega + \omega'}{c} z' + (\Omega - \omega') t'. \quad (26.15)$$

Связь фазы  $\varphi$  с продольной координатой движения электрона  $z$  и временем  $t$  в лабораторной системе отсчета может быть получена с помощью обратного преобразования Лоренца:

$$\varphi = \left( \frac{\omega}{c} + q \right) z - \omega t. \quad (26.16)$$

В окрестности резонанса, т. е. при  $\omega' \approx \Omega$ , имеем

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = 4 \frac{e^2 \Omega^2}{m_0^2 c^3} \frac{EH}{q\omega} \sin \varphi. \quad (26.17)$$

Переходя в лабораторную систему отсчета и подставляя в (26.17) значения  $\Omega = cq\gamma$  и  $\omega \approx \omega_0 = 2\gamma^2 cq$ , получаем уравнение

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = 2 \frac{e^2 EH}{\gamma^2 m_0^2 c^2} \sin \varphi. \quad (26.18)$$

Таким образом, уравнение движения электрона в ондуляторе сводится к уравнению классического математического маятника для фазы этого движения. Это свидетельствует о наличии глубокой аналогии между лазером на свободных электронах и электронными приборами СВЧ, которые в приближении заданного поля также описываются подобными уравнениями.

Дальнейший анализ требует задания начальных условий. В момент входа электрона в ондулятор фаза имеет некоторое, вообще говоря, произвольное значение  $\varphi_0$ . Второе начальное условие легко получить дифференцированием выражения (26.16), служащего определением фазы. В результате при  $t=0$  имеем

$$\varphi = \varphi_0, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \dot{\varphi}_0 = \left( \frac{\omega}{c} + q \right) V - \omega \approx cq - \frac{\omega}{2\gamma^2} = - \frac{\omega - \omega_0}{2\gamma^2}. \quad (26.19)$$

Заметим, что начальная скорость изменения фазы пропорциональна отстройке частоты излучения от резонансного значения.

Уравнение (26.18) с начальными условиями (26.19) полностью определяет движение электрона в полях волны и ондулятора и позволяет определить основные характеристики лазера.

Найдем энергию, излучаемую электроном в ондуляторе за один проход. Энергия, излучаемая в единицу времени, определяется как взятая с обратным знаком работа, совершаемая полем волны над электроном:

$$\frac{d}{dt} F(t) = -cE\mathbf{V}, \quad (26.20)$$

где по определению  $\mathbf{E} = -c^{-1} \partial \mathbf{A}_z / \partial t$ . Это уравнение позволяет

установить простую связь между излучаемой энергией  $F$  и фазой  $\varphi$ .

Действительно, с учетом (26.9) поперечная скорость электрона в лабораторной системе координат равна

$$\mathbf{V}_{\perp} = \frac{1}{\gamma} \mathbf{V}'_{\perp} = -\frac{e}{\gamma m_0 c} \mathbf{A}' = -\frac{e}{\gamma m_0 c} \mathbf{A} = -\frac{e}{\gamma m_0 c} (\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2). \quad (26.21)$$

Подставляя (26.6) в (26.21), а (26.21) в (26.20), после простых преобразований получаем

$$\frac{d}{dt} F = -\frac{e^2}{\gamma m_0 c^2} \frac{cEH}{q} \sin \varphi. \quad (26.22)$$

Но  $\sin \varphi$  связан с  $d^2\varphi/dt^2$  уравнением маятника (26.18), что и дает искомую связь в достаточно простой форме:

$$\frac{d}{dt} F = -\frac{\gamma m_0 c^2}{cq} \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -\frac{W}{cq} \frac{d^2\varphi}{dt^2}. \quad (26.23)$$

Здесь  $W = \gamma m_0 c^2$  — полная энергия релятивистского электрона.

Интегрирование этого уравнения с учетом начальных условий (26.19) для  $d\varphi/dt$  и при естественном предположении, что  $F(0) = 0$ , дает

$$F = \left( \frac{\omega_0 - \omega}{2\Omega} - \frac{1}{cq} \dot{\varphi} \right) W. \quad (26.24)$$

Воспользуемся далее хорошо известным первым интегралом уравнения движения маятника, который выражает закон сохранения энергии: сумма кинетической и потенциальной энергий маятника в произвольный момент времени равна их сумме в начальный момент времени  $t=0$ . В наших обозначениях с учетом начальных условий (26.19) это означает, что

$$(\dot{\varphi})^2 + \frac{4e^2 c^2 EH}{W^2} (\cos \varphi - \cos \varphi_0) = \text{const} = \left( \frac{\omega - \omega_0}{2\gamma^2} \right)^2. \quad (26.25)$$

Отметим, что уровень полной энергии маятника определяется как начальной фазой  $\varphi_0$ , так и расстройкой  $\omega - \omega_0$ . В приближении слабого сигнала

$$2L^2 e^2 EH / W^2 \ll 1, \quad (26.26)$$

где учтено, что время прохождения электроном ондулятора длины  $L$  равно  $L/c$ , т. е. при  $E \rightarrow 0$  наш аналог маятника совершает не колебательное, а вращательное движение относительно некоторого положения равновесия, совершая полные обороты с круговой частотой  $(\omega - \omega_0)/2\gamma^2$ . Это означает, что в приближении слабого сигнала уравнение (26.25) может решаться методом итераций по отношению к слагаемому  $4e^2 c^2 EH (\cos \varphi - \cos \varphi_0) / W^2$ .



Не загромождая изложение протяженными выкладками, отметим, что в нулевом порядке излучаемая энергия (26.24) равна нулю. В отсутствие поля электромагнитной волны нет ни излучения, ни поглощения. В следующем, первом, приближении излучаемая энергия оказывается пропорциональной  $\cos \varphi_0$  или  $\sin \varphi_0$ . Но в электронных ускорителях высокой энергии электронный пучок состоит, как уже отмечалось, из электронных сгустков (электронных пакетов) конечной длительности с продольным размером, обычно не меньшим 1 мм, что существенно превышает длину волны света. Следовательно, излучаемая энергия должна быть усреднена по начальной фазе  $\varphi_0$ .

В результате такого усреднения в первом порядке по  $E$  излучаемая энергия обращается в нуль. Только во втором порядке итераций уравнение (26.25) дает отличную от нуля среднюю скорость изменения фазы, что с помощью (26.24) позволяет определить среднюю энергию, излучаемую электроном за один проход  $\bar{F}$ . Эта величина естественным образом связана со значением коэффициента усиления излучения за один проход по мощности  $1 + G$ , а именно:

$$G = \frac{4\pi}{E^2} N_e \bar{F}, \quad (26.27)$$

где  $N_e$  — электронная плотность. В результате довольно громоздких выкладок получается выражение

$$G = \frac{4\pi^{3/2} N_e e^4 H^2 L^3}{m_0^3 c^9 \omega_0^{3/2} \Lambda^{1/2}} \frac{d}{du} \frac{\sin^2 u}{u^2}, \quad (26.28)$$

где введены обозначения  $u = 4\pi n(\omega - \omega_0)/\omega_0$ ,  $n = L/\Lambda$  — число периодов ондулятора,  $L$  — его длина.

Фактор  $\frac{d}{du} \frac{\sin^2 u}{u^2}$  определяет дисперсионную зависимость  $G(\omega)$ . Усиление возможно ( $G > 0$ ) при  $u < 0$  или  $\omega < \omega_0$ . Максимальный коэффициент усиления достигается при  $|u| = \pi$ . Это условие определяет ширину полосы усиления:

$$\Delta\omega = \omega/4\pi n, \quad (26.29)$$

обусловленную конечной длиной ондулятора  $L = n\Lambda$  и являющуюся аналогом обычной однородной ширины линии. Подчеркнем, однако, что формула (26.28) получена для моноэнергетического пучка электронов. В реальных условиях дело обстоит не всегда так, и если разброс электронов по энергиям в пучке  $\Delta W/W$  достаточно велик, то возникает неоднородное уширение, которое может оказаться более существенным, чем однородное.

При выполнении неравенства  $\Delta W/W > 1/4\pi n$  неоднородное уширение превышает однородное и формулу (26.28) необходимо усреднить по функции распределения электронов по энергиям

$f(W)$ . В случае сильного неоднородного уширения фактор  $\frac{\sin^2 u}{u^2}$  можно аппроксимировать дельта-функцией:  $\frac{\sin^2 u}{u^2} = \pi \delta(\omega)$ . Тогда после усреднения по  $W$  получаем

$$G = \frac{e^4 N^2 N_e L \Lambda^{5/2}}{4\pi^{1/2} m_0 c^{3/2} \omega^{1/2}} \left. \frac{df(W)}{dW} \right|_{W=W_0} \quad (26.30)$$

Здесь введено обозначение  $W_0 = m_0 c^2 (\omega/2qc)^{1/2}$  и принято, что функция распределения  $f(W)$  нормирована условием  $\int f(W) dW = 1$ , в силу чего  $(df/dW)_{\max} \approx 1/(\Delta W)^2$ . Максимальный коэффициент усиления достигается при  $W_0 - \bar{W} < 0$ ,  $|W_0 - \bar{W}| \approx \Delta W$ , где  $\bar{W}$  — средняя энергия электронов в пучке. Отсюда следует, что ширина полосы усиления в этом случае равна

$$\Delta \omega = (\Delta W/W) \omega. \quad (26.31)$$

Формула (26.30), справедливая при  $\Delta W/W > 1/4\pi n$ , допускает наиболее прямую аналогию с лазерами, основанными на переходах между дискретными уровнями атомов или молекул. В самом деле, условие отрицательности поглощения ( $G > 0$ ) выполняется, если  $(df/dW)|_{W=W_0} > 0$ . Это означает, что усиление осуществляется электронами, соответствующими возрастающему крылу функции распределения, и наоборот, поглощению отвечает ниспадающее крыло распределения электронов по энергии. Другими словами, усиление наблюдается при условии, что число электронов с большей энергией в окрестности  $W_0$  больше числа электронов с меньшей энергией. А это есть не что иное, как условие инверсии населенности уровней применительно к системе с непрерывным спектром. При неоднородном уширении ( $\Delta W/W > 1/4\pi n$ ) условием отрицательного поглощения является обычное условие инверсии населенностей в окрестности энергии  $W_0$ , определяемой частотой  $\omega$  и периодом ондулятора  $\Lambda = 2\pi/q$ .

Формулы (26.28) и (26.30) получены в одночастичном приближении. Вместе с тем, как уже говорилось раньше, в случае больших электронных токов существенную роль могут, вообще говоря, играть коллективные эффекты в плазме пучка. Однако если в сопутствующей релятивистским электронам системе координат произведение инкремента развития плазменных неустойчивостей на время пролета электронов через ондулятор мало, то неустойчивости не возникают и коллективными эффектами можно пренебречь. Максимальный инкремент развития неустойчивостей в плазме определяется плазменной частотой  $\omega_p = (4\pi e^2 N_e / m_0)^{1/2}$ . Условием одночастичности взаимодействия является выполнение требования  $\omega_p' t' \ll 1$ , где  $\omega_p'$  и  $t'$  — соответственно плазменная частота и время взаимодействия в движущейся системе координат. Обратное лоренцево преобразование для времени и продоль-

ной координаты приводит к условию  $\gamma^{-3/2}c^{-1}L(4\pi e^2N_e/m_0)^{1/2} \ll 1$ , которое для ультрарелятивистских электронов всегда выполняется с большим запасом.

Итак, мы видим, что пучок релятивистских электронов, распространяющихся прямолинейно в магнитном ондуляторе, способен усиливать, а значит, при соответствующей обратной связи генерировать, излучение на длинах волн, определяемых пространственным периодом ондулятора  $\Lambda$  и значением релятивистского фактора  $\gamma$ , т. е. энергией электронов. При этом перестройка длины волны излучения естественно осуществляется изменением энергии электронов. Лазер такого типа может, в принципе, работать от волн субмиллиметрового диапазона до дальнего УФ излучения. При характерной длине ондулятора в несколько метров и пространственном периоде 1—3 см относительная однородная ширина линии усиления составила бы  $10^{-4}$ — $10^{-3}$ . Обычно относительная моноэнергетичность электронных пучков превышает эту величину.

Сравнительно легко в ондуляторах с помощью двойных сверхпроводящих спиралей достигается циркулярно поляризованное магнитное поле с индукцией в несколько килогаусс. В этих условиях при электронном токе в пучке в несколько ампер ( $N_e \approx 5 \cdot 10^{10}$ — $10^{11}$  см $^{-3}$ ) для ближней ИК области спектра при энергии электронов 20—30 МэВ получено усиление за один проход в несколько процентов (порядка 10%) и генерация с выходной пиковой мощностью порядка  $10^4$  Вт.

Ускорители электронов, используемые как источники электронных пучков, работают обычно в импульсном режиме. Длительность импульсов электронного пучка составляет, как правило, величину порядка 1 мкс. Однако эти импульсы отнюдь не являются гладкими, а представляют собой регулярную последовательность коротких сгустков (электронных пакетов) существенно меньшей (обычно пикосекундной) длительности. В некоторых ускорителях оказывается возможным реализовать непрерывную последовательность таких сгустков.

Для замыкания цепи обратной связи необходимо, чтобы временной интервал между сгустками в регулярной последовательности их поступления на вход ондулятора был кратен двойному времени пробега излучения через резонатор. Только в этом случае излучение, созданное электронными сгустками и накопленное в резонаторе лазера при многократных отражениях от его зеркал, поступает в виде волновых пакетов на вход ондулятора синхронно с электронными пакетами и усиливается в течение всего времени существования последовательности электронных сгустков. В результате лазерная генерация осуществляется в виде последовательности коротких импульсов, разделенных интервалами времени, равными или кратными двойному времени прохода излучения между зеркалами резонатора лазера, расстояние между которыми практически равно длине ондулятора.

Заметим, что такой режим работы полностью эквивалентен режиму синхронизации мод в лазерах на красителях (см. лекцию двадцать вторую), накачиваемых последовательностью лазерных импульсов с временным интервалом, кратным времени пробега излучения через резонатор лазера.

Немонохроматичность излучения лазера на свободных электронах определяется, таким образом, длительностью электронных сгустков. Сгустки длительностью 3 пс занимают в пространстве область протяженностью примерно 1 мм и приводят к ширине спектра излучения  $10 \text{ см}^{-1}$ . Увеличение монохроматичности лазеров на свободных электронах требует удлинения электронных сгустков (конечно, при условии сохранения пикового значения электронного тока).

## *Лекция двадцать седьмая.* СЕМНАДЦАТЬ НАИБОЛЕЕ ИЗВЕСТНЫХ ЛАЗЕРОВ

*Краткие описания. Характерные особенности. Методы создания инверсии.*

В предыдущих лекциях были рассмотрены наиболее интересные из существующих сейчас лазеров. Для удобства справок приведем теперь краткие описания их характерных особенностей.

*Гелий-неоновый лазер* (лекция 13). Генерация осуществляется в непрерывном режиме на переходах  $3s \rightarrow 2p$  ( $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ ),  $2s \rightarrow 2p$  ( $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$ ) и  $3s \rightarrow 3p$  ( $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ ) нейтральных атомов неона. Возбуждение верхних лазерных уровней неона происходит при квазирезонансной передаче энергии возбуждения от гелия к неону в процессе неупругих столкновений, идущих с малым дефицитом энергии.

Метастабильное состояние гелия, столкновительно передающее свою энергию неону, возбуждается электронами в плазме тлеющего газового разряда. Столкновительная передача энергии эффективно возбуждает заселяемый уровень, если скорость процесса передачи заметно превышает скорость распада уровня:

$$N\sigma v \gg 1/\tau, \quad (13.7)$$

что хорошо выполняется в смеси неона с гелием при отношениях их парциальных давлений в интервале 1:5 — 1:15. Для существования инверсии в непрерывном режиме необходимо, чтобы нижний лазерный уровень быстро опустошался, т. е. чтобы эффективное время жизни верхнего уровня превышало время жизни нижнего уровня:

$$\tau_2 > \tau_1. \quad (14.8)$$

В гелий-неоновом лазере нижние уровни опустошаются при столкновениях со стенками газоразрядной трубки.

Для гелий-неонового лазера характерна конкуренция линий генерации на 0,63 и 3,39 мкм, которым соответствует общий стартовый уровень  $3s$ .

*Аргоновый лазер* (лекция 14). Рабочим веществом являются ионы  $Ar^+$ . Генерация осуществляется в непрерывном режиме на переходах между высокорасположенными уровнями конфигураций  $3p^4 4p \rightarrow 3p^4 4s$  иона аргона. Наиболее интенсивно излучение на волнах 514,5 и 488,0 нм. Инверсия создается в сильноточном капиллярном разряде низкого давления при каскадном процессе ионизации атома и последующего возбуждения иона в столкновениях с электронами разряда. Нижний лазерный уровень опустошается радиационно.

Для аргонного лазера характерны малый к.п.д. и высокая выходная мощность, поэтому элементы его конструкции (электроды, стенки разрядного капилляра) работают в чрезвычайно напряженном режиме.

*Кадмиевый лазер* (лекция 14). Генерация осуществляется в непрерывном режиме на волнах 441,6 и 325,0 нм на переходах между состояниями  $^3D_{3/2, 5/2}$  и  $^2P_{3/2, 1/2}$  иона  $Cd^+$ . Инверсия создается электрическим разрядом в смеси гелия с паром кадмия при столкновительной передаче энергии возбуждения от метастабильного состояния атома гелия к атому кадмия, приводящей к ионизации кадмия и возбуждению иона (пеннинговская ионизация). Энергию в метастабильное состояние гелия поставляют электроны разряда.

Гелий-кадмиевый лазер подобен гелий-неоновому лазеру по механизму возбуждения верхних лазерных уровней и аргонному лазеру — по механизму опустошения нижних уровней.

*Медный лазер* (лекция 14). Рабочим веществом является пар нейтральных атомов меди. Генерация осуществляется на волнах 578,2 нм и, главным образом, 510,5 нм при переходах между уровнями конфигураций  $3d^{10} 4p$  и  $3d^9 4s^2$  атома меди, причем верхние лазерные уровни  $^2P_{1/2, 3/2}$  являются резонансными, а нижние  $^2D_{3/2, 5/2}$  — метастабильными. Следовательно, для рабочего вещества медного лазера неравенство (14.8) имеет обратный смысл. В результате инверсия в нем может существовать только в течение времени, малого по сравнению с временем жизни нижнего лазерного уровня. Это означает, что медный лазер относится к числу лазеров на самоограниченных переходах. Инверсия в нем создается газовым разрядом в смеси паров меди и буферного газа.

Электроны разряда преимущественно заселяют резонансный уровень и слабо возбуждают метастабильный уровень, заселение которого при радиационных переходах с верхнего уровня приводит к исчезновению инверсии. Генерация носит существенно импульсный характер. При скоростном импульсном разряде осуществляется режим включения усиления, в котором длительность импульса излучения может быть много короче времени жизни верхнего уровня. Частота следования импульсов генерации не

может превышать величину, обратную времени жизни нижнего уровня.

Лазеры на самоограниченных переходах характеризуются высоким значением предельного к. п. д. перехода

$$\eta_{\text{пр}} = \frac{g_{\text{H}}}{g_{\text{H}} + g_{\text{B}}} \frac{h\nu}{E_{\text{B}}}, \quad (14.21)$$

что обусловлено относительно низким положением метастабильного (нижнего лазерного) уровня на шкале энергии. У медного лазера  $\eta_{\text{пр}} \approx 0,38$ .

*СО<sub>2</sub>-лазер* (лекции 15 и 16). Генерация осуществляется в импульсном и непрерывном режимах на колебательно-вращательных переходах в системе нижних колебательных уровней основного электронного состояния молекулы СО<sub>2</sub>. Верхним лазерным уровнем является первое возбужденное состояние несимметричного валентного колебания 00<sup>0</sup>1, нижними лазерными уровнями служат либо первое возбужденное состояние симметричного валентного колебания 10<sup>0</sup>0 ( $\lambda = 10,6$  мкм), либо второе возбужденное состояние деформационного колебания 02<sup>0</sup>0 ( $\lambda = 9,6$  мкм). Инверсия создается, главным образом, в электрическом разряде при столкновительной передаче энергии от молекул N<sub>2</sub>, возбуждаемых электронами разряда, а также при прямом возбуждении колебания 00<sup>0</sup>1 молекулы СО<sub>2</sub> при столкновениях с электронами.

Опустошение нижних лазерных уровней происходит столкновительно в силу высокого сечения дезактивации деформационного колебания при столкновениях с буферным газом, в качестве которого наиболее часто используется гелий. При этом существенным является наличие резонанса Ферми уровней 10<sup>0</sup>0 и 02<sup>0</sup>0, связывающего симметричное валентное и деформационное колебания молекулы СО<sub>2</sub>. В наиболее распространенной рабочей смеси СО<sub>2</sub>-лазера (СО<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He) углекислый газ излучает, азот накапливает энергию, гелий опустошает нижние лазерные уровни. Кроме того, гелий облегчает электрический разряд и охлаждает газовую смесь. Возможны также газодинамическое возбуждение и передача энергии от молекул, возбуждаемых химически.

В электроразрядных СО<sub>2</sub>-лазерах при низком (несколько десятков торр) давлении используется продольный разряд в относительно длинных газоразрядных трубках; при высоком давлении, порядка 1 атм и выше, нашел применение поперечный разряд. При высоком давлении возможны как самостоятельный, так и несамостоятельный разряды, причем последний предпочтительнее. Разряд инициируется и поддерживается путем ионизации газа в разрядном промежутке УФ излучением, пучками быстрых электронов и т. п.

Перестройка длины волны излучения СО<sub>2</sub>-лазера в интервале частот от 900 до 1100 см<sup>-1</sup> осуществляется дискретно с шагом 1—2 см<sup>-1</sup> по линиям колебательно-вращательных переходов в Р-

и  $R$ -ветвях колебательных полос  $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$  и  $00^0_1 \rightarrow 02^0_0$  при давлениях, меньших нескольких атмосфер, и плавно при давлениях, превышающих 5—6 атм. В силу эффекта вращательной конкуренции практически вся энергия, запасенная в неравновесном распределении частиц по уровням, может быть излучена на одной частоте.

Для  $\text{CO}_2$ -лазеров характерны большой к. п. д., высокие мощность и энергия непрерывного и импульсного режимов работы.

*Газодинамический лазер* (лекция 16). Источником энергии излучения служит тепловая энергия равновесно нагретого молекулярного газа. Инверсия образуется при резком охлаждении газа за счет процессов колебательной релаксации, идущих с различной скоростью для различных колебательных мод многоатомной молекулы или для различных составляющих газовой смеси. Скорость охлаждения должна быть достаточно велика для того, чтобы релаксационные процессы не успели опустошить верхний лазерный уровень, оставив его населенность соответствующей высокой исходной температуре газа. В случае  $\text{CO}_2$ -лазеров это относится к релаксации энергии, накопленной на уровне  $00^0_1$  молекулы  $\text{CO}_2$  и в колебательно-возбужденном азоте. Вместе с тем при охлаждении должны пройти релаксационные процессы, опустошающие нижний лазерный уровень. В случае  $\text{CO}_2$ -лазера речь идет о колебательной релаксации деформационного колебания молекулы  $\text{CO}_2$ . Требуемое быстрое охлаждение больших массовых потоков газа осуществляется газодинамически при сверхзвуковом истечении сжатого и нагретого газа в вакуум.

Для нагрева и образования  $\text{CO}_2$  может быть использовано сжигание органических топлив. Тогда вместо дорогостоящего гелия в качестве буферного газа, столкновения с атомами (молекулами) которого опустошают уровни деформационной моды  $\text{CO}_2$ , целесообразно использовать пары воды, получающейся при сгорании.

Газодинамические лазеры работают как в импульсном (взрыв, ударные трубы), так и в непрерывном (горение, электронагрев) режимах.

Газодинамические лазеры, по существу, являются тепловыми машинами, непосредственно преобразующими тепловую энергию в энергию когерентного электромагнитного излучения.

*Химический лазер* (лекция 17). Инверсия создается при неравновесном распределении энергии между внутренними степенями свободы продуктов экзотермических химических реакций за счет энергии, выделившейся в процессе реакции, как правило на переходах между колебательными уровнями молекул в газовой фазе. Генерация реализована на колебательно-вращательных переходах двухатомных молекул галогеноводородных соединений, получаемых, главным образом, в ходе реакций замещения типа



Для снижения доли энергии, идущей на иницирование такого химического процесса, используются цепные самоподдерживающиеся реакции. Чем больше длина цепи реакции, тем в большей мере энергия излучения определяется запасом энергии, накопленной в исходных реагентах, и тем меньшую роль играет энергия иницирующего воздействия, играющего роль спускового крючка.

Возможны как импульсный, так и непрерывный режим работы. В импульсном режиме УФ фотодиссоциация или электронно-пучковый радиолиз иницируют цепную реакцию, протекающую достаточно быстро, с тем чтобы релаксационные процессы не успевали сбросить инверсию. Непрерывный режим возможен при сливании газов и удалении продуктов реакции прокачкой газовой смеси. При сливании взаимно нестабильных реагентов и быстром удалении продуктов реакции возможен чисто химический лазер без иницирования.

Для химических лазеров характерны следующие длины волн: HF — 2,7 мкм; HCl — 3,7 мкм; HBr — 4,2 мкм; DF — 4,3 мкм. Кроме того, широко применяется резонансная передача энергии возбуждения  $DF^* \rightarrow CO_2$  для создания химического  $CO_2$ -лазера. Достоинством химических лазеров является возможность получения инверсии в больших объемах и при больших массовых расходах активного вещества, а также, в принципе, отсутствие необходимости заметных затрат энергии на создание инверсии в момент и на месте ее получения.

Характерной чертой этих лазеров является такой химический механизм создания инверсии, при котором энергия излучения превышает энергию иницирования химической реакции.

*Фотодиссоциационный лазер* (лекция 17). Инверсия достигается на переходах между электронными уровнями энергии атомов, являющихся продуктами импульсной фотодиссоциации устойчивых молекул. Примером служит иодный лазер, возбужденные атомы иода в котором получают путем импульсного фотоллиза, например по схеме



Излучение происходит на переходе  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ , оба состояния принадлежат одной и той же электронной конфигурации иода  $5p^5$ . Длина волны излучения составляет 1,315 мкм. УФ излучение монохроматического источника диссоциирующего света поглощается в широкой молекулярной полосе, возбужденные атомы — продукты диссоциации излучают в узкой линии, характерной для атомных спектров. Фотодиссоциации могут быть подвергнуты большие объемы исходного молекулярного газа. Поэтому фотодиссоциационные лазеры перспективны для получения высокой импульсной энергии.

Характерной чертой фотодиссоциационных лазеров, сближающей их с химическими лазерами, является одновременность создания рабочего вещества и активной среды лазера.



*СО-лазер* (лекция 18). Генерация осуществляется на колебательно-вращательных переходах в основном электронном состоянии молекулы СО. Длины волн излучения заключены в интервале 5—6,5 мкм. Колебательное возбуждение происходит путем непосредственного заселения высших колебательных уровней молекулы СО при столкновениях с электронами газового разряда, при переходе энергии от колебательно-возбужденных молекул азота и т. п. В этом смысле СО-лазер подобен СО<sub>2</sub>-лазеру.

В силу специфики релаксации колебательной энергии однододового существенно ангармонического осциллятора, каким является молекула СО, полная колебательная инверсия отсутствует. В распределении населенностей по колебательным уровням наблюдается плато. При наличии плато, т. е. при равенстве колебательных населенностей по крайней мере для двух уровней, реализуется частичная вращательная инверсия. Генерация, носящая каскадный характер (см. рис. 18.3), наблюдается только в *P*-ветви. Величина плато, определяющая спектр генерируемых частот, зависит от соотношения скоростей колебательной релаксации различных колебательных уровней и определяется температурой и составом газовой смеси. При  $T \approx 100$  К плато может простираться от  $V = 5$  до  $V = 35$ . Различия в частотах излучения на переходах с различными  $V$  и  $J$  задаются величиной колебательного ангармонизма и значением вращательной постоянной молекулы СО. Каскадный характер генерации не позволяет, в отличие от СО<sub>2</sub>-лазера, преобразовать всю накопленную энергию в излучение на одной частоте.

Суммарный по всем линиям генерации к. п. д. СО-лазера может достигать весьма больших значений. Возможна работа в импульсном и непрерывном режимах. Применение в качестве буферного газа ксенона позволяет перейти к комнатной температуре и отпаянным системам. Характерной особенностью СО-лазера является отсутствие колебательной инверсии и каскадный характер генерации в *P*-ветви колебательно-вращательных переходов.

*Азотный и водородный лазеры* (лекция 18). Азотный лазер работает в УФ диапазоне. Наибольшее значение имеет длина волны 337,1 нм. Инверсия создается в импульсном электрическом разряде на переходах между относительно высоко расположенными возбужденными электронными термами молекулы N<sub>2</sub>. Электроны разряда в соответствии с принципом Франка — Кондона при вертикальных переходах на диаграмме энергия — межъядерное расстояние столкновительно заселяют расположенный выше по шкале энергий, но относительно неразрыхленный терм, содержащий верхние лазерные уровни. При этом более рыхлый и поэтому расположенный на упомянутой диаграмме правее терм меньшей энергии, содержащий нижние лазерные уровни, не заселяется. Излучение, также в соответствии с принципом Фран-

ка — Кондона, осуществляется при радиационных вертикальных переходах из правых поворотных точек верхнего термина на нижний терм. Аналогичен механизм создания инверсии и водородного лазера, работающего в диапазоне вакуумного УФ (длина волны 116—126 нм).

Нижние лазерные уровни молекул  $N_2$  и  $H_2$  обладают большим временем жизни, чем верхние. Поэтому азотный и водородный лазеры относятся к лазерам на самоограниченных переходах. Время существования инверсии в них мало (3—10 пс для  $N_2$ -лазера и меньше 1 пс для  $H_2$ -лазера). Поэтому инверсия создается бегущей волной возбуждения, распространяющейся синхронно с импульсом светового излучения вдоль оси лазера. В силу малости времени существования инверсии азотный и ему подобные лазеры являются суперлюминесцентными лазерами.

Характерным для азотного и водородного лазеров является разнесение каналов возбуждения и излучения в соответствии с принципом Франка — Кондона для переходов между электронными терминами молекул.

*Экимерные лазеры* (лекция 18). Генерация осуществляется на переходах со связывающих электронных термов (верхнее состояние) на разлетный электронный терм (нижнее состояние) так называемых экимерных молекул, т. е. молекул, существующих устойчиво только в возбужденном электронном состоянии. Основному электронному состоянию таких молекул соответствует разлетный терм. Примерами экимерных молекул являются димеры атомов благородных газов, галогениды этих атомов и т. п. Наличие экимерных молекул эквивалентно наличию инверсии. Поэтому инверсия достигается путем создания экимерных молекул. Последнее осуществляется под действием пучка быстрых электронов или в условиях газового разряда. Опустошение нижнего лазерного уровня происходит автоматически при распаде молекул, возвратившихся в основное состояние, т. е. попавших на разлетный терм в результате радиационных переходов.

Димеры благородных газов образуются при возбуждении и ионизации атомов пучком быстрых электронов в процессе трехчастичных соударений с невозбужденными атомами, что приводит к требованию высоких давлений, превышающих 10 атм. Моногалогениды благородных газов образуются в ходе гарпунных реакций между возбужденным атомом благородного газа и галогеном, реализующихся в бинарных столкновительных процессах, т. е. идущих при сравнительно меньших давлениях. Это дает возможность газоразрядного возбуждения таких лазеров.

Диапазон длин волн генерации экимерных лазеров простирается от видимого света до вакуумного УФ. Наибольшее значение в применениях нашли XeF-, XeCl-, KrF- и KrCl-лазеры, работающие на длинах волн 352, 308, 249 и 222 нм соответственно.

Характерной чертой экимерных лазеров является автоматически реализующаяся полная незаселенность нижнего уровня.

*Рубиновый лазер* (лекции 19 и 20). Генерация осуществляется, главным образом, в импульсном режиме на переходах между метастабильным возбужденным и основным состояниями ионов  $\text{Cr}^{3+}$  (основной терм  ${}^4F_{3/2}$ ), изоморфно введенных в  $\alpha$ -корунд  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , на волне около 0,69 мкм ( $R$ -линии люминесценции рубина). Инверсия достигается по трехуровневой схеме оптической накачки (см. рис. 19.2). Излучение монохроматического источника типа газоразрядной лампы-вспышки эффективно поглощается на переходах из основного состояния хрома  ${}^4A_2$  в широкие полосы  ${}^4F_2$  и  ${}^4F_1$  (длины волн излучения накачки лежат в окрестностях 410 и 550 нм).

На резонансных уровнях  ${}^4F_2$  и  ${}^4F_1$  энергия возбуждения не накапливается и с большой скоростью безызлучательно переходит на метастабильное состояние (дублет  ${}^2E$ ), населенность которого возрастает в силу малости скорости его распада. По мере накопления частиц на метастабильных уровнях по отношению к основному состоянию достигается стационарная инверсия

$$n_3 - n_1 = N(W - w_{31}) / (W + w_{31}), \quad (19.7)$$

которая создается и удерживается, если верхний уровень перехода накачки заселяется быстрее, чем безызлучательно опустошается верхний уровень лазерного перехода ( $W > w_{31}$ ).

Для получения инверсии необходима предварительная затрата энергии, что в трехуровневой схеме накачки рубина обусловлено необходимостью переводить из основного состояния на метастабильные уровни по крайней мере половину всех частиц.

Рубиновые лазеры обладают высокими энергетическими параметрами. В полосах накачки поглощение составляет  $2-3 \text{ см}^{-1}$ . Пороговое значение объемной плотности энергии накачки в зеленой полосе равно примерно  $3 \text{ Дж/см}^3$ . При сильном превышении порога в импульсах свободной генерации длительностью около 1 мс объемная плотность энергии излучения составляет  $0,2-0,25 \text{ Дж/см}^3$ . Коэффициент линейного усиления в рубиновых стержнях достигает  $0,2-0,25 \text{ см}^{-1}$ . Возможны импульсно-периодический и (для высококачественных кристаллов) непрерывный режимы работы. Реализованы рубиновые лазеры с модуляцией добротности и с синхронизацией мод.

Характерной чертой рубиновых лазеров является трехуровневая схема оптической накачки.

*Неодимовый лазер* (лекции 19 и 20). Генерация осуществляется в импульсном и непрерывном режимах на переходах между метастабильными возбужденными состояниями ионов  $\text{Nd}^{3+}$  (основной терм  ${}^4I_{9/2}$ ), изоморфно введенных в кристаллы или стекло. Инверсия достигается по четырехуровневой схеме оптической накачки (см. рис. 19.4). Монохроматическое излучение накачки эффективно поглощается на переходах из основного состояния в совокупность нескольких относительно узких полос, из которых

происходит быстрая передача энергии возбуждения на метастабильный уровень  ${}^4F_{3/2}$ . Этот уровень служит стартовым уровнем лазерных переходов.

Наибольшей вероятностью обладает переход  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ . Длина волны излучения составляет 1,06 мкм. Энергетическая щель между состояниями  ${}^4I_{11/2}$  и  ${}^4I_{9/2}$  (см. рис. 20.3) обеспечивает четырехуровневый характер цикла оптической накачки в неодимовом лазере. При высокой скорости безызлучательной передачи энергии из полос накачки на верхний лазерный уровень достигается стационарная инверсия

$$n_3 - n_4 = NW(w_{41} - w_{34})/w_{23}w_{34}, \quad (19.20)$$

что принципиально отличается от случая рубинового лазера.

Условием положительной инверсии является требование  $w_{41} > w_{34}$ , выполнение которого означает, что нижний лазерный уровень опустошается за счет безызлучательных переходов в основное состояние быстрее, чем заселяется переходами с верхнего лазерного уровня. Порог возникновения инверсии по накачке мал и практически отсутствует при выполнении условия применимости четырехуровневого рассмотрения цикла оптической накачки, т. е. когда нижний уровень лазерного перехода расположен выше основного состояния на  $\Delta E \gg kT$ .

Для неодимовых лазерных стекол характерны высокая концентрация активных центров, сильное неоднородное уширение линии усиления, возможность получения активной среды в больших объемах. Для лазеров на стекле типичен режим работы в одиночных импульсах высокой энергии. Кристаллы, главным образом иттрий-алюминиевого граната, активируются неодимом до меньших концентраций, линия усиления в них уширена значительно меньше, размеры активной среды существенно ограничены технологическими трудностями выращивания однородных кристаллов больших размеров. Лазеры на гранате с неодимом легко работают в непрерывном и импульсно-периодическом режимах.

Характерной чертой неодимовых лазеров является четырехуровневая схема оптической накачки и высокие энергетические параметры.

*Лазеры на красителях* (лекция 22). Генерация осуществляется в импульсном и непрерывном режимах на переходах между уровнями возбужденного и основного синглетных состояний сложных молекул органических красителей. Обычно используются жидкие растворы красителей при высокой степени разбавления. Инверсия достигается по четырехуровневой схеме оптической накачки (см. рис. 22.2 и 22.3). Излучение накачки в процессе синглет-синглетного поглощения заселяет колебательно-вращательные состояния возбуждаемого синглетного терма. При этом в соответствии с принципом Франка — Кондона в случае

сдвинутых равновесных конфигураций возбуждаются высшие колебательные уровни.

Внутри возбуждаемого синглетного терма происходит быстрая безызлучательная релаксация, и энергия возбуждения переходит на нижние колебательные уровни этого терма. С нижних уровней возбужденного терма молекула опять-таки в соответствии с принципом Франка — Кондона совершает радиационный переход на верхние колебательные уровни основного синглетного терма. Энергия излученного фотона меньше энергии поглощенного фотона накачки (стоксов сдвиг). Избыточная энергия нижних лазерных уровней релаксирует в процессе внутритермовой термализации. Принцип Франка — Кондона и быстрая (0,1—1 пс) внутритермовая релаксация обеспечивают четырехуровневый характер цикла оптической накачки в лазерах на красителях.

Непрерывный спектр электронных термов является результатом наложения многих близлежащих колебательных состояний тяжелой многоатомной молекулы органического красителя и соответствует неоднородному уширению спектральных линий переходов между термами. При настройке резонатора на какую-то определенную частоту в пределах линии усиления в силу положительной обратной связи происходит излучательное опустошение возбужденного терма именно на этой частоте. При перестройке резонатора перестраивается частота излучения. Высокая скорость внутритермовой релаксации приводит к тому, что в одночастотное излучение перекачивается вся энергия, накопленная возбужденным термом (за вычетом стоксовых потерь).

Лазеры на красителях работают в интервале длин волн от ближнего ИК до ближнего УФ излучений. Плавная перестройка длины волны излучения достигается в диапазонах шириной в несколько десятков нанометров при монохроматичности до нескольких мегагерц.

Характерной чертой лазеров на красителях является плавная перестройка длины волны излучения в сочетании с возможностью непрерывного и импульсного вплоть до субпикосекундного диапазона длительности режимов работы.

*Лазеры на F-центрах* (лекция 23). Схема уровней и метод получения инверсии подобны таковым в лазерах на растворах органических красителей. Рабочим веществом служат точечные дефекты структуры, являющиеся центрами окрашивания. Их спектр люминесценции расположен в области ближнего ИК излучения, где получена генерация в импульсном и непрерывном режимах, перестраиваемая плавно с диапазоном частот перестройки шириной примерно  $1000 \text{ см}^{-1}$ . Ширина линий усиления обусловлена интенсивным взаимодействием электронов, локализованных на дефектах, с ионами ближайшего окружения решетки кристалла, создающим колебательные уровни энергии в электронных термах. Разнообразие точечных дефектов типа анионная

вакансия — локализованный электрон и их агрегаций, являющихся центрами окрашивания в различных прозрачных кристаллах, велико. В лазерах эффективно используются, например,  $F_2^+$ -центры (0,8—1,1 мкм) и  $F_2^-$ -центры (1,1—1,3 мкм) в кристаллах LiF.

Характерной чертой лазеров на  $F$ -центрах является использование в качестве примесных центров, погруженных в кристаллическую матрицу, собственных точечных дефектов матрицы, спектр которых позволяет осуществлять четырехуровневый цикл оптической накачки в широких линиях люминесценции ближнего ИК диапазона.

*Полупроводниковые лазеры* (лекции 24 и 25). Генерация осуществляется в импульсном и непрерывном режимах на межзонных рекомбинационных переходах прямозонных полупроводников. Инверсия достигается путем создания неравновесных носителей в зоне проводимости и в валентной зоне. Для получения инверсии необходимо, чтобы квазиуровни Ферми носителей находились внутри соответствующих разрешенных зон, т. е. чтобы выполнялось условие

$$F_n - F_p > E_g. \quad (24.13)$$

В инжекционных полупроводниковых лазерах неравновесные электроно-дырочные пары создаются постоянным током, осуществляющим инжекцию носителей в область  $p-n$ -перехода полупроводникового диода. Достижение инверсии существенно облегчается при применении в лазерных диодах сильно легированных полупроводников, электронный и дырочный газы в  $n$ - и  $p$ -областях которых глубоко вырождены. При этом большая плотность состояний в зонах приводит к высоким значениям коэффициента усиления. Ширина спектральной области, в которой возможно усиление, задается условием для частоты усиливаемых фотонов

$$E_g < \hbar\omega < F_n - F_p. \quad (24.14)$$

Инжекционные лазеры реализованы во многих однодолинных прямозонных полупроводниках. Одним из лучших является лазер на арсениде галлия ( $\lambda = 0,84$  мкм). Изготовление  $p-n$ -переходов лазерных диодов в виде так называемых гетероструктур снижает пороговый ток инжекции и позволяет осуществлять непрерывный режим генерации при комнатной температуре. Размеры активной области диодных лазеров не превышают нескольких микрометров, поэтому излучаемая одним лазером мощность невелика и в непрерывном режиме не превосходит нескольких ватт.

Диапазон длин волн определяется шириной запрещенной зоны используемого полупроводника. Кристаллы переменного состава позволяют перекрывать широкий диапазон. В зависимости от состава система AlGaAs дает излучение в области 0,63—0,90 мкм, система AlGaSb — в области 1,2—1,80 мкм, система GaInAs —

в области 0,9—3,4 мкм. Твердые растворы PbSnTe и CdHgTe позволяют создавать лазеры до длин волн 30—40 мкм.

Плавная перестройка длины волны излучения диодного лазера возможна изменением температуры кристалла, всесторонним сжатием кристалла, магнитным полем.

Характерным для инжекционных лазеров является получение инверсии путем создания неравновесных носителей в *p*- и *n*-областях полупроводникового диода накачкой постоянным током. Из этого следует компактность, большой к. п. д., малая инерционность, широкий диапазон и возможность плавной перестройки длины волны излучения полупроводниковых лазеров.

*Лазеры на свободных электронах* (лекция 26). Излучение наблюдается при прохождении релятивистского электронного пучка через пространственно-периодическое внешнее поле. Наиболее часто используется распространение релятивистских электронов вдоль оси так называемого ондулятора, т. е. вдоль оси магнита, поле которого постоянно во времени и периодически-переменно в пространстве. Вынужденное ондуляторное излучение возникает, когда вдоль оси ондулятора параллельно электронному пучку распространяется внешняя электромагнитная волна частоты, несколько меньшей резонансной частоты взаимодействия  $\omega_0$  (см. формулу (26.7)).

Усиление излучения происходит в области локализации электронного пакета при его прохождении через ондулятор. Зеркала резонатора, в который помещен ондулятор, удерживают пуч усиленного излучения внутри лазера до прихода в ондулятор следующего электронного пакета, после чего усиление повторяется. Многократное повторение этого процесса приводит к импульсной генерации. Длина волны излучения определяется периодом ондулятора  $\Lambda$  и релятивистским фактором  $\gamma$ :

$$\lambda = \Lambda / 2\gamma^2. \quad (26.2)$$

В реальных конструкциях энергии электронов 25—50 МэВ соответствует излучение в средней части ИК диапазона.

Характерным для лазеров на свободных электронах является использование в них в качестве активной среды системы частиц, не являющейся принципиально квантовой, а допускающей классическое рассмотрение. Следствием этого является, в частности, непрерывность спектра возможных частот генерации, а значит, и легкость перестройки длины волны излучения, определяемой для этих лазеров значением энергии электронов в релятивистском пучке.

\* \* \*

Основное содержание наших лекций было посвящено изложению физических основ квантовой электроники и рассказу о способах использования эффекта индуцированного испускания в

системах с дискретными уровнями энергии для усиления и генерации электромагнитных волн. Как уже говорилось, квантовая электроника почти исключительно является электроникой связанных состояний, электроникой, в которой монохроматические излучения генерируются преимущественно на фиксированных частотах.

Возможность перестройки частоты лазерного излучения, соответствующего переходам между связанными состояниями, возникает по мере увеличения подверженности состояния внешним воздействиям, уширяющим линию перехода. Примерами могут служить молекулярные лазеры высокого давления, лазеры на красителях или центрах окраски и т. п. Когда же степень связанности электрона резко падает и вместо уширенных внешним воздействием дискретных уровней энергии возникают широкие энергетические зоны разрешенных состояний, перестройка длины волны излучения существенно облегчается, как это видно на примере диодных полупроводниковых лазеров. Следующий шаг — это переход к свободным электронам, обладающим непрерывным спектром и потому позволяющим производить простую перестройку длины волны излучения путем изменения энергии ускоренных электронов.

### *Заключение.* ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ

*Новые длины волн лазерного излучения. ИК диапазон. Видимая область. Методы нелинейной оптики, генерация гармоник, разностных частот. ВКР-лазеры. Дальняя УФ область, рентгеновская область. Гамма-лазеры. Области применения лазеров.*

Одна из основных задач квантовой электроники заключается в расширении диапазона длин волн излучения лазеров, прежде всего для еще не освоенных лазерными методами областей спектра. В заключение наших лекций остановимся кратко на имеющихся в настоящее время перспективах решения этой задачи.

Наиболее общим методом освоения квантовой электроникой всего оптического диапазона — от далекого ИК до далекого УФ излучения — является разработка соответствующих лазеров на свободных электронах (см. лекцию двадцать шестую). Но эти лазеры еще не вышли из стадии предварительных, главным образом теоретических, исследований. Они сложны технически и резко отличаются от сложившегося в квантовой электронике представления о лазерах. Поэтому большое значение имеют разработки новых лазеров, основанные на традиционных методах квантовой электроники.

В ИК, в том числе в далекой ИК (субмиллиметровой), области спектра перспективным оказался метод оптической накачки молекулярных газов. Из-за узости линий поглощения, в отличие



от твердых тел, накачка в газах должна быть резонансной, т. е. лазерной. Ввиду богатства колебательно-вращательных спектров молекул получение инверсии возможно во многих схемах оптической накачки их колебательных уровней. В принципе, инверсия достижима на переходах между возбужденными уровнями, принадлежащими разным колебательным модам молекулы (т. е. на составных колебаниях при накачке одного из них); между возбужденными уровнями одной и той же колебательной моды при накачке на обертоне этой моды; между вращательными уровнями основного и (или) возбужденного колебательного состояния при накачке на основном колебательно-вращательном переходе. В последнем случае генерация наблюдается, как правило, в субмиллиметровом диапазоне.

Наиболее перспективными оказались методы получения инверсии между возбужденными колебательными уровнями при накачке составного колебания ( $\text{CF}_4$ -лазер,  $\nu \approx 600 \text{ см}^{-1}$ ) и между возбужденными колебательными уровнями той же полосы, в которой происходит накачка, с дефектом вращательных квантов ( $\text{NH}_3$ -лазер,  $\nu \approx 800 \text{ см}^{-1}$ ).

Субмиллиметровые вращательно-вращательные лазеры, а также  $\text{NH}_3$ - и  $\text{CF}_4$ - и им подобные колебательно-колебательные лазеры работают при накачке излучением  $\text{CO}_2$ -лазеров (см. лекции пятнадцатую и шестнадцатую). Интерес к накачке молекулярных газов излучением  $\text{CO}_2$ -лазеров обусловлен возможностью значительно расширить освоенный квантовой электроникой диапазон длин волн в область 10—50 мкм и получить в этой области источники излучения перестраиваемой частоты. При этом существенной является возможность эффективного переноса в более длинноволновую часть спектра уникального набора свойств  $\text{CO}_2$ -лазеров.

В видимой и близких к ней областях спектра перспективными методами получения новых линий генерации является создание новых, более сложных эксимерных молекул, таких как эксиплексы (возбужденные комплексы)  $\text{ArF}_2^*$ ,  $\text{XeCl}_2^*$ ,  $\text{XeBr}_2^*$ , а также эксимеров — окислов благородных газов. Перспективна фотодиссоциация паров сложных молекул, приводящая к появлению возбужденных димеров (например, диссоциация дигалогенидов кадмия, цинка и ртути, дающая димеры  $\text{CdI}^*$ ,  $\text{ZnI}^*$ ,  $\text{HgI}^*$ ,  $\text{HgBr}^*$ ,  $\text{HgCl}^*$ ), или диссоциация сложных галогенсодержащих соединений, дающая возбужденные интергалогены типа  $\text{IF}^*$ . Интересно использование рекомбинационного свечения молекул  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{Cl}_2$  и т. п. По-видимому, газовые лазеры упомянутых сейчас типов весьма перспективны для достаточно плотного освоения линиями излучения всей видимой области спектра. Уже сейчас известны длины волн излучения новых эксимерных и фотодиссоциационных лазеров на 310, 440, 475, 490, 503, 520, 555, 656 нм и т. д.

В видимой и ИК областях спектра еще далеко не исчерпаны возможности твердотельных лазеров, как на кристаллах с примесью ионов переходных элементов, так и на кристаллах с центрами окрашивания. Так, недавно была продемонстрирована генерация на электронно-колебательных переходах полосы  ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$  иона  $\text{Cr}^{3+}$  в гадолиний-скандий-галлиевом гранате. Дальнейший поиск перспективных матриц и примесных ионов, а также управление процессами миграции энергии и сенсibilизации должны привести к существенному расширению области спектра, освоенной лазерами подобного типа.

Аналогично, следует ожидать появления все новых и новых лазеров на центрах окрашивания, позволяющих продвигаться в те диапазоны, где отсутствуют перестраиваемые лазеры сколько-нибудь высокой мощности. Примером могут служить лазеры для области 2—3 мкм на  $F$ -центрах в кристаллах  $\text{KCl}$  или  $\text{RbCl}$  с литием.

Особое место в квантовой электронике занимают методы нелинейной оптики, широко развиваемые, в частности, для преобразования частот лазерных излучений. Эти методы носят достаточно общий характер и должны быть предметом специального курса лекций. Однако, говоря о возможностях расширения спектра частот лазерного излучения, нельзя не остановиться на методах нелинейной оптики. В лекции третьей мы, следуя С. И. Вавилову, ввели понятие нелинейной оптики, обсуждая уменьшение поглощения света средой при увеличении интенсивности облучения (эффект насыщения). Распространение волны в среде описывается линейными уравнениями только тогда, когда оптические константы среды не зависят от поля волны. Соответствующая этой ситуации оптика является линейной. Когда же оптические константы среды начинают зависеть от интенсивности распространяющейся в ней световой волны, уравнения становятся нелинейными, и мы приходим к нелинейной оптике.

Основанные на нелинейных процессах методы преобразования частот монохроматического электромагнитного излучения, такие как детектирование, генерация гармоник, разностных и суммарных частот, хорошо развиты в классической электронике. Высокая интенсивность, направленность и монохроматичность лазерных излучений дали возможность широкого использования этих радиотехнических методов в оптическом диапазоне. Большой вклад в развитие методов нелинейной оптики и, прежде всего, для преобразования частот лазерного излучения внес Р. В. Хохлов.

Говоря по необходимости кратко, мы ограничимся только упоминанием двух фундаментальных положений, лежащих в основе нелинейно-оптических методов преобразования частот лазерного излучения.

Во-первых, под действием сильного поля восприимчивость среды становится нелинейной. Это означает, что в разложении

поляризации среды по полю становятся существенными коэффициенты пропорциональности при высших степенях напряженности электрического поля световой волны:

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots,$$

где  $\chi^{(n)}$  ( $n > 1$ ) называются нелинейными восприимчивостями  $n$ -го порядка. Отсюда вытекает, что при воздействии интенсивного монохроматического поля поляризация, т. е. дипольный момент единичного объема среды, осциллирует не только на основной частоте, но и на ее гармониках. Под воздействием излучения, содержащего более чем одну частоту, возникают также осцилляции и на суммарных и разностных частотах. В результате поле излучения, распространяющегося в нелинейной среде, содержит гармонические составляющие и составляющие на суммарных и разностных частотах.

Во-вторых, необходимым условием эффективного преобразования частоты является наличие фазового синхронизма волн исходной и желаемой частот, обеспечивающего накопление эффекта преобразования на всей длине нелинейного материала. Это связано с тем, что в оптике, в отличие от радиодиапазона, размеры области нелинейного взаимодействия, как правило, существенно превышают длину волны, и взаимодействие происходит в режиме бегущих волн.

Очевидна та роль, которую играет наличие нелинейного материала, соответствующего задаче преобразования лазерного излучения заданной частоты в требуемый диапазон. Для генерации гармоник в видимой области с наибольшим успехом применяются такие кристаллы, как ADP (дигидрофосфат аммония), KDP (дигидрофосфат калия), иодат и ниобат лития, ниобат натрия-бария и т. п. Для генерации разностных частот, позволяющей плавно перекрывать ИК область спектра вплоть до 20 мкм, нашли применение такие кристаллы, как селенид галлия, тиогаллат серебра, германосфид цинка, арсеногерманат кадмия и т. п.

Следует подчеркнуть, что при генерации гармоник для видимой и ближней УФ областей спектра достигнуты высокие эффективности преобразования. Интенсивность получаемых таким образом излучений по порядку величины совпадает с интенсивностью исходного излучения рубиновых, неодимовых лазеров, лазеров на красителях. Однако в ИК области излучение на разностных частотах остается все еще малоинтенсивным, достигая долей миллиджоуля в импульсном режиме и долей милливатта при высокой частоте следования импульсов. Здесь еще многое надо сделать.

Использование твердых тел как нелинейных материалов ограничено областью их спектральной прозрачности. Для продвижения в более далекие области УФ излучения большой интерес представляют атомы и молекулы, находящиеся в газовой фазе. Уменьшение плотности среды в газах может быть скомпенсировано увеличением нелинейных восприимчивостей, обусловленным

близостью частот взаимодействующих полей к резонансу. Так как резонансные линии в газах узки, а вне резонансов газы прозрачны, то газовые среды пригодны для реализации нелинейных взаимодействий от ИК до далекого УФ и мягкого рентгеновского излучений.

Большим достоинством газов является возможность управления фазовым синхронизмом путем смещения различных газов, обладающих различной зависимостью показателя преломления от длины волны. При интенсивностях основного излучения  $10^{14}$ — $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> в парах щелочных металлов и в благородных газах осуществляется генерация 5-й, 7-й, 9-й гармоник, дающая излучение в области 100—40 нм. Эффективность преобразования, как правило, очень низка. К настоящему времени для области 100 нм в лучших случаях эффективность достигает значения  $10^{-5}$ . Генерируемая мощность достигает сотен ватт в импульсах пикосекундной длительности. Это является большим достижением, но на основании таких результатов говорить об освоении дальнего УФ диапазона источниками лазерного излучения еще рано.

К числу нелинейных эффектов, которые с успехом могут быть использованы для преобразования частот лазерного излучения, относится комбинационное рассеяние света. Наиболее часто применяется рассеяние на колебаниях молекул. Энергия взаимодействия молекул со световой волной определяется квадратом напряженности поля волны. При больших интенсивностях падающего излучения суммарное воздействие электрических полей падающего и рассеянного света приводит к тому, что сила, действующая на молекулы, содержит заметную составляющую на разностной частоте этих полей. Но по смыслу эффекта комбинационного рассеяния эта частота равна частоте собственных колебаний молекулы. Происходит резонансная раскачка молекулярных колебаний, что приводит к росту интенсивности рассеяния.

В свою очередь, рост интенсивности рассеянного света вызывает усиление колебаний молекул рассеивающей среды и т. д. Образуется обратная связь. В результате наблюдается эффект вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Поместив рассеивающую таким образом среду в резонатор, мы получаем так называемый ВКР-лазер. Сдвиг частоты излучения ВКР-лазера по отношению к частоте лазера накачки кратен частоте собственных колебаний молекул рассеивающей среды, активных в комбинационном рассеянии. ВКР-лазеры могут быть реализованы с привлечением не только колебаний, но и вращений молекул. К. п. д. преобразования излучения накачки в желаемое излучение может быть весьма велик и, в принципе, ограничен только стоксовыми потерями.

Вынужденное комбинационное рассеяние является перспективным способом преобразования частоты лазерного излучения в заданную область спектра и широко применяется с использова-

нием таких лазеров, как эксимерные, химические, неодимовые,  $\text{CO}_2$ -лазеры. Очевидна также часто используемая возможность последовательного изменения частоты при каскадном использовании эффекта комбинационного рассеяния света.

Методы нелинейной оптики весьма продуктивны, но их использование ограничено существующими лазерами, а в областях далекого УФ и рентгеновского излучений мало эффективно. Для реального освоения новых, все более и более коротковолновых диапазонов необходимо развитие непосредственных методов создания инверсии населенностей.

В предыдущем изложении речь шла о методах расширения диапазона длин волн лазерного излучения, в значительной мере уже реализованных и начинающих входить в повседневную практику квантовой электроники. Сейчас мы остановимся на перспективных вопросах, разработанных в существенно меньшей степени.

Рассмотрим сначала далекий УФ диапазон. К далекому УФ диапазону принято относить излучение в области длин волн 1—50 нм. В коротковолновой своей части далекий УФ диапазон смыкается с диапазоном мягкого рентгеновского излучения.

Как уже отмечалось в лекции восемнадцатой, трудности освоения УФ диапазона носят принципиальный характер. Как следует из формулы (18.6), коэффициент усиления по мере продвижения во все более и более коротковолновый диапазон падает как  $\nu^{-5}$ . Столь сильное падение усиления с ростом частоты требует резкого увеличения интенсивности накачки, что должно приводить к чрезвычайно большим энергозатратам на создание инверсии.

Рассмотрим последовательно, основываясь на материале обзорной статьи Ф. В. Бункина, В. И. Держиева и С. И. Яковленко «О перспективах усиления света далекого УФ диапазона» (Квантовая электроника, 1981, т. 8, вып. 8, сс. 1621—1649), существенные стороны обсуждаемой проблемы. Отметим сначала, что при анализе возможностей создания лазеров в далеком УФ диапазоне целесообразно ограничиться вопросами достижения инверсии населенностей, приводящей к сильной сверхсветимости. Обсуждение проблем, связанных с созданием обратной связи в этом чрезвычайно коротковолновом диапазоне, преждевременно. На резонаторы в их классической двухзеркальной форме для далекого УФ диапазона рассчитывать трудно, хотя схемы с распределенной обратной связью, по-видимому, возможны. Главной является, конечно, проблема создания инверсии.

Рассмотрим теперь вопрос о выборе активной среды; вспомним, что длине волны 1 нм соответствует энергия кванта излучения 1240 эВ. Вместе с тем наибольшее изменение энергии внешнего (оптического) электрона нейтрального атома на переходах между дискретными уровнями не может превышать значения энергии, необходимой для отрыва этого электрона от атома. Из всех элементов периодической таблицы наивысшим значением

соответствующего потенциала ионизации обладает атом гелия (24,6 эВ). Переходы с энергиями в сотни электронвольт могут осуществляться только между уровнями энергии внутренних электронов многоэлектронных атомов. Но спектроскопия многоэлектронных конфигураций плохо разработана, кинетика релаксационных процессов сложна, наличие многих каналов радиационного распада возбужденных состояний серьезно ослабляет надежность теоретического анализа и затрудняет экспериментальное изучение процессов возбуждения и релаксации таких систем. Поэтому основной интерес представляет анализ возможностей усиления на переходах во внешних оболочках многозарядных ионов. В случае, например, водородоподобных ионов железа, меди, цинка и т. п. единственный оставшийся электрон так сильно прижат к ядру, что переходы между его уровнями энергии соответствуют коротковолновой части далекого УФ диапазона. Аналогична ситуация с гелие- и неоноподобными ионами атомов, более тяжелых, чем гелий и неон соответственно. Современные технические средства, такие как лазерный пробой, электронные пучки, позволяют создавать плазму, содержащую требуемые многозарядные ионы.

Возможны многие методы создания инверсии на переходах во внешней оболочке многозарядного иона. Наиболее перспективной представляется схема рекомбинационной накачки верхнего рабочего состояния при радиационном опустошении нижнего рабочего состояния. Практически при любом виде столкновительной рекомбинации электрон сначала попадает в высоковозбужденное состояние, а затем, совершив серию каскадных переходов, оказывается в основном состоянии. Если одно из возбужденных состояний в этом каскаде распадается быстрее, чем вышележащее, то в рекомбинирующей плазме возникает инверсия, существующая до тех пор, пока столкновительный рекомбинационный поток преобладает над ионизацией и возбуждением. Такая рекомбинационно-неравновесная плазма должна быть переохлажденной, т. е. ее электронная температура должна быть относительно низка. Для сохранения неравновесности необходимо охлаждать плазму достаточно быстро, время охлаждения должно быть меньше времени рекомбинации.

Отметим, что здесь просматривается аналогия с газодинамическим методом создания инверсии (см. лекцию шестнадцатую). В случае охлаждения при разлете плазменного цилиндра оценку времени охлаждения можно сделать, считая его по порядку величины равным отношению начального радиуса цилиндра к скорости движения границы. При радиусе цилиндра  $10^{-2}$  см, скорости разлета  $10^6$ — $10^7$  см/с время охлаждения оказывается равным 1—10 нс. Время рекомбинации определяется выбранной схемой уровней и типом иона, механизмом опустошения нижнего рабочего состояния, параметрами плазмы, длиной волны искомой генерации. В наиболее перспективном случае радиационного опу-

стошения нижнего уровня водородоподобного иона при создании инверсии на переходе  $n = 4 \rightarrow n = 3$ , где  $n$  — главное квантовое число, требование рекомбинационной неравновесности ограничивает снизу длину волны генерации значением 2—3,5 нм.

Более существенно, однако, что возможность продвижения в область  $\lambda \approx 1$  нм ограничена не временем охлаждения, а необходимым энерговкладом. В рассматриваемой схеме оказывается, что пороговое значение энерговклада с уменьшением длины волны нарастает столь сильно, что при переходе от  $\lambda = 10$  нм к  $\lambda = 1$  нм значение требуемого энерговклада увеличивается от 3 кДж/см<sup>3</sup> до 0,3 ГДж/см<sup>3</sup>.

Не останавливаясь на трудностях формирования плазменного сгустка с нужными для генерации далекого УФ излучения параметрами, отметим, что генерация в рекомбинационно-неравновесной плазме инертного газа с парами металлов получена в видимом и непосредственно примыкающих к нему областях ИК и УФ диапазона на многих линиях (около 40) переходов однократных ионов Be, Mg, Al, Ca, Sr, Sn, Ba, Pb и т. д. Показана эффективность радиационного опустошения нижних рабочих уровней. Начали появляться сообщения о наблюдении инверсии населенностей в рекомбинирующей плазме лазерного пробоя на переходах многозарядных тяжелых ионов в далеком УФ диапазоне.

По-видимому, создание эффективных источников индуцированного излучения далекого УФ диапазона представляется вполне реальным.

Выше мы рассмотрели только один из возможных подходов к решению этой важной задачи квантовой электроники. Рекомбинационную неустойчивость плазмы можно создавать и стационарно поддерживать внешним источником интенсивного ионизирующего излучения. Если источник достаточно интенсивен ( $10^{15}$ — $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>), то нет необходимости разделять во времени процессы ввода энергии в плазму и охлаждения электронов. Тогда ограничение снизу на длину волны генерируемого излучения, обусловленное малостью времени охлаждения, может быть снято, и становится возможной генерация рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 0,1—1 нм на переходах между водородоподобными состояниями многократных ионов тяжелых атомов.

Подчеркнем еще раз, что создание лазерных источников далекого УФ и рентгеновского излучений является одной из важнейших задач квантовой электроники. Эта задача еще далеко не решена, хотя теоретические предпосылки и первые экспериментальные свидетельства возможности ее решения существуют.

Гораздо более сложным является вопрос о возможности создания гамма-лазеров, генерирующих монохроматическое электромагнитное излучение с энергиями фотонов в диапазоне десятков — сотен килоэлектронвольт (длины волн в диапазоне от десятых до тысячных долей нанометра). При анализе перспектив разработки гамма-лазеров возникают проблемы, относящиеся ко

многим научным дисциплинам. Кроме квантовой электроники, это — оптическая и ядерная спектроскопия, химия, кристаллография, физика твердого тела, нейтронная физика.

Основываясь на материале обзорной статьи Дж. Болдуина, Дж. Соулема и В. И. Гольданского «Подходы к разработке гамма-лазеров» (Review of Modern Physics, 1981, v. 53, Part I, pp. 687—744), рассмотрим некоторые из существенных сторон обсуждаемого вопроса.

Отметим прежде всего, что энергия квантов гамма-излучения соответствует, как это хорошо известно, внутриядерным переходам. Поэтому большое внимание привлекает возможность использования переходов между стационарными состояниями ядерных изомеров. Многие ядра, как стабильные, так и радиоактивные, обладают изомерными состояниями с большими временами жизни. Так, в области энергий переходов 6—120 кэВ ( $\lambda \approx 0,2—0,01$  нм) существуют ядра, изомерные состояния которых обладают временами жизни от нескольких наносекунд до часов. Это обусловлено тем, что соответствующие радиационные переходы сильно запрещены по сравнению с рентгеновскими переходами тех же энергий между связанными электронными состояниями атома.

Импульс отдачи при испускании гамма-кванта передается испутившему этот квант ядру. Законы сохранения энергии и импульса приводят к тому, что для свободных или слабо связанных ядер тепловое движение вызывает сильный сдвиг и уширение линий излучения. Когда же излучающее ядро связано в твердом теле, импульс отдачи передается всей решетке кристалла. В результате линии излучения много уже, чем в случае несвязанных ядер. Такое излучение «без отдачи», обладающее практически несмещенной интенсивной линией почти естественной ширины, называют эффектом Мёссбауэра. К числу ядер, для которых наблюдалось мёссбауеровское излучение, относятся изотопы  $^{57}\text{Fe}$ ,  $^{67}\text{Zn}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  и т. д.

Для усиления необходима инверсия населенностей. В ядерных реакциях и при радиоактивном распаде возможна такая ситуация, при которой соотношение скоростей образования и спонтанного распада тех или иных дочерних ядер благоприятно образованию инверсии на мёссбауеровских переходах в ядрах, подобно тому как это наблюдается в рекомбинирующей неравновесной плазме на электронных переходах многозарядных ионов. Возбуждение ядер может осуществляться интенсивным нейтронным облучением кристалла, содержащего такие присадки, которые могут превратиться в требуемые мёссбауеровские ядра, а также радиохимическим, механическим или лазерным методом выделения нужных продуктов ядерной реакции, их последующей концентрации и кристаллизации до того, как они потеряли инверсию. Возможна также комбинация нейтронного и гамма-облучения кристалла и т. д.



Кристалл, содержащий мёссбауеровские ядра, требует возможно более глубокого охлаждения с целью сужения линии излучения. Форма кристалла обычно предполагается иглообразной, объем его оценивается в зависимости от длины волны величиной  $10^{-7}—10^{-9}$  см<sup>3</sup>, плотность возбужденных состояний — величиной  $10^{17}—10^{19}$  см<sup>-3</sup>. При этом плотность энергии, запасенной этими состояниями, достигает исключительно высоких значений, исчисляемых сотнями и тысячами джоулей на кубический сантиметр. Полный энерговклад при накачке должен быть, очевидно, существенно выше. Отсюда вытекает однократность и взрывной характер предполагаемого режима работы и видны трудности его реализации.

Существует много предложений различных схем создания гамма-лазеров, много теоретических исследований предполагаемых режимов работы, вскрыто много противоречий, указаны многие технические и технологические трудности, рассмотрены способы их преодоления. Однако все еще отсутствуют сообщения о результатах экспериментальных исследований, которые можно было бы рассматривать как продвижение на пути к созданию гамма-лазеров.

Так как возможные области применения монохроматических излучений на длинах волн, сравнимых или даже меньших атомных размеров, представляются практически неограниченными как в фундаментальных исследованиях, так и в приложениях, то поиски реализуемых путей создания гамма-лазеров активно продолжаются.

В заключение целесообразно подчеркнуть, что, хотя исследования, разработка и промышленный выпуск лазеров составляют предметную основу квантовой электроники, ее содержание далеко не исчерпывается только основами физики лазеров или только лазерами. Квантовая электроника, создав в ИК, видимой и УФ областях спектра возможности предельной плотности энергии излучения в пространстве, во времени и в частотном интервале, привела к появлению и бурному развитию совершенно новых направлений науки и техники, каждое из которых должно быть предметом отдельного лекционного курса.

Упомянем некоторые из них.

В нелинейной оптике, о которой уже говорилось выше, разрабатываются методы генерации гармоник и разностных частот, создаются параметрические усилители и генераторы света, исследуются вынужденные рассеяния света, осуществляется обращение волнового фронта, изучаются возможности конструирования нелинейных адаптивных оптических систем. Большое место в работах по нелинейной оптике занимает изучение самовоздействий интенсивного света, при которых под действием света изменяются оптические характеристики среды, влияющие на условия распространения света в ней, в частности может происходить самофокусировка света.

В нелинейной спектроскопии исследуются когерентные процессы типа фотонного эха и световых нутаций, их спектроскопические применения, ведутся работы по спектроскопии насыщения, по внутридоплеровской спектроскопии, по стабилизации частоты излучения лазеров, развиваются спектроскопические применения когерентного антистоксова рассеяния света, изучаются процессы многофотонного поглощения света, многофотонной ионизации атомов и диссоциации молекул.

К нелинейной лазерной спектроскопии близко примыкает изучение процессов резонансных взаимодействий интенсивного лазерного излучения с веществом, приводящих к лазерному разделению изотопов, лазерному управлению химическими, в том числе биохимическими, реакциями, к возможности лазерного детектирования одиночных атомов и молекул.

К числу нерезонансных процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом относятся оптический пробой газов, лазерный разогрев плазмы пробоя, испарение металлов лазерным излучением, лазерная резка, сварка, закалка металлов, лазерная генерация звука, лазерная термохимия, разрушение прозрачных диэлектриков лазерным излучением и т. п. Большой интерес вызывает возможность получения с помощью лазеров высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза.

В голографии, интегральной оптике и волоконной оптической связи — разделах оптики, обязанных своим существованием квантовой электронике, применение лазеров дает принципиально новые возможности передачи, обработки и хранения информации.

Упомянем также бурно развивающиеся в последнее время лазерную биофизику и лазерную биохимию, а также медицинские применения лазеров.

Для многих из лазерных применений полезный эффект определяется прежде всего концентрацией энергии в месте взаимодействия в заданный отрезок времени. Число возможных применений такого силового воздействия очень велико. Главным свойством лазерного излучения, непосредственно используемым при этом, является его высокая пространственная когерентность и, следовательно, направленность.

Совершенно новую возможность — возможность сильного резонансного воздействия на вещество, обычно отсутствующую при электронно-лучевом, плазменном, взрывном и т. п. методах интенсивного воздействия, — дает монохроматичность лазерного излучения. Именно при резонансных взаимодействиях непосредственно используется вся совокупность свойств лазерного излучения.

Так, прежде всего, монохроматичность и перестраиваемость лазерного излучения открыли новые возможности в спектроскопии, резко увеличив чувствительность, разрешающую способность, быстродействие и дистанционность спектрометров, использующих лазеры. Здесь широкое применение нашли лазеры на красителях, на  $F$ -центрах, полупроводниковые лазеры.

Далее. Лазерное излучение не только монохроматично, но и интенсивно. Высокая интенсивность источников лазерного излучения приводит к нелинейной лазерной спектроскопии. Примером является когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС).

При воздействии на комбинационно-активную среду двумя монохроматическими излучениями с различающимися частотами (бигармоническая накачка) происходит эффективная раскачка молекулярных колебаний, если разность частот излучений накачки совпадает с частотой этих колебаний. В пространстве взаимодействия дополнительно к световым волнам устанавливается бегущая волна когерентно возбужденных молекулярных колебаний. Так как наличие возбужденных молекул меняет показатель преломления среды, содержащей молекулы, то бегущей волне возбуждения молекул соответствует бегущая волна изменений показателя преломления среды. Это эквивалентно бегущей фазовой дифракционной решетке. Как известно, дифракционная решетка обладает резонансными свойствами; она когерентно рассеивает падающий на нее свет, причем свет определенной длины волны отклоняется в определенных направлениях. Поэтому условия синхронизма для излучений накачки и рассеянного света выполняются на большой длине взаимодействия, если частота рассеянного света сдвинута на частоту молекулярных колебаний. Следовательно, для такого света происходит накопление эффекта, и бегущая дифракционная решетка или, что то же самое, бегущая волна модуляции с частотой колебаний молекул эффективно преобразует исходное лазерное излучение бигармонической накачки в излучение, сдвинутое по частоте в стоксову и антистоксову сторону. Наибольший интерес представляет более коротковолновое антистоксово излучение, позволяющее изучать возбужденные состояния молекул, процессы, идущие при высоких температурах, исследовать светящиеся среды, плазму и т. п.

Фиксируя частоту одного из излучений бигармонической накачки и перестраивая частоту другого так, чтобы разность этих частот плавно и контролируемо изменялась в исследуемой спектральной области, мы получаем возможность изучать эту область по спектральной зависимости величины эффекта когерентного антистоксова рассеяния света. Спектральное разрешение такого КАРС-спектрометра определяется шириной линии генерации используемых лазеров и в настоящее время составляет примерно 30 МГц ( $10^{-3}$  см<sup>-1</sup>). Сильная нелинейная зависимость сигнала КАРС от интенсивности накачки приводит к тому, что при острой фокусировке накачки рассеянное излучение генерируется областью малых размеров. Это приводит к высокому пространственному разрешению КАРС-спектроскопии, достигающему нескольких микрометров.

При резонансном взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом существенным является эффект насыщения. Например, при насыщении однородной составляющей неоднородно

уширенной доплеровской линии в ней выжигается узкий провал. Этот эффект приводит к нелинейной внутридоплеровской спектроскопии, разрешающая способность которой для газов низкого давления может достигать  $10^4$ — $10^6$  Гц.

Но спектроскопия высокого разрешения, в том числе нелинейная лазерная спектроскопия, не исчерпывает всего круга интенсивных резонансных взаимодействий. Высокая спектральная яркость лазерного монохроматического излучения может приводить к селективному протеканию процессов взаимодействия резонансного излучения с веществом.

При спектроскопическом исследовании предполагается, что свет не производит сколько-нибудь заметного необратимого воздействия на среду. При лазерной спектроскопии лазерное излучение не разрушает и заметно не возмущает исследуемой среды. Но лазеры в силу возможности высокой концентрации энергии позволяют, активно воздействуя на вещество, макроскопически существенно изменять состояние объекта воздействия. Набор возможных изменений многообразен. Это могут быть изменения координат и скоростей частиц облучаемого вещества, изменения их строения, фазовые переходы, выделение тех или иных компонент и т. п. Тогда, когда эти и им подобные изменения осуществляются монохроматическим лазерным излучением, а результат воздействия спектрально зависим, мы имеем дело с резонансным взаимодействием лазерного излучения с веществом. Это взаимодействие интенсивно, если вызванное резонансным поглощением излучения перераспределение населенностей заметно и проявляется в макроскопическом изменении свойств или поведения рассматриваемой системы.

Здесь надо сказать, что резонансное возбуждение заметной доли частиц, составляющих облучаемое вещество, существенно выводит всю эту систему из равновесия. Релаксационные процессы стремятся вернуть систему в равновесное состояние. Эти процессы, приводя в конечном счете к нагреву вещества, препятствуют селективному действию излучения. Поэтому главную проблему исследований и применений интенсивных резонансных взаимодействий составляют определение условий сохранения селективности резонансного воздействия и поиск методов выполнения этих условий.

Общая идея осуществления селективных фотопроцессов заключается в разделении всего процесса в целом по крайней мере на два этапа. Первый этап — это резонансное возбуждение заметного количества микрочастиц, которое относительно легко может быть селективным. Второй этап должен приводить к необратимому изменению физических свойств предварительно селективно возбужденных частиц, к фиксации возбуждения. Потеря селективности происходит главным образом на этом этапе, поэтому именно он подвергается наиболее тщательному изучению. В таких селективных процессах, как лазерное разделение изотопов, лазерная

очистка газов, лазерная фотохимия, основное применение нашли двух(много)ступенчатая ионизация и диссоциация, второй этап которых сводится к физическому отделению или химической фиксации фрагментов выделяемых атомов или молекул, получаемых при интенсивном лазерном облучении. Возможно также селективное лазерное управление процессами, протекающими на границе раздела между веществами, находящимися в существенно различных фазовых состояниях.

Высокая интенсивность лазерного излучения приводит к тому, что взаимодействие излучения с веществом не всегда может рассматриваться в рамках первого приближения теории возмущений. Тогда, если энергия взаимодействия поля излучения с атомом или молекулой сравнима с их характерной внутренней энергией или если переход из состояния в состояние соответствует поглощению нескольких квантов, становятся существенными так называемые многофотонные процессы, при которых происходит синхронное поглощение (испускание) нескольких фотонов. Суммарная энергия этих фотонов равна энергии перехода. Многофотонные процессы сильно расширяют возможности эффективного резонансного воздействия на вещество.

Дальнейшее развитие квантовой электроники, создание новых лазеров, расширение диапазонов длин волн лазерной генерации и областей плавной перестройки частоты лазерного излучения в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра существенно расширит область лазерных применений и увеличит их эффективность.

\* \* \*

В заключение приведем для удобства приближенные формулы и сделанные по ним оценки (см. таблицу) частот излучения и энергий квантов ряда лазеров в единицах, характерных для различных областей применения.

$$\nu = \frac{3}{\lambda} \cdot 10^{14} \text{ Гц}, \quad \frac{\nu}{c} = \frac{10}{\lambda} \cdot 10^3 \text{ см}^{-1},$$

$$h\nu = \frac{1,986}{\lambda} \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = \frac{1,986}{\lambda} \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = \frac{5,52}{\lambda} \cdot 10^{-24} \text{ кВт} \cdot \text{ч},$$

$$N_A h\nu = \frac{28,5}{\lambda} \text{ ккал/моль}, \quad \frac{h\nu}{k} = \frac{14,3}{\lambda} \cdot 10^3 \text{ К},$$

$$h\nu = \frac{1,24}{\lambda} \text{ эВ}.$$

В этих формулах  $\lambda$  — длина волны в микрометрах,  $c = 2,997925 \cdot 10^{10}$  см/с — скорость света,  $h = 6,626176 \cdot 10^{-34}$  Дж/Гц — постоянная Планка,  $N_A = 6,022094 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> — постоянная Авогадро,  $k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана; переводные множители единиц:

$$1 \text{ кал} = 4,1868 \text{ Дж}, \quad 1 \text{ эВ} = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Длины волн, частоты излучения и энергии квантов некоторых лазеров

Лазер	$\lambda$ , мкм	$\nu$ , $10^{14}$ Гц	$\nu/c$ , $10^8$ см $^{-1}$	$h\nu$ , $10^{-12}$ эрг	$h\nu$ , $10^{-19}$ Дж	$h\nu$ , $10^{-24}$ кВт·ч	$N \Delta h\nu$ , ккал/моль	$h\nu/h$ , $10^3$ К	$h\nu$ , эВ
He — Ne	0,633	4,74	15,8	3,14	3,14	8,72	45	22,6	1,96
	1,15	2,61	8,7	1,73	1,73	4,8	24,8	12,4	1,08
	3,39	0,885	2,95	0,586	0,586	1,63	8,4	4,22	0,366
Аргоновый	0,488	6,15	20,5	4,06	4,06	11,3	58,4	29,3	2,54
	0,5145	5,83	19,4	3,86	3,86	10,7	55,4	27,8	2,41
He — Cd	0,325	9,23	30,8	6,11	6,11	17	87,7	44	3,82
	0,4416	6,79	22,6	4,50	4,50	12,5	64,5	32,4	2,81
Медный	0,510	5,88	19,6	3,89	3,89	10,8	55,9	28	2,43
	0,578	5,19	17,3	3,44	3,44	9,55	49,3	24,7	2,15
CO <sub>2</sub>	9,6	0,312	1,04	0,207	0,207	0,575	2,97	1,49	0,129
	10,6	0,283	0,943	0,187	0,187	0,521	2,7	1,35	0,117
HF	2,7	1,11	3,7	0,74	0,74	2,04	10,5	5,3	0,46
Иодный	1,315	2,28	7,60	1,51	1,51	4,20	21,7	10,9	0,943
CO	5,5	0,545	1,82	0,36	0,36	1,00	5,18	2,6	0,225
Азотный	0,3371	8,90	29,7	5,89	5,89	16,4	84,5	42,4	3,68
KrCl	0,222	13,5	45,0	8,95	8,95	24,9	128	64,4	5,59
KrF	0,249	12,0	40,2	7,96	7,96	22,2	114	57,4	4,98
XeCl	0,308	9,74	32,5	6,45	6,45	17,9	92,5	46,4	4,03
XeF	0,352	8,52	28,4	5,64	5,64	15,7	81	40,6	3,52
Рубиновый	0,693	4,33	14,4	2,87	2,87	7,97	41	20,6	1,79
Неодимовый	1,06	2,83	9,43	1,87	1,87	5,21	27	13,5	1,17
Эрбиевый	2,94	1,02	3,40	0,675	0,675	1,88	9,69	4,86	0,422
Родаминовый	0,6	5,0	16,7	3,31	3,31	9,2	47,5	23,8	2,07
LiF — F <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1,0	3,0	10,0	1,986	1,986	5,52	28,5	14,3	1,24
LiF — F <sub>2</sub> <sup>-</sup>	1,2	2,5	8,33	1,66	1,66	4,6	23,7	11,9	1,03
GaAs	0,84	3,57	11,3	2,36	2,36	6,57	33,9	17,0	1,48

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
<b>ЧАСТЬ ПЕРВАЯ</b>	
<b>ОСНОВЫ ФИЗИКИ ЛАЗЕРОВ</b>	
<i>Лекция первая. Коэффициенты Эйнштейна . . . . .</i>	5
<i>Определение квантовой электроники. Индуцированные и спонтанные переходы, коэффициенты Эйнштейна. Когерентность индуцированного излучения.</i>	
<i>Лекция вторая. Ширина линии . . . . .</i>	12
<i>Соотношение неопределенностей «энергия — время», естественное время жизни, ширина спектра спонтанного излучения. Лоренцева форма линии. Вероятность индуцированных переходов при монохроматическом излучении. Однородное и неоднородное уширения. Гауссова форма линии при доплеровском уширении.</i>	
<i>Лекция третья. Усиление . . . . .</i>	21
<i>Поглощение и усиление. Активная среда. Сечение поглощения. Эффект насыщения. Плотность потока энергии насыщающего излучения. Импульсный режим, энергия насыщения.</i>	
<i>Лекция четвертая. Коэффициенты Эйнштейна и матричный элемент оператора перехода . . . . .</i>	30
<i>Волновые функции стационарных состояний. Уравнение Шредингера при наличии возмущений. Первое приближение теории возмущений. Суперпозиция волновых функций стационарных состояний. Вероятность перехода. Вычисление коэффициентов Эйнштейна для индуцированных переходов в двухуровневой системе. Матричный элемент оператора дипольного момента перехода. Осцилляции населенности верхнего уровня, частота Раби.</i>	
<i>Лекция пятая. Лазеры-усилители . . . . .</i>	39
<i>Усиление и генерация. Полоса пропускания усилителя бегущей волны. Шум квантового усилителя. Максимальная выходная мощность. Импульсный режим, максимальная выходная энергия, изменение формы импульса при нелинейном усилении.</i>	
<i>Лекция шестая. Генерация . . . . .</i>	50
<i>Открытый резонатор, его добротность. Регенерация резонатора при усилении. Прходной резонаторный усилитель. Отра-</i>	

жательный усилитель. Условия самовозбуждения. Условия резонанса. Частота генерации. Максимальная выходная мощность.

- Лекция седьмая. Открытые резонаторы** . . . . . 62  
Резонаторы в электронике. Переход к коротким волнам. Падение добротности и сгущение резонансов замкнутых объемов. Открытые резонаторы, прореживание спектра. Число Френеля. Моды. Время жизни моды пассивного резонатора. Дифракционные потери. Метод Фокса и Ли. Интегральное уравнение открытого резонатора.
- Лекция восьмая. Гауссовы пучки** . . . . . 71  
Конфокальный резонатор. Распределение поля. Гауссовы пучки. Размер пятна. Расходимость излучения. Радиус кривизны волнового фронта. Преобразование гауссовых пучков линзой. Согласование мод резонаторов. Фокусирование гауссовых пучков. Продольный и поперечный размеры фокальной области.
- Лекция девятая. Устойчивость резонаторов** . . . . . 81  
Устойчивость линзовых световодов. Световод с одинаковыми линзами. Световод с чередующимися линзами двух различных фокусных расстояний. Условие устойчивости, диаграмма устойчивости. Эквивалентность линзового световода и открытого резонатора. Типы устойчивых резонаторов. Селекция поперечных мод диафрагмой. Неустойчивые резонаторы.
- Лекция десятая. Неустойчивые резонаторы** . . . . . 90  
Геометро-оптическое рассмотрение. Коэффициент увеличения, потери на излучение. Симметричный резонатор, телескопический резонатор. Эквивалентное число Френеля. Селекция продольных мод. Частотная селекция, пространственная селекция тонкими поглотителями. Дисперсионные резонаторы.
- Лекция одиннадцатая. Синхронизация мод** . . . . . 100  
Генерация излучения в нескольких продольных модах. Нерегулярный характер спектра генерации. Затягивание мод. Синхронизация мод. Длительность и период следования импульсов при синхронизации мод. Активная и пассивная синхронизация. Самосинхронизация. Модуляция добротности. Провал Лэмба.
- Лекция двенадцатая. История квантовой электроники. Основные формулы** . . . . . 113  
История возникновения квантовой электроники. Квантовая природа света, индуцированное излучение, бозоны. Эйнштейн, Дирак. Первый мазер, радио и оптика. Радиоспектроскопия. Таунс, Прохоров, Басов. Метод трех уровней. Предложение открытого резонатора. Первые лазеры. Место квантовой электроники в оптике. Основные формулы квантовой электроники.

## ЧАСТЬ ВТОРАЯ

### ЛАЗЕРЫ

- Лекция тринадцатая. Газовые лазеры. Гелий-неоновый лазер** . . . 125  
Особенности газообразной активной среды. Основные методы возбуждения. Электрический разряд, газодинамика, химическое возбуждение, фотодиссоциация, оптическая накачка. Резонансная передача энергии возбуждения при столкновениях.



*Гелий-неоновый лазер. Схема уровней. Передача энергии возбуждения. Конкуренция линий излучения на волнах 3,39 и 0,63 мкм. Параметры разряда, параметры лазера.*

- Лекция четырнадцатая. Ионные лазеры. Лазеры на парах металлов** 137  
*Аргонный лазер. Схема уровней. Двухступенчатое возбуждение. Зависимость от плотности тока разряда. Условие инверсии. Эффект перекачки газа в разряде. Параметры лазера. Гелий-кадмиевый лазер. Пеннингговский механизм ионизации и возбуждения. Схема уровней. Катафорез. Параметры лазера. К. п. д. газоразрядных лазеров. Самоограниченные переходы. К. п. д., энергия, мощность лазеров на самоограниченных переходах. Медный лазер, схема уровней, параметры лазера.*
- Лекция пятнадцатая. CO<sub>2</sub>-лазеры** 149  
*Молекулярные лазеры. Требования к рабочему веществу мощных газовых лазеров с высоким к. п. д. Колебательные спектры молекул. P-, Q-, R-ветви. Нормальные колебания многоатомных молекул. CO<sub>2</sub>-лазер, общие сведения. Молекула CO<sub>2</sub>. Механизм инверсии. Роль азота и гелия. Лазеры с продольной прокачкой. Отпаянные лазеры.*
- Лекция шестнадцатая. CO<sub>2</sub>-лазеры (продолжение)** 163  
*Спектральные свойства CO<sub>2</sub>-лазеров. Вращательная структура. Полосы 00<sup>0</sup>1—10<sup>0</sup>0 и 00<sup>0</sup>1—02<sup>0</sup>0. Вращательная конкуренция. Перестройка частоты излучения. Плавная перестройка. Импульсный разряд. ТЕА CO<sub>2</sub>-лазеры. Самостоятельный и несамостоятельный разряды. Газодинамические лазеры.*
- Лекция семнадцатая. Химические лазеры** 173  
*Экзотермические реакции и колебательная энергия. Колебательно-поступательная, колебательно-колебательная и вращательно-поступательная релаксация. Полная и частичная инверсии. Скорость химической накачки. Цепные реакции. К. п. д. иницирования и химический к. п. д. Химические лазеры импульсного и непрерывного действия. Параметры лазеров. Иодный фотодиссоциационный лазер.*
- Лекция восемнадцатая. СО-лазеры, газовые лазеры на электронных переходах в молекулах** 185  
*Плато в колебательных населенностях. Частичная инверсия. Особенности спектра генерации СО-лазера. Электронные переходы в молекулах. Принцип Франка—Кондона. Азотный лазер. Водородный лазер. Эксимерные лазеры.*
- Лекция девятнадцатая. Вспомогательное излучение накачки в системах со многими уровнями энергии** 197  
*Лазеры на конденсированных средах со многими уровнями энергии. Метод вспомогательного излучения накачки. Трех- и четырехуровневые схемы. Безызлучательная релаксация в твердом теле. Матрица лазера на твердом теле. Рубин. Электронные конфигурации атомов и ионов переходных групп. Основные состояния трехвалентных ионов хрома и неодима.*
- Лекция двадцатая. Рубиновый и неодимовый лазеры** 208  
*Внутрикристаллическое поле. Уровни энергии иона хрома в корунде. Рубиновый лазер. Уровни энергии иона неодима. Неодимовый лазер. Лазерное стекло. Оптическая однородность, лучевая стойкость.*

- Лекция двадцать первая. Безызлучательная релаксация в твердом теле** . . . . . 218  
*Электрон-фононное взаимодействие. Слабая вибронная связь. Вероятность многофононной релаксации. Колебательный спектр матрицы. Максимальная длина волны. Примеры ионов неодима и эрбия. Ион-ионное взаимодействие. Эффективное затухание в системе слабосвязанных осцилляторов. Вероятность переноса энергии от донора к акцептору. Миграция энергии. Выбор оптимальных концентраций. Сенсibilизация.*
- Лекция двадцать вторая. Лазеры на красителях** . . . . . 234  
*Спектрально-люминесцентные свойства красителей. Схема уровней. Цикл оптической накачки. Перестройка частоты излучения. Паразитные процессы. Коэффициент усиления. Непрерывный и импульсный режимы. Пороговая накачка. Ламповая и лазерная накачка, непрерывный режим.*
- Лекция двадцать третья. Лазеры на центрах окраски** . . . . . 246  
*F-центры. Методы окрашивания кристаллов. Анионные вакансии в ШГК. F-, F<sub>2</sub>-, F<sub>2</sub><sup>+</sup>-, F<sub>2</sub><sup>-</sup>-центры. Спектры поглощения и люминесценции. Цикл оптической накачки. Параметры лазеров. Вибронные и бесфононные переходы. Ион хрома. Лазер на александрите.*
- Лекция двадцать четвертая. Полупроводниковые лазеры** . . . . . 257  
*Отличительные особенности полупроводниковых лазеров. Зоны разрешенных состояний. Прямозонные и непрямозонные полупроводники. Рекомбинационное свечение. Уровень Ферми, квазиуровни Ферми. Условие инверсии. Безызлучательная рекомбинация. Внутренний квантовый выход.*
- Лекция двадцать пятая. Полупроводниковые лазеры (продолжение)** . . . . . 266  
*Диодные инжекционные лазеры. Распределение носителей в полупроводниковом кристалле с p-n-переходом. Инжекция носителей. Зонная структура полупроводника с p-n-переходом. Вырожденный полупроводник с p-n-переходом. Зонная структура. Инверсия при инжекции носителей в p-n-переход вырожденного полупроводника. К. п. д. Мощность. Гетероструктуры. Диапазон длин волн излучения. Перестройка.*
- Лекция двадцать шестая. Лазеры на свободных электронах** . . . . . 277  
*Генерация СВЧ электронными потоками. Длина волны излучения и синхронизм для ультрарелятивистского электронного пучка. Усиление при ондуляторном излучении релятивистских электронов. Ондуляторный лазер на свободных электронах.*
- Лекция двадцать седьмая. Семнадцать наиболее известных лазеров** . . . . . 289  
*Краткие описания. Характерные особенности. Методы создания инверсии.*
- Заключение. Тенденции развития** . . . . . 301  
*Новые длины волн лазерного излучения. ИК диапазон. Видимая область. Методы нелинейной оптики, генерация гармоник, разностных частот. ВКР-лазеры. Дальняя УФ область, рентгеновская область. Гамма-лазеры. Области применения лазеров.*