

А.С. Перин, Л.И. Шангина

Квантовая и оптическая электроника

Учебное пособие

Томск
2018

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники

А.С. Перин, Л.И. Шангина

Квантовая и оптическая электроника

Учебное пособие для студентов, обучающихся по направлениям подготовки
«Инфокоммуникационные технологии и системы связи», «Радиотехника»,
«Радиоэлектронные системы и комплексы», «Специальные радиотехнические системы»

Томск
2018

УДК 621.391.1.519.8(075.8)

ББК 32.88-01я73

П 274

Рецензент:

Хатьков Н.Д., доцент кафедры сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники,
канд. техн. наук

Перин, Антон Сергеевич

П 274 Квантовая и оптическая электроника: учеб. пособие / А.С. Перин, Л.И. Шангина –
Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2018. – 302 с.

В учебном пособии рассматриваются следующие вопросы: взаимодействие квантовой системы с электромагнитной волной. Волновая теория излучения. Распределение электромагнитных колебаний. Параметры и характеристики ЭМВ: монохроматичность, когерентность, направленность. Взаимодействие квантовой системы с электромагнитной волной. Квантование свободного электромагнитного поля. Энергетические уровни атомов и молекул. Оптические переходы. Ширина и форма спектральных линий. Возможность усиления и генерации в квантовых системах. Некогерентные источники оптического излучения. Когерентные источники оптического излучения. Оптические резонаторы. Газовые, твердотельные, жидкостные, полупроводниковые оптические квантовые генераторы. Нелинейное взаимодействие электромагнитных полей. Параметрическое преобразование частоты. Трансформация оптического излучения. Электрооптические и акустооптические модуляторы оптического излучения. Физические принципы и основные элементы регистрации оптического излучения. Средства передачи оптического излучения. Оптическая обработка информации. Оптическая обработка информации.

Предназначено для студентов всех форм обучения, обучающихся по направлениям подготовки «Инфокоммуникационные технологии и системы связи», «Радиотехника», «Радиоэлектронные системы и комплексы», «Специальные радиотехнические системы».

УДК 621.391.1.519.8(075.8)

ББК 32.88-01я73

© Л.И. Шангина, Перин А.С., 2018

© Томск. гос. ун-т систем упр.

и радиоэлектроники, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

	Краткое содержание курса	6
	Введение	7
1	ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА	11
1.1	Волновая теория излучения	17
1.2	Распределение электромагнитных колебаний (ЭМК)	16
2	ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН	22
2.1	Монохроматичеость. Когерентность. Направленность.	29
3	ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КВАНТОВЫМИ СИСТЕМАМИ	35
3.1	Общая характеристика задачи взаимодействия поля с веществом	35
3.2	Взаимодействие квантовой системы с электромагнитной волной	40
3.3	Квантование свободного электромагнитного поля	46
4	ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ	49
4.1	Энергетические уровни атомов и молекул	50
4.2	Оптические переходы	57
4.3	Ширина и форма спектральных линий	70
5	УСИЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
5.1	Возможность усиления и генерации в квантовых системах	80
5.2	Явление насыщения перехода	89
6	ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ИСТОЧНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	92
6.1	Некогерентные источники оптического излучения	93
6.2	Когерентные источники оптического излучения	100
6.3	Методы накачки активного вещества	102
6.4	Оптические резонаторы	105
6.5	Пороговые условия генерации и мощность излучения	110
6.6	Формирование спектра излучения оптических генераторов	114
7	ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ	120
7.1	Газовые оптические квантовые генераторы	120
7.2	Твердотельные лазеры	147

7.3	Полупроводниковые оптические квантовые генераторы	162
7.4	Жидкостные оптические квантовые генераторы	179
8.	НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ	185
8.1	Нелинейное взаимодействие электромагнитных полей	185
8.2	Лазерные преобразователи частоты	188
8.3	Параметрическое преобразование частоты	195
8.4	Обращение волнового фронта лазерного пучка	201
8.5	Применение нелинейно-оптических эффектов	206
9.	ТРАНСФОРМАЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	209
10	ЭЛЕМЕНТЫ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ	219
10.1	Электрооптические модуляторы оптического излучения	220
10.2	Модуляция света акустическими волнами	234
10.3	Дефлекторы оптического излучения	242
10.4	Применение элементов управления оптическим излучением	245
11.	ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ РЕГИСТРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	253
11.1	Явление фотоэффекта	255
11.2	Параметры приемников излучения светового потока	253
11.3	Типы приемников излучения	268
12.	ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ	277
12.1	Структура системы оптической обработки сигналов	278
12.2	Преобразование Фурье в оптической системе	285
12.3	Пространственная фильтрация	293
12.4	Согласованная фильтрация	295
	СПИСОК РЕКОМЕНДОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	300

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ КУРСА

Настоящее пособие посвящено изложению сути физических процессов, происходящих в квантовой и оптической электронике.

Приводятся способы описания, параметры и характеристики электромагнитного излучения оптического диапазона. Подчеркивается важность характеристик излучения оптических генераторов с точки зрения их практического применения. Проводится сравнение оптических когерентных с обычными некогерентными источниками излучения. Приводится классификация когерентных и некогерентных источников оптического излучения.

Подробно изложены основы взаимодействия оптического излучения с квантовыми системами; энергетические состояния квантовых систем.

Рассматриваются условия перехода к режиму генерации, формирование спектров генерации, влияние различных факторов на ширину, форму и уширение спектральных линий, свойства резонаторов.

Описываются оптические явления в средах с различными агрегатными состояниями. Проводится анализ подбора активных сред для возможности усиления и генерации в оптическом диапазоне.

Сравниваются различные методы создания инверсной населенности. Насыщение усиления в активных средах. Нелинейные оптические эффекты.

Рассматриваются физические принципы и основные методы регистрации, модуляции, отклонения и трансформации оптического излучения.

Излагаются способы передачи и обработки оптической информации.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время трудно найти область науки и техники, где не приходилось бы сталкиваться с вопросами обработки сигналов и измерения их параметров. Постоянно растущий объём данных требует высоких скоростей обработки, необычайно большой ёмкости запоминающих устройств для записи и хранения информации. Возможности электронно-цифровых вычислительных машин (ЭЦВМ) ограничены малым объёмом оперативной памяти, малым быстродействием, отсутствием возможности многоканального ввода и вывода данных и т.д. В тех случаях, когда применение ЭЦВМ нецелесообразно, обработку проводят с помощью специализированных вычислительных устройств. Однако даже при простых алгоритмах обработки стремление максимально повысить быстродействие приводит к необходимости создания комплексных многоканальных устройств, техническая реализация которых является не простой задачей, но вполне реализуемой с помощью квантовой и оптической электроники

Квантовая электроника — новый раздел физики и техники. Наука, изучающая усиление, генерацию и преобразование электромагнитных волн в оптическом диапазоне. В настоящее время на базе квантовой электроники формируется оптическая электроника.

Оптическая электроника — наука об использовании оптического излучения для передачи, приёма, переработки, хранения, отображения информации методами электроники и микроэлектроники. Оптическая электроника, включает в себя описание закономерностей распространения оптических волн, описание законов, устройств генерации и приема этих волн, анализ процессов генерации, модуляции, усиления и детектирования.

Освоение новых диапазонов более высоких частот электромагнитного спектра является постоянно действующим закономерным процессом в вычислительных, информационных, радиоэлектронных системах.

Оптическими волнами называют электромагнитные волны, длина которых лежит в пределах от 0,01 до 1000 мкм. Этим волнам соответствуют колебания с частотами от $3 \cdot 10^{16}$ до $3 \cdot 10^{11}$ Гц.

По физическим свойствам и особенностям электромагнитных волн весь этот спектр частот не является однородным. Принято весь оптический спектр делить на диапазоны, в которых указанные свойства более однородны — это инфракрасные волны 0,75–1000 мкм, видимые волны 0,36–0,75 мкм и ультрафиолетовые волны 0,36–0,01 мкм.

Оптические методы и устройства генерирования и обработки сигналов обладают рядом специфических особенностей, как-то:

- возможность построения устройств, в которых скорость обработки определяется только скоростью распространения оптических сигналов;

- возможность параллельной, т.е. без применения сканирования, обработки информации, благодаря чему резко возрастает скорость переработки последней;

- большая информационная ёмкость оптических запоминающих устройств.

С появлением голографических методов записи и особенно с появлением объёмных голограмм стало возможным изготавливать запоминающие устройства практически любого объёма.

Согласно определению оптоэлектроники её характеризуют три основные черты:

1. Физическую основу оптоэлектроники составляют явления, методы, средства, для которых принципиальны сочетания и неразрывность оптических и электронных процессов.

2. Техническую основу оптоэлектроники определяют конструктивно-технологические концепции современной миниатюризации элементов; предпочтительное развитие твёрдотельных плоскостных конструкций, интеграция элементов, ориентация на специальные сверхчистые материалы, применение методов групповой обработки изделий, таких, как эпитаксия, фотолитография, диффузия, ионная имплантация и др.

3. Функциональное назначение оптоэлектроники состоит в решении задач информатики: генерации информации путём преобразования различных внешних воздействий в соответствующие электрические и оптические колебания, переносе информации, переработке информации по заданному алгоритму, хранении ин-

формации, неразрушающем считывании, стирании и отображении информации.

Оптоэлектроника объединяет достижения ряда областей науки и техники, а именно квантовой электроники, электронной оптики, светотехники, нелинейной оптики, голографии, волоконной оптики.

Известные в настоящее время методы оптической обработки информации условно можно разделить на три группы:

1) методы когерентной и некогерентной обработки сигналов, как случайных, так и детерминированных, основанные на теории пространственной фильтрации оптического изображения;

2) создание устройств обработки, ввода и вывода информации, памяти и логических схем с использованием электронно-оптических явлений;

3) методы оптической обработки, использующие в качестве носителя сигнала только световой поток.

Принципиальные достоинства оптоэлектроники обусловлены специфическими особенностями оптического диапазона, отличительными свойствами фотона как носителя информации, которые проявляются в следующих основных моментах.

Высокочастотность. Частота оптических колебаний на 3–5 порядков выше, чем в радиодиапазоне.

Острая фокусировка. Согласно дифракционной теории поток излучения может быть сфокусирован до пятна с линейным размером около $\lambda/2$. Минимальный шаг дискретности оптических воздействий составляет $\frac{\Phi}{\lambda^4}$. Плотность записи информации при этом может достигать $10^9 - 10^{10}$ Бит/см.

Направленность. Угловая расходимость луча, обусловленная дифракционными пределами $\alpha = \lambda/D$, составляет единицы или десятки угловых секунд, где D — апертура излучателя.

Развязка. Использование в качестве носителя информации электрически нейтральных фотонов обуславливает возможность осуществления бесконтактной оптической связи.

Визуализация. Так как оптоэлектроника охватывает и видимый диапазон спектра электромагнитных волн, то возможно преобразование электрической формы информации в зрительную форму.

Фоточувствительность. Это свойство преобразования поля излучения в адекватное ему электрическое поле (обычно видео-сигнал).

Пространственная модуляция. Поток фотонов может быть промодулирован не только во времени, но и в пространстве. Это открывает возможности параллельной обработки информации, что является непременным условием создания сверхпроизводительных вычислительных систем.

Недостатками являются:

Низкий КПД, не превышающий 10–20%, а если имеет место несколько преобразователей, например оптический — электрический — оптический, то КПД падает ещё ниже.

Деградация — снижение эффективности при воздействии температуры, проникающей радиации; ухудшение параметров при долговременной работе.

Преобразование оптического излучения в электрический сигнал и дальнейший анализ этого сигнала дает подробную информацию о наблюдаемом объекте. Приборы, в которых оптические сигналы преобразуются в электрические, называются оптоэлектронными. Функция оптоэлектронного прибора состоит в регистрации оптического излучения, идущего от источника, и в преобразовании принятого оптического излучения в электрический сигнал. Отсюда можно сделать вывод, что оптико-электрический прибор должен содержать некоторый источник оптического излучения. Далее, в приборе должна быть какая-то оптическая система, элементы которой фокусируют излучение источника на приемнике или канализируют (передают) излучение на приемник. Задача последнего — преобразование оптического сигнала в электрический. Наконец, оптоэлектронный прибор должен содержать электронные элементы, которые тем или иным образом обрабатывают и регистрируют электрические сигналы.

В дальнейшем будут подробно рассматриваться физические основы, параметры и характеристики каждого устройства из схемы оптоэлектронных приборов.

1. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Использование когерентного светового поля (лазерного излучения) в качестве переносчика информации позволяет создать достаточно гибкую систему обработки информации, способную обрабатывать большой объем данных в очень короткое время. Лазерный луч, несущий информацию, можно представить в виде суммы плоских монохроматических волн с различными параметрами (амплитуды напряженности поля E_0 ; частоты изменения поля во времени ω ; начальной фазы колебаний φ_0 ; вида поляризации; направления вращения поляризации; направления распространения волны).

Чем больший объем информации может быть закодирован в параметрах носителя информации, чем больше скорость его прохождения через систему обработки, тем больше быстродействие такого устройства.

Рассмотрим свойства электромагнитного излучения.

1.1 Волновая теория излучения

Спектральный диапазон всех устройств оптоэлектроники находится в интервале $0,2 \div 50$ мкм. Уход в более коротковолновую область привёл бы к возбуждению внутренних оболочек атомов, а более длинноволновое излучение не в состоянии вызвать ионизацию атомов.

Известно, что оптическому излучению присущ дуализм:

- в одной группе явлений проявляются его волновые свойства;
- в другой — корпускулярные, квантовые.

Волновая теория излучения включает в рассмотрение явления дифракции, интерференции, поляризации, магнито-электрооптических свойств среды.

Квантовая природа оптических излучений проявляется в тепловой генерации, различных видах люминесценции, фотоэффекте, процессах взаимодействия излучения с веществом и явлениях нелинейной оптики.

Теоретическую основу анализа электромагнитных явлений составляют уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot}\bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot}\bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}; \quad \operatorname{div}\bar{D} = \rho; \quad \operatorname{div}\bar{B} = 0, \quad (1.1)$$

и материальные уравнения

$$\bar{D} = \varepsilon\varepsilon_0\bar{E}; \quad \bar{B} = \mu\mu_0\bar{H}; \quad \bar{j} = \sigma\bar{E}, \quad (1.2)$$

где \bar{E} и \bar{H} — вектора напряженностей электрического и магнитного полей соответственно, \bar{D} — вектор электрического смещения, \bar{B} — вектор магнитной индукции, ρ — объёмная плотность заряда, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ε — относительная электрическая проницаемость среды, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, μ — относительная магнитная проницаемость среды, σ — удельная проводимость среды, j — плотность тока.

Относительно материальных уравнений нужно отметить следующее. Если материал — диэлектрик, поляризующийся под действием внешнего электрического поля, то в правую часть (1.2) добавляется вектор поляризованности

$$\bar{P} = \chi_e\bar{E}, \quad (1.3)$$

где χ_e — диэлектрическая восприимчивость вещества, определяющаяся объёмной плотностью наведённого дипольного момента.

Если среда обладает свойствами магнетика, намагничивающегося под действием внешнего магнитного поля, то добавляется вектор внутренней магнитной индукции

$$\bar{B}_{\text{ВНУТР}} = \chi_M\bar{H}, \quad (1.4)$$

где χ_M — магнитная восприимчивость, определяющаяся объёмной плотностью наведённого магнитного момента.

И, наконец, если на тело помимо электромагнитного поля (ЭМ) действуют ещё какие-либо силы электрической природы, то добавляется ещё следующее уравнение:

$$\bar{j}_{\text{СТ}} = \sigma\bar{E}_{\text{СТ}}, \quad (1.5)$$

где $\bar{E}_{\text{СТ}}$ — эффективная напряжённость электрического поля, характеризующая действие сторонних сил.

Совместное решение уравнений Максвелла сводится к приведению их к одному уравнению, называемому волновым, с которым связывают движение частиц. В общем случае движение час-

тицы описывается сложной функцией $U(r,t)$. Волновое уравнение незатухающих колебаний имеет вид

$$\nabla^2 U = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \quad (1.6)$$

где вместо U можно подставить $\varphi, \vec{E}, \vec{H}, \vec{A}$, c — скорость света.

Решением (1.6) для безграничного пространства является плоская монохроматическая волна, её векторный потенциал имеет вид

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[-j(\omega t - [\vec{k}; \vec{r}])], \quad (1.7)$$

где E_0 — амплитуда вектора \vec{E} (комплексный вектор); ω — круговая частота; \vec{r} — радиус-вектор произвольной точки поля; \vec{k} — волновой вектор.

Анализ гармонических процессов упрощается введением метода комплексных амплитуд, знакомого из курса электротехники и основ радиотехники. Напомним, что по формуле Эйлера

$$e^{j(\omega t + \varphi)} = \cos(\omega t + \varphi) + j \sin(\omega t + \varphi).$$

Поэтому установившиеся электромагнитные процессы, которым свойственны гармонические во времени колебания, можно записать в виде:

$$\vec{E} = \hat{e}_y E_{y0} [\cos(\omega t - kx + \varphi_0) + j \sin(\omega t - kx + \varphi_0)], \quad (1.8)$$

где \hat{e}_y — орт, показывающий направление распространения вектора напряженности электрического поля, φ_0 — начальная фаза.

Физический смысл имеет лишь действительная часть $\text{Re}[\vec{E}]$, т.е. линейная комбинация синусов и косинусов.

То же самое можно записать для \vec{H}

$$\vec{H} = \hat{e}_z H_{z0} [\cos(\omega t - kx + \varphi_0) + j \sin(\omega t - kx + \varphi_0)], \quad (1.9)$$

где $H_{z0} = E_{y0} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}$. (1.10)

Плоская волна (1.8) и (1.9) получается в том случае, если излучатели:

- находятся в бесконечности;
- в виде точечного или бесконечно протяжённого нитевидного излучателя.

Выражение (1.7) трансформируется в выражение для сферической или цилиндрической волны.

1.2 Распространение электромагнитных колебаний (ЭМК)

Рассмотрим бесконечно протяжённый волновод прямоугольного сечения в декартовой системе координат. Пусть оси Ox и Oy будут расположены параллельно сторонам поперечного сечения контура a и b . Любое поле в волноводе представляет суперпозицию электрического E ($E_z \neq 0$, $H_z = 0$) и магнитного H ($H_z \neq 0$, $E_z = 0$) полей.

Для каждого волновода можно записать следующие параметры:

- критические значения частоты и длины волны:

$$\omega_{KP} = \beta_{m \min} \vartheta_{\Phi} = \frac{\beta_{m \min} c}{n}, \quad (1.11)$$

$$\lambda_{KP} = \frac{2\pi}{\beta_{m \min}}, \quad (1.12)$$

- продольное волновое число — γ :

$$\gamma = -k^2 + \beta_{mn} \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right), \quad (1.13)$$

где
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon\mu} \quad (1.14)$$

— постоянная распространения в безграничной среде, β_{mn} — поперечное волновое число, m и n — соответствуют числу полуволн, укладываемых на стороне a и b соответственно.

В волноводе могут распространяться волны с $\omega \geq \omega_{KP}$ или $\lambda \leq \lambda_{KP}$

$$\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{KP}}\right)^2}}; \quad \vartheta_{GP} = \frac{c}{n} \sqrt{1 - \left(\frac{\beta_m}{k}\right)^2}; \quad \vartheta_{\Phi} = \frac{c}{n} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\beta_m}{k}\right)^2}}.$$

Здесь λ_B — соответствует длине волны в волноводе

Отсюда следует, что разные составляющие ЭМ волны имеют разные групповые скорости.

Например: дан прямоугольный волновод с размерами a и b , тогда

$$\beta_m^2 = \beta_{\min}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2.$$

Волна H_{10} — основная магнитная волна, E_{11} — основная электрическая (здесь силовые линии магнитного поля не могут упираться в стенки и замыкаются сами на себе).

Оптическое приближение. От общего представления волн перейдем к оптическому приближению. Пусть в волноводе, состоящем из двух проводящих пластин (рис. 1.1), распространяется линейная комбинация плоских монохроматических волн с длиной волны λ .

Волновой вектор волны лежит в плоскости xOz и образует угол θ с осью Oz ($0 < \theta < \pi/2$). Такую волну называют «восходящей». Вектор напряженности электрического поля будем считать параллельным оси Oy :

$$E_y = E_0 e^{j(\omega t - kz \cos \theta - kx \sin \theta)} = 0,$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

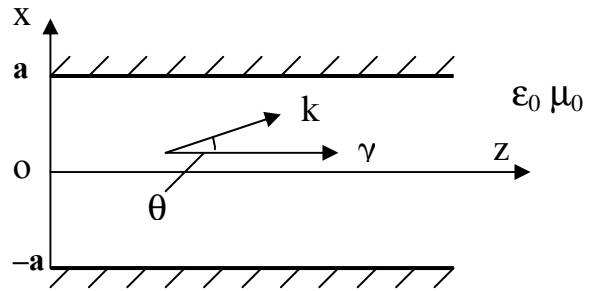


Рис. 1.1

В результате отражения от верхней плоскости появляется «нисходящая» волна ($-\pi/2 < \theta < 0$) с комплексной амплитудой rE_y . Коэффициент определяется из граничного условия $E_y = 0$ (при всех z) на плоскости $x = a$:

$$e^{-jka \sin \theta} + r e^{jka \sin \theta} = 0, \text{ откуда } r = -e^{-2jka \sin \theta}.$$

В результате интерференции этих двух волн во всех точках пространства между плоскостями образуется полное поле, определяемое выражением

$$E_{\text{полн}} = E_0 e^{j(\omega t - kz \cos \theta - kx \sin \theta)} \left(e^{-jkx \sin \theta} - e^{jk(x-2a) \sin \theta} \right). \quad (1.15)$$

Очевидно, что граничные условия при $x = a$ выполняются. При $x = -a$ должно выполняться условие

$$2ka \cdot \sin \theta = n\pi, \quad (1.16)$$

где n — положительное целое число (не путать с показателем преломления). Случай $\theta = 0$ не удовлетворяет условиям задачи. Тогда выражение для полного поля запишется следующим образом:

$$E_{\text{полн}} = E_0 e^{j(\omega t - (k \cos \theta)z)} \left(e^{-j \frac{n\pi}{2a} x} - (-1)^n e^{j \frac{n\pi}{2a} x} \right).$$

Предположим, что n — четное число, то есть $n = 2p$. Тогда поле (нечетное) примет вид

$$E_{\text{полн}} = -2jE_0 e^{j(\omega t - (k \cos \theta)z)} \sin\left(\frac{p\pi}{a} x\right); \quad (1.17)$$

если же n — нечетное число, то есть $n = 2p+1$, тогда поле (четное) будет

$$E_{\text{полн}} = 2E_0 e^{j(\omega t - (k \cos \theta)z)} \cos\left[\left(\frac{\pi}{2} + p\pi\right) \frac{x}{a}\right]. \quad (1.18)$$

Соотношения (1.17) и (1.18) показывают, что вдоль оси Oz мы имеем бегущую волну с постоянной распространения в световоде

$$\gamma = k \cos \theta. \quad (1.19)$$

Вдоль оси x (рис. 1.2) мы имеем режим стоячих волн.

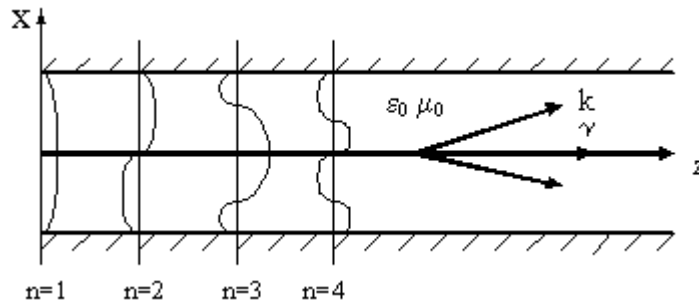


Рис. 1.2

Условие (1.16) можно рассматривать по-разному. Во-первых, если рассматривать однократное прохождение волны между плоскостями туда и обратно вдоль оси x , то полный фазовый сдвиг должен быть кратным 2π . В противном случае волна будет интерферировать со всеми последующими отраженными волнами и из-за гасящей интерференции быстро затухать. Под полным фазовым сдвигом следует понимать сумму фазового сдвига за счет распространения и сдвига фаз при отражениях. В металлическом световоде рассчитать полный фазовый сдвиг легко, так как отражение

от идеального проводника сопровождается фазовым сдвигом на π для напряженности электрического поля E_y . В результате условие согласования фаз для металлического световода запишется в виде

$$(-1)^2 e^{4jka \sin \theta} = 1,$$

что и выражается соотношением (1.16).

Во-вторых, соотношение (1.16) можно рассматривать как уравнение дисперсии: оно позволяет определить постоянную распространения γ в зависимости от частоты и геометрических параметров системы. Из (1.16) и из (1.19) следует, что

$$\gamma^2 = k^2 - \frac{n^2 \pi^2}{4a^2}. \quad (1.20)$$

Множественное отражение улучшает угловое разделение при углах θ , определяемых соотношением (1.31). Следовательно, модель двух волн вполне корректна. Нужно только учитывать, что каждая из этих волн есть сумма всех отраженных волн, четных или нечетных.

Моды распространения. Пусть имеется генератор, способный вводить в волновод волну заданной частоты $f = \omega/2\pi$. Определим, под какими углами θ волны будут распространяться в волноводе.

Положим

$$\omega_C = \pi c / 2a, \quad (1.21)$$

тогда (1.16) запишется в виде

$$\sin \theta = n \omega_C / \omega. \quad (1.22)$$

Отсюда следует, что при $\omega_C > \omega$ распространение волн невозможно. Частота называется критической частотой. Из условия $N\omega_C \leq \omega \leq (N+1)\omega_C$ (где N — целое положительное число) мы имеем N решений:

$$\theta_n = \arcsin(n\omega_C/\omega), \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

Каждое такое решение называется модой распространения. При всех частотах, кратных ω_C , появляется дополнительная мода. На частотах, кратных $2\pi\omega_C$, имеем $\theta = \pi/2$, то есть волна поперечная и распространения нет. Но с увеличением частоты наклон волн уменьшается.

Фазовая скорость волн находится в прямой зависимости от их угла наклона

$$\vartheta_\phi = \frac{\omega}{\gamma} = \frac{\omega}{k \cos \theta} = \frac{c}{\sqrt{1 - n^2 \frac{\omega_C^2}{\omega^2}}}. \quad (1.23)$$

Вычислим соответствующую групповую скорость:

$$\vartheta_{gp} = \frac{d\omega}{d\gamma} c \sqrt{1 - n^2 \frac{\omega_C^2}{\omega^2}}. \quad (1.24)$$

Рассмотрим, какая мода будет распространяться при заданной частоте. Общее решение для распространяющихся мод будет линейной комбинацией этих мод с коэффициентами, зависящими в основном от условий на концах световода (излучатель и приемник). При $\omega_C \leq \omega \leq 2\omega_C$ мы имеем одномодовый режим распространения. При более высоких частотах распространяется одновременно несколько мод. Каждая мода является дисперсной, и, что особенно важно, у каждой моды своя собственная дисперсия. Волновой пакет, распространяющийся в дисперсной среде, постепенно расширяется. При перемещении на расстояние l временное расширение, связанное с вкладом полосы частот $\omega_0 \pm \Delta\omega$, определяется выражением

$$\Delta\omega = \frac{(\omega \cdot \vartheta_{gp})^{3/2}}{n c \omega_C \sqrt{l}}. \quad (1.25)$$

Данная формула описывает влияние дисперсии моды. Как нетрудно видеть, теоретически выгодно работать как можно ближе к одномодовому режиму на сравнительно низких частотах, поскольку произведение $\omega \cdot \vartheta_{gp}$ есть возрастающая функция частоты.

Затухающая волна. Поскольку на частотах, меньших критической частоты, $\sin\theta$ получается больше 1, величина θ оказывается мнимой. Если световод бесконечно длинный вдоль оси z , то мы имеем затухающую волну.

Применение геометрической оптики. Геометрическая оптика соответствует тому случаю, когда, отвлекаясь от волноводного характера поля, рассматриваются лишь направления лучей. Если волна не является плоской, но достаточно близка к ней в любой малой области (сравнимой с её длиной), основные представления геометрической оптики сохраняют смысл.

Как известно, при падении плоской однородной волны на границу раздела выполняются законы отражения и преломления, которые формулируются в геометрической оптике. Это не случайное совпадение: направление движения плоской волны

$$e^{-jkr} = e^{-jk(lx+my+nz)} \quad (1.26)$$

определяется как нормаль к её фронту — плоскости равных фаз

$$lx + my + nz = const, \quad (1.27)$$

т.е. как прямая или луч.

Описывая произвольную волну с помощью выражения

$$e^{-j\psi(x,y,z)}, \quad (1.28)$$

видим, что условию постоянства фазы удовлетворяют поверхности

$$\psi(x, y, z) = const. \quad (1.29)$$

Лучи, характеризующие направление распространения волны, представляют собой теперь кривые линии, т.е. везде пересекающие их под прямым углом. Величина ψ называется эйконалом.

Таким образом, волна (1.26) может быть принята за плоскую волну

$$e^{-j(kr+\psi_0)} \quad (1.30)$$

с волновым вектором $\bar{k} = grad \psi$ в достаточно малой области.

Геометрическая оптика применима, если эта область в то же время не мала в сравнении с длиной волны. Весьма существенно, что в пределе при $\lambda \rightarrow 0$ законы геометрической оптики становятся справедливыми для любой волновой задачи.

2. ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Как тепловое излучение, так и люминесценция происходят при сообщении телу какой-либо энергии. ОКГ в этом отношении не представляют собой исключения, но здесь используется совершенно новый принцип превращения подводимой энергии в энергию излучения — принцип, основанный на явлении вынужденного излучения. Благодаря этому явлению, излучение лазеров обладает высокой монохроматичностью, когерентностью, направленностью и большой спектральной плотностью мощности. Кроме того, излучение большинства лазеров поляризовано. В этой главе будут рассмотрены основные оптические характеристики излучения, которые определяют широкие возможности практического использования лазерного излучения.

Параметры электромагнитных волн. Дадим определение параметров распространяющейся волны:

Линию, совпадающую с направлением распространения волны, называют **лучом**.

Волновой фронт. Это — плоскость перпендикулярная лучу. В общем случае неплоской волны волновым фронтом называют такую поверхность, которая в данный момент времени характеризуется одним и тем же значением фазы φ .

2.1 Монохроматичность

Одной из основных характеристик излучения является ширина его спектра, т.е. диапазон частот или длин волн, который занимает излучение. Для оценки ширины спектра пользуются понятиями монохроматичности и степени монохроматичности.

Частота в оптике определяет спектральную линию излучения. Идеальных монохроматических колебаний (т.е. бесконечных во времени и имеющих постоянную амплитуду и частоту) в природе не существует.

Немонохроматичность объясняется следующими факторами:

- Время существования любых волн — конечно.

- Тепловое движение излучающих атомов вызывает доплеровское изменение частоты.
- Неточность измерения.

Ширину спектра излучения удобно характеризовать степенью монохроматичности. В случае спектральной линии степень монохроматичности μ равна:

$$\mu = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}, \quad (2.1)$$

где $\Delta\omega$ — полуширина линии, а ω_0 — центральная частота. Если $\Delta\omega/\omega_0 = 0$, то излучение идеально монохроматично; если $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$, то излучение называется квазимонохроматическим или почти монохроматическим. Величина μ представляет собой отклонение от идеальной монохроматичности: чем она меньше, тем выше монохроматичность излучения. Из определения степени монохроматичности следует, что идеально монохроматическое излучение — это излучение, ширина спектра которого равна нулю. Такое излучение можно сопоставить лишь с колебанием электромагнитной энергии, длящимся бесконечно долго. С точки зрения квантовой механики идеально монохроматическому излучению соответствует переход электронов между бесконечно тонкими энергетическими уровнями. Однако колебание не может длиться бесконечно долго, а энергетические уровни имеют конечную ширину. Таким образом, идеально монохроматического излучения не может быть по самой природе излучения. **Обычно монохроматическим считают излучение, имеющее достаточно узкий спектральный интервал, который можно характеризовать одной частотой или длиной волны излучения.** В случае когда излучение занимает протяженный участок спектра, степень монохроматичности определяется логарифмом отношения крайних частот (или длин волн) спектра:

$$\mu = \ln \frac{\omega_2}{\omega_1} = 2,3 \lg \frac{\omega_2}{\omega_1} = 2,3 \lg \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (2.2)$$

где λ_1 и λ_2 — длины волн, условно ограничивающие спектральный интервал, в котором воспринимается излучение. В формуле (2.2) $\omega_2 > \omega_1$, а $\lambda_2 < \lambda_1$.

Степень монохроматичности, например, для излучения кремниевых светодиодов, равную 0,05, можно считать достаточной при их калибровке; но степень монохроматичности, равная 10^{-5} , недостаточна для записи голограмм.

Излучение наиболее распространенных обычных источников, например ламп накаливания или газоразрядных ламп, немонохроматично; оно имеет широкий спектр, теоретически включающий все частоты, хотя очень короткие и очень длинные волны практически не вносят вклад в общую долю излучения. Из спектра излучения нагретого тела можно выделить монохроматическую составляющую, заключенную между длинами волн λ и $\lambda + \Delta\lambda$. Такое выделение можно осуществить, например, с помощью спектрального аппарата или оптического фильтра. Кстати, работа диспергирующего элемента (призмы, дифракционной решетки) в спектральном приборе является физической моделью разложения Фурье. Исходной функции $f(t)$ соответствует любая амплитудная характеристика попадающего в прибор излучения. В результате взаимодействия диспергирующего элемента с излучением в рабочей плоскости прибора «проявляется» гармонический состав излучения и помещенный в рабочую плоскость фотоприемник фиксирует его энергетический спектр. Таким образом, совместное действие диспергирующего элемента и фотоприемника эквивалентно математической операции вычисления A_k^2 или $I(\omega) d\omega$.

Однако с помощью спектрального аппарата или фильтра нельзя получить мощное монохроматическое излучение. В общем случае, чем монохроматичнее выделенное фильтром излучение, тем меньше его мощность. Спектральная интенсивность плотности излучения даже очень сильно нагретого тела может оказаться весьма малой. Например, если принять, что Солнце излучает как абсолютно черное тело с температурой 6000 °К, то плотность излучения его составит примерно 7 кВт/см². Спектральная интенсивность плотности в максимуме излучения ($\lambda_{\text{макс}} = 0,48$ мкм) равна 10^4 Вт/см² · мкм.

Современные оптические квантовые генераторы, например на рубине, имеют мощность в импульсе несколько киловатт, а некоторые ОКГ обладают мощностью порядка сотен и тысяч мегаватт при площади сечения пучка порядка 1 см². Излучение руби-

новых лазеров состоит из нескольких очень узких спектральных линий шириной примерно 10^{-8} – 10^{-7} мкм. Таким образом, спектральная интенсивность плотности мощности ОКГ в миллионы и миллиарды раз превосходит спектральную интенсивность плотности мощности Солнца.

ОКГ можно считать монохроматическими источниками колебаний. Например, у газовых лазеров, работающих в одномодовом режиме, $\Delta\lambda$ достигает величины 10^{-10} мкм, степень монохроматичности составляет величину до 10^{-10} . Интересно вспомнить, что с помощью лучших монохроматоров, спектральных приборов — интерферометров можно получить спектральные линии, степень монохроматичности которых равна примерно 10^{-6} . Следовательно, оптические квантовые генераторы являются непревзойденными источниками монохроматического излучения.

Итак, одно из отличий оптических квантовых генераторов от обычных источников света заключается в том, что в обычных источниках излучаемая мощность распределена в широком спектральном диапазоне, а в ОКГ вся излучаемая мощность сосредоточена в одной или нескольких чрезвычайно узких спектральных линиях. Это приводит к колоссальной спектральной интенсивности плотности энергии лазеров.

Перечислим некоторые задачи, при решении которых используется монохроматическое излучение:

- исследование свойств атмосферы, в частности определение монохроматических коэффициентов поглощения и рассеяния;
- анализ спектров поглощения, имеющий целью изучение строения поглощающих центров и природы процесса поглощения;
- спектральный анализ по спектрам поглощения, включающий в себя анализ структуры и определение концентрации поглощающего вещества;
- изучение явлений фотолюминесценции и фотоэффекта, в частности определение спектральной зависимости выхода этих процессов;
- изучение фотохимических явлений;
- измерение плотности плазмы;
- управление химическими реакциями;

– увеличение помехозащищенности системы приема излучения за счет применения узкополосных оптических фильтров, соответствующих просветляющих покрытий и приемников. Перечисленных примеров вполне достаточно, чтобы понять важность свойства монохроматичности излучения лазеров с точки зрения их практического использования.

Монохроматичность тесно связана с другим важным свойством оптических квантовых генераторов — *когерентностью* их излучения.

2.2 Когерентность

Английское слово «coherency» означает связь, согласованность. Понятие когерентности в применении к колебаниям относится к связи, или согласованности, между фазами колебаний в различных точках пространства в один и тот же момент времени или между фазами колебаний в одной и той же точке в различные моменты времени.

Математически эта связь описывается с помощью корреляционных функций. Понятие корреляционной функции является основным в теории когерентности, поэтому, прежде чем перейти к изложению ее основ, необходимо кратко остановиться на основных положениях теории случайных функций.

По аналогии с определением случайной величины случайной функцией называется функция, которая в результате опыта может принять тот или иной конкретный вид, причем заранее неизвестно, какой именно. Конкретный вид, принимаемый случайной функцией в результате опыта, называется реализацией случайной функции. Если произвести несколько опытов, то получится группа или «семейство» реализаций этой функции. Примером случайной функции может явиться зависимость выходного сигнала приемника излучения от времени при постоянном входном сигнале.

Когда в результате опыта случайная функция получает вполне определенный конкретный вид, то она превращается в обычную, не случайную функцию. Если же рассмотреть значения реализаций в определенный момент времени, то случайная функция превращается в случайную величину. Эта случайная величина на-

зывается сечением случайной функции. Понятие сечения случайной функции используется при определении характеристик случайной функции.

Представим себе процесс излучения следующим образом. Источник света состоит из очень большого числа атомов, и излучение, которое испускает источник в некоторый момент времени, является суперпозицией колебаний, испускаемых различными атомами. Последние излучают практически в течение ограниченного отрезка времени Δt . Затем колебания прекращаются и излучают другие атомы, причем их колебания не связаны с первоначальными. Когерентность источника может существовать лишь в течение очень короткого интервала времени, меньшего, чем Δt .

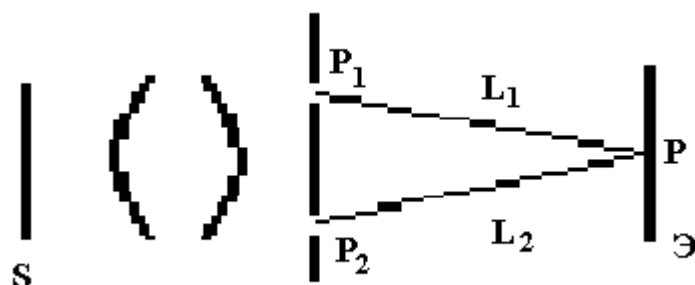


Рис. 2.1

Время жизни атома в возбужденном состоянии Δt обычно считается равным 10^{-8} сек. Поэтому время или длительность когерентности лучших монохроматических тепловых источников составляет примерно 10^{-8} сек. Для ОКГ оно может быть равно порядка 10^{-2} сек. Постоянная времени приемников лучистой энергии гораздо больше, чем период световых колебаний, и обычно больше времени когерентности тепловых источников; поэтому приемник не может регистрировать изменение амплитуды и фазы источника. Однако можно получить информацию о корреляции между колебаниями в двух (или более) точках, например с помощью интерференции на двух щелях (рис. 2.1).

Полагая, что излучение является квазимонохроматическим, можно считать, что поле от протяженного источника S в точке P на экране \mathcal{E} представляет собой линейное наложение полей в точках P и P_2 , взятых с соответствующими запаздываниями:

$$V(r, t) = k_1 V(r_1, t - t_1) + k_2 V(r_2, t - t_2), \quad (2.3)$$

где $t_1=L_1/c$ и $t_2=L_2/c$ — время, необходимое для того чтобы свет прошел от P_1 до P и от P_2 до P соответственно; c — скорость света; k_1 и k_2 — постоянные коэффициенты, зависящие от размера щелей и геометрии схемы.

Интенсивность света, наблюдаемая в точке P , выражается как

$$I_T(r, t) = \frac{1}{2T} \int_{t-T}^{t+T} V(r, t) V^*(r, t) dt, \quad (2.4)$$

где T — усредненное время наблюдения; V^* — комплексная сопряженная величина V .

Если допустить, что T больше, чем время когерентности, и общий статистический характер поля не изменяется в течение времени, то можно формально перейти к $T \rightarrow \infty$ и получить

$$I(r) = \lim I_T(r, t) = \lim \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} V(r, t) V^*(r, t) dt. \quad (2.5)$$

Из (2.4) и (2.5) находим

$$I(r) = I^{(1)}(r) + I^{(2)}(r) + 2\text{Re} \Gamma(r_1, r_2, t_2 - t_1), \quad (2.6)$$

где $I(1)$, $I(2)$ — соответственно усредненная по времени интенсивность в точке P , если открыть только одну щель P_1 , P_2

$$\Gamma(r_1, r_2, \tau) = \lim \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} V(r_1, t + \tau) V^*(r_2, t) dt. \quad (2.7)$$

Функция Γ называется взаимной функцией когерентности колебаний в точках P_1 и P_2 . Она характеризует корреляцию между полем в точке P_2 и комплексно-сопряженным полем в точке P_1 в моменты времени t_2 и t_1 . Как видно из формулы (2.6), при $\Gamma = 0$ интенсивность в точке P получается как сумма интенсивностей колебаний, приходящих в P из P_1 и P_2 . Это получается в случае некоррелированных колебаний. Если колебания коррелированы, т.е. когерентны, то суммарная интенсивность может быть как больше этой суммы, так и меньше ее (в частности, равна нулю).

Принято нормировать функцию Γ следующим образом:

$$y(r_1, r_2, \tau) = \frac{\Gamma(r_1, r_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma(r_1, r_1, 0) \Gamma(r_2, r_2, 0)}}. \quad (2.8)$$

Здесь $\Gamma(r_1, r_1, 0)$ и $\Gamma(r_2, r_2, 0)$ представляют собой средние по времени интенсивности колебаний соответственно в точках P_1 и P_2 .

Если свет интерферирует в точке P , причем оптическая разность хода равна $[P_1P] - [P_2P] = c\tau$, то наблюдаемая видимость интерференционных колец вблизи точки P будет выражаться как

$$\vartheta(P) = \frac{2}{\left(\frac{I^{(1)}}{I^{(2)}}\right)^{1/2} + \left(\frac{I^{(2)}}{I^{(1)}}\right)^{1/2}} [\gamma(r_1, r_2, \tau)]. \quad (2.9)$$

Видимость (резкость, четкость) колец определяется зависимостью:

$$\vartheta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2.10)$$

где I_{\max} — интенсивность светлого кольца; I_{\min} — интенсивность соседних с ним темных колец.

Таким образом, видимость интерференционных колец зависит от абсолютной величины $|\gamma|$ (фаза γ относится к положению экстремумов колец). Как видно из условия нормирования (2.8), значения $|\gamma|$ лежат в пределах

$$0 \leq |\gamma| \leq 1. \quad (2.11)$$

Колебания в точках P_1 и P_2 будут полностью когерентны друг к другу, если существует небольшая область пространства, в любой точке которой

$$\vartheta(P) = \frac{2}{\left(\frac{I^{(1)}}{I^{(2)}}\right)^{1/2} + \left(\frac{I^{(2)}}{I^{(1)}}\right)^{1/2}}. \quad (2.12)$$

Если для любых двух точек имеется подобное соотношение, то мы имеем дело с когерентным полем.

Величину γ (в общем случае, комплексную) называют степенью когерентности колебаний; она зависит от времени запаздывания τ . Когда $|\gamma| = 1$, то можно получить интерференционные полосы с максимальной резкостью (видимостью); следовательно, в этом случае колебания полностью когерентны. Когда $|\gamma| = 0$, никаких интерференционных полос вообще не образуется, и в этом случае колебания полностью некогерентны. Промежуточный случай $0 < |\gamma| < 1$ соответствует частичной когерентности. Таким образом, по видимости интерференционных колец можно изме-

ритель степень когерентности источника. Важно, что при таком методе определения когерентности можно пользоваться усредненными, а не мгновенными значениями амплитуд и фаз.

В случае полностью когерентных источников результаты рассмотренной теории когерентности должны совпадать с результатами классической теории интерференции, в которой рассматривается, например, сложение монохроматических колебаний с одной и той же частотой. Из выражения (2.8) можно найти, что абсолютное значение функции взаимной когерентности двух колебаний с $|\gamma| = 1$ и $\tau = 0$

$$|G| = \operatorname{Re} G = \sqrt{I_1 I_2} = a_1 a_2, \quad (2.13)$$

где a_1 и a_2 — амплитуды колебаний.

По формуле (2.6) находим:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = a^2. \quad (2.14)$$

Это выражение соответствует интенсивности в максимуме интерференционной картины от двух синусоидальных колебаний.

Взаимная функция когерентности G характеризует корреляцию колебаний в разных точках в одно и то же время и в одной и той же точке в зависимости от времени запаздывания τ . Если наблюдается интерференционная картина при почти симметричном расположении щелей относительно P , то получается информация о корреляции колебаний в точках P_1 , и P_2 в одно и то же время ($\tau = t_2 - t_1 = 0$). В этом случае говорят о пространственной когерентности, и конечно, она характеризуется функцией $G(r_1, r_2, 0)$. С другой стороны, можно рассматривать корреляцию колебаний в одной точке P_1 , но при различном времени запаздывания τ . В этом случае говорят о временной когерентности, она характеризуется функцией $G(r_1, r_1, \tau)$. Временная когерентность может быть измерена посредством интерферометра Майкельсона, причем τ будет представлять время задержки между двумя частями луча, которые складываются в точке P (рис. 2.2). Только в простейших типах экспериментов можно различить резко пространственную и временную когерентность. Обычно эти два типа когерентности не являются независимыми.

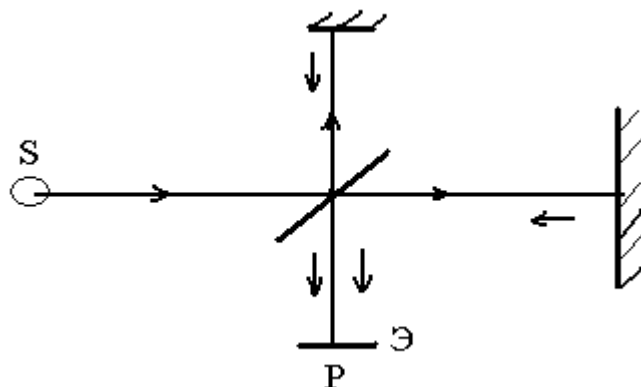


Рис. 2.2 — Схема интерферометра Майкельсона

До сих пор рассматривался линейно поляризованный свет, но вышеприведенные соображения нетрудно распространить на свет любой поляризации. Действительно, теорию частичной поляризации можно представить в той же форме, что и теорию частичной когерентности. Оба эти явления представляют собой простейшие проявления корреляционных эффектов в электромагнитных полях.

Взаимная функция когерентности $\Gamma(r_1, r_2, \tau)$ полностью описывает корреляционные эффекты, имеющие место в излучении от тепловых источников. С точки зрения теории случайных процессов это излучение с хорошей аппроксимацией можно считать стационарным эргодическим процессом, подчиняющимся распределению Гаусса. Излучение ОКГ, благодаря явлению вынужденного излучения, имеет совершенно другой статистический характер. Поэтому функция $\Gamma(r_1, r_1, \tau)$ описывает корреляционные эффекты (когерентность, интерференция, дифракция, поляризация) излучения лазеров лишь в приближении второго порядка.

Общей характеристикой тепловых источников света является отсутствие когерентности между колебаниями, возникающими в различных точках излучателя. Поэтому они не могут давать интерференции, даже если выделены очень узкие спектральные компоненты.

В отличие от обычных источников излучение ОКГ обладает высокой степенью пространственной и временной когерентности. Временная когерентность лазеров, которая определяется временем когерентности τ , зависит от конструкции прибора и влияния внешних факторов. Как будет показано в гл. 9, принимая специальные меры, можно значительно увеличить время когерентности.

До появления лазеров единственными источниками когерентного излучения были электронные генераторы, время когерентности которых доходит до нескольких часов, дней и даже месяцев. Пока лазеры сильно уступают им в этом отношении, но не нужно забывать, что частота излучения ОКГ в тысячи и миллионы раз превосходит частоту излучения электронных генераторов. Трудно себе представить, чтобы колебания с частотой почти миллион миллиардов в секунду происходили регулярно в течение продолжительного времени, но несомненно, что в недалеком будущем будут созданы оптические квантовые генераторы с большой стабильностью частоты излучения во времени.

Временная когерентность излучения лазеров может быть использована в следующих случаях:

- для передачи информации на оптических частотах;
- во всевозможных опытах, связанных с интерференцией.

Сюда можно отнести измерение расстояний, линейных и угловых скоростей с большой точностью, обнаружение чрезвычайно малых перемещений, дефектов поверхности и т.п.;

- для осуществления оптического гетеродинамирования при приеме когерентных оптических сигналов;
- в стандартах частоты и времени.

Пространственная когерентность является причиной высокой направленности пучка лазера и возможности фокусирования его в пятно чрезвычайно малых размеров.

2.3 Направленность и возможность фокусирования излучения

Под направленным мы будем понимать излучение, распространяющееся в пределах очень небольшого телесного угла. Иными словами, направленность характеризуется телесным углом, в котором распространяется большая часть излучения. Чем меньше телесный угол, тем больше направленность излучения. Примером направленного излучения может служить пучок света, создаваемый прожектором.

Возникает вопрос о форме фронта волны направленного излучения. Напомним, что фронтом волны является поверхность од-

ной и той же фазы и что фронт волны перемещается по направлениям нормалей к фронту. Идеальной направленностью в пределах телесного угла $\omega = 0$ обладает плоская волна. Нормали к фронту плоской волны представляют собой параллельные лучи. Часть фронта сферической волны очень большого радиуса с некоторым приближением можно рассматривать как плоскость, а лучи этого фронта считать параллельными. Таким образом, в направленном излучении фронт волны должен приближаться к плоскости или представлять собой часть сферы большого радиуса.

Если источник протяженный, то на очень большом расстоянии от него можно рассматривать фронт волны от каждой точки в виде плоскости, тогда фронты от крайних точек будут составлять между собой угол, равный угловому размеру источника. Примером такого излучателя является Солнце.

Обычные источники обладают очень низкой направленностью излучения. Можно показать, что диаграмма направленности элементарных излучателей (атомов и молекул), из которых состоит источник, при определенной их ориентации характеризуется телесным углом примерно 2π . Излучение обычных источников некогерентно, и поэтому создаваемое ими поле можно рассматривать как результат суперпозиции полей от элементарных излучателей. Вследствие этого обычные источники излучают в пределах телесного угла от 2π до 4π .

Оптические квантовые генераторы излучают в очень небольшом телесном угле. Излучение лазеров является когерентным, и поэтому фронт волны представляет собой, как правило, почти плоскость или часть сферы большого радиуса, т.е. ОКГ можно рассматривать как источники почти параллельных лучей с очень небольшой расходимостью. В принципе, эта расходимость определяется дифракцией на выходном отверстии. Причем направленность излучения лазеров достигается не в результате каких-либо приемов, как в случае обычных источников, а благодаря самому характеру излучения, а именно его когерентности. С помощью ОКГ нельзя создать идеально параллельный пучок, потому что когерентная волна будет дифрагировать на выходном отверстии. Применяя соответствующую оптику, можно лишь уменьшить угол расхождения, но сделать его равным нулю невозможно.

Подсчитаем дифракционный угол расхождения лучей из ОКГ, если диаметр излучающей поверхности $D = 10$ мм, длина волны излучения $\lambda = 0,7$ мкм:

$$\theta_{\circ} = \frac{1,22\lambda}{D} = \frac{1,22 \cdot 0,7 \cdot 206\,265''}{10 \cdot 10^3} \approx 20''. \quad (2.15)$$

Для того чтобы получить такое же расхождение от обычного источника с помощью коллиматора, нужно было бы взять фокусное расстояние объектива

$$f = \frac{D}{2\theta_{\circ}} = \frac{10 \cdot 206\,265''}{2 \cdot 20'' \cdot 10^3} \approx 50 \text{ м}. \quad (2.16)$$

Ясно, что при приемлемом диаметре объектива на него падала бы лишь ничтожная доля энергии источника. Таким образом, в случае обычных источников степень параллельности лучей прямо связывается с энергией, которую они переносят. В случае ОКГ такой непосредственной связи нет, и почти параллельные пучки могут переносить большую энергию.

Высокая направленность определяет следующие преимущества лазеров перед обычными источниками излучения:

а) чрезвычайно малые потери энергии, связанные с увеличением расстояния и расходимостью пучка, так как количество энергии, перехваченной мишенью из расходящегося пучка (если площадь мишени меньше площади сечения пучка в плоскости мишени), обратно пропорционально телесному углу расхождения пучка;

б) высокое угловое разрешение. Это дает возможность точно направить излучение на мелкогабаритные цели и значительно уменьшить помехи, создаваемые посторонними предметами или излучением;

в) возможность пространственной фильтрации при приеме сигнала, осуществляемой с помощью пространственных фильтров. В качестве последних может быть применена оптическая система с малым углом поля зрения или приемник излучения с небольшой площадью чувствительного слоя.

Узконаправленное излучение, следовательно, может быть эффективно использовано:

– для передачи информации на большие расстояния;

- при оптической локации удаленных объектов активным методом, особенно для выделения объекта среди других целей;
- при передаче энергии на большие расстояния;
- при измерении углов и расстояний по принципу, используемому в светодальномерах;
- в системах наведения по лучу и т.д.

Перейдем теперь к рассмотрению возможности фокусирования излучения, т.е. концентрации энергии. Можно показать, что для тепловых источников, как бы мы не пытались концентрировать их излучение, добиться большей плотности энергии, чем на самом источнике, невозможно. Возьмем, например, в качестве источника Солнце. Поток, приходящий на вход объектива от Солнца, можно найти по формуле (без учета поглощения в атмосфере)

$$\Phi = B\omega S_{об}, \quad (2.17)$$

где B — лучистость Солнца; ω — телесный угол, под которым Солнце видно из центра объектива; $S_{об}$ — площадь объектива.

Допустим, что поверхность Солнца излучает по закону Ламберта. Тогда

$$\Phi = \frac{R}{\pi} \omega S_{об}, \quad (2.18)$$

где R — плотность излучения поверхности Солнца.

Линейный размер изображения Солнца в фокальной плоскости объектива равен

$$l = \theta f, \quad (2.19)$$

где θ — плоский угол, соответствующий телесному углу ω ; f — фокусное расстояние объектива.

Площадь изображения

$$S_{из} = \frac{\pi(\theta a)^2}{4}. \quad (2.20)$$

Тогда плотность мощности в изображении будет равна

$$E = \frac{\Phi}{S_{из}} = \frac{R}{\pi} \frac{\omega S_{об}}{S_{из}} = \frac{R}{\pi} \omega \frac{\pi D^2 f^2}{4 S_{из} f^2} = \frac{R}{4} \omega \frac{D^2}{f^2}, \quad (2.21)$$

где D — диаметр объектива.

Можно показать, что величина относительного отверстия D/f как для линзовых, так и для зеркальных оптических систем теоретически не может быть сделана больше 2. В лучших современных

объективах она достигает значения $1/0,75 \approx 1,3$. Таким образом, если даже не учитывать ослабление в атмосфере и объективе, то плотность энергии в изображении будет меньше плотности энергии на источнике.

Этот же результат можно гораздо проще получить, если применить известную теорему оптики о постоянстве яркости вдоль световой трубки (без учета ослабления пучка). Известно, что действие оптической системы таково, что она во столько раз уменьшает площадь световой трубки, во сколько раз увеличивает телесный угол пучка, проходящего через эту площадь. Вследствие этого во всех сечениях трубки, находящихся в среде с одинаковым показателем преломления, яркость будет постоянной.

Яркость излучения ОКГ нельзя увеличить с помощью оптической системы. Однако вследствие очень малого угла расхождения пучка лазера его яркость $B = R/\omega$, где R — плотность излучения на выходе из ОКГ и ω — телесный угол расхождения пучка.

Когерентное излучение ОКГ можно сфокусировать в пятно чрезвычайно малых размеров, где плотность энергии будет очень большой. Размер дифракционного кружка рассеяния в фокальной плоскости линзы равен

$$d_{кр} = 2 \frac{1,22}{D} f. \quad (2.22)$$

Если ОКГ излучает поток Φ , то облученность или плотность мощности в кружке будет равна:

$$E = \frac{\Phi}{S_{кр}} = \frac{4\Phi D^2}{1,5\pi 4\lambda^2 f^2} \approx \frac{\Phi D^2}{5\lambda^2 f^2}. \quad (2.23)$$

В настоящее время с помощью лазеров экспериментально достигнуты плотности излучения около 10^{11} Вт/см² (напряженность электрического поля при этом составляет примерно 10^7 В/см).

Напомним, что плотность излучения Солнца составляет всего только $7 \cdot 10^3$ Вт/см². Колоссальная плотность излучения ОКГ приводит к тому, что любое вещество мгновенно испаряется в месте фокусирования пучка. Кроме того, там развивается световое давление в миллионы атмосфер.

Поляризованность. Поляризованное излучение — это излучение с преимущественным направлением колебаний вектора

электрического поля. Под колебаниями вектора понимается как изменение его амплитуды, так и вращение вектора. Так же, как и в том случае, когда мы говорим о монохроматическом излучении как излучении, занимающем небольшой спектральный диапазон, а не как о происходящем на одной частоте, под поляризованным понимаем излучение, направление колебаний вектора поля которого имеет преимущественный характер, но не строго определено.

- Волна, у которой колебания электрического вектора \vec{E} фиксированы в одном направлении, называется *линейно* поляризованной. Направление вектора поляризации совпадает с направлением вектора \vec{E} и перпендикулярно плоскости поляризации.

- Суперпозиция двух волн $E_1 = E_y(x, t)$ и $E_2 = E_z(x, t)$ — *эллиптически* поляризованная монохроматическая волна.

- При равенстве $E_{y0} = E_{z0}$ имеет место *круговая* поляризация.

- Если при распространении волны направление вектора \vec{E} меняется хаотически, то такая волна является *неполяризованной* (естественной).

Степень поляризации определяется из соотношения

$$P' = \frac{I_n}{I_n + I_e}, \quad (2.24)$$

где I_n — интенсивность поляризованного компонента света;

I_e — интенсивность естественного компонента света.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КВАНТОВЫМИ СИСТЕМАМИ

Для углубленного познания принципов, заложенных в квантовой электронике, необходимо достаточно глубокое понимание идей и принципов квантовой механики и особенно раздела, посвященного вопросам взаимодействия поля излучения с веществом.

3.1 Общая характеристика задачи взаимодействия поля с веществом

Электромагнитное поле и фотоны. Двойственная природа материи была впервые обнаружена Эйнштейном при рассмотрении вопроса о природе света. Было установлено, что свет является не только волновым процессом, но и одновременно потоком частиц — фотонов, обладающих определенными значениями энергии и импульса. Между величинами, характеризующими волновые свойства фотонов, и величинами, характеризующими их корпускулярные свойства, существуют соотношения:

$$E = \hbar\omega; \quad p = \hbar k, \quad (3.1)$$

здесь ω и E — частота и энергия фотона, k и p — его волновой вектор и импульс.

В этих выражениях ясно выступает связь между волновыми и корпускулярными свойствами света.

Указанные соотношения позволяют описать процессы распространения электромагнитных волн языком смешанной теории — корпускулярно-волновой. Однако оба эти свойства — корпускулярное и волновое — проявляются в различной степени в зависимости от характера излучения и условий его наблюдения. Так, например, при весьма малой плотности энергии свет проявляет преимущественно свои корпускулярные свойства; при большой плотности, наоборот, он становится типичным волновым процессом.

Из классической электродинамики следует, что при $\lambda \rightarrow 0$ распространение света можно рассматривать как движение частиц. В данном случае их «траекториями» являются лучи, понимаемые в смысле геометрической оптики. Эти лучи представляют

собой совокупность кривых, ортогональных к семейству некоторых поверхностей, называемыми волновыми поверхностями. Однако при прохождении фотонов через узкие отверстия или при огибании препятствия, когда условие $\lambda \rightarrow 0$ не может быть удовлетворено, концепция траекторий (лучей) должна быть отставлена и тогда описание можно вести лишь на языке волновой теории.

Классические волны и волновая функция. В классическом случае трехмерное волновое уравнение для гармонических процессов может быть записано в следующем виде

$$\nabla^2 u + k_0^2 n^2 u = 0, \quad (3.2)$$

где $n = k/k_0$ — показатель преломления, k и k_0 — соответственно волновые числа, u — амплитуда поля, а под квадратом модуля этой функции понимают величину, пропорциональную энергии поля. Таким образом, величины u и $|u|^2$ следует отнести к категории «физически наблюдаемых» величин.

В квантовой механике поведение амплитуды волновой функции описывается уравнением Шрёдингера. Состояние системы описывается волновой функцией ψ , называемой также функцией состояния

$$\nabla^2 \psi + k_0^2 n^2 \psi = 0, \quad (3.3)$$

где $n^2 = \frac{k^2}{k_0^2} = \frac{E - U}{E}$, $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)$, $k_0^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E$.

В квантовой механике ни функция ψ , ни модуль ее квадрата $|\psi|^2$ не являются наблюдаемыми величинами, они приобретают здесь существенно иной смысл, хотя их поведение во времени и пространстве ничем не отличается от поведения классической волновой функции.

Так как уравнение Шрёдингера линейно, то его решение подчиняется закону суперпозиции. При этом принципиально важное значение имеет интерференция (наложение) волн.

Несмотря на полную математическую эквивалентность уравнений (3.2) и (3.3), решение уравнения Шрёдингера приводит к существенно иным результатам по сравнению с решением классического волнового уравнения (3.2), поскольку волновая функция в квантовой механике имеет иной физический смысл.

Если получаемое решение относится к когерентным «волнам», то необходимо складывать сначала амплитуды, т.е. $\psi = \psi_1 + \psi_2 + \dots + \psi_n$, $\psi^* = \psi_1^* + \psi_2^* + \dots + \psi_n^*$, а затем уже вычислять квадрат модуля этой суммарной величины, т.е.

$$\psi^* \psi = (\psi_1^* + \psi_2^* + \dots + \psi_n^*) (\psi_1 + \psi_2 + \dots + \psi_n) = |\psi_1 + \psi_2 + \dots + \psi_n|^2.$$

Здесь символ ψ означает амплитуду когерентных колебаний с одной фазой, а символ ψ^* — амплитуду когерентных колебаний с другой фазой.

Если же решение относится к некогерентным волнам, то вопрос о фазах отпадает и величина $\psi^* \psi = |\psi|^2$ оказывается равной просто сумме квадратов модулей волновых функций

$$\psi^* \psi = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + \dots + |\psi_n|^2.$$

Из комплексности решения уравнения Шрёдингера следует, что функция ψ , называемая амплитудой вероятности, непосредственно физического смысла не имеет. Такой смысл приобретает лишь квадрат модуля этой величины.

Величина $|\psi|^2 \cdot dv$ является вероятностью того, что частица находится в элементарном объеме dv некоторого пространства тех физически наблюдаемых величин, которые являются аргументами данной волновой функции.

Неклассический характер волн, описываемых функциями ψ , особенно отчетливо выступает при рассмотрении систем многих частиц.

Атом во внешнем поле. Из основных положений квантовой механики следует, что атомы вещества можно рассматривать как изолированные квантовые системы, процессы внутри которых обуславливаются лишь внутренними силами. Например, в операторе энергии атома водорода учтена энергия, связанная лишь с внутренними силами, действующими между электроном и ядром.

В этом случае энергетические уровни, определяемые главным квантовым числом n , оказываются максимально вырожденными. В более сложных атомах вырождение уровней благодаря внутренним эффектам Зеемана и Штарка частично снимается, что ведет к образованию мультиплетной структуры спектра. В целях упрощения условий для анализа тех состояний атомов, которые

наступают при взаимодействии их с внешними полями, будем считать расщепление уровней за счет внутренних взаимодействий частиц отсутствующим.

Предположим теперь, что атом помещен в постоянное электрическое или магнитное поле. Мы не будем интересоваться переходными процессами, связанными с внезапным появлением этого поля, а также и с тем, что произойдет с атомом в момент исчезновения поля. Таким образом, речь пойдет лишь о тех новых стационарных состояниях, которые будет приобретать атом в результате длительного пребывания в постоянном во времени поле. Очевидно, что взаимодействие внутренних электрических (или магнитных) моментов атома с внешним полем следует рассматривать как возмущение, которое вызовет перестройку структуры энергетических уровней атома. Этот процесс сводится в основном к расщеплению энергетических уровней на ряд подуровней. При этом происходит частичное или полное снятие их вырождения.

Описание получившихся таким образом новых стационарных состояний может быть осуществлено с помощью методов волновой механики. При этом необходимо будет учесть те изменения, которые следует внести в выражение для гамильтониана системы в виде дополнительных членов, обусловленных наличием энергии взаимодействия.

Решение подобных задач осуществимо тем легче и тем точнее, чем меньше величина этих дополнительных членов. Физически это отвечает условию малости энергии взаимодействия по сравнению с полной энергией атома.

Как видно, и в этих случаях атом по-прежнему можно рассматривать как изолированную от внешней среды систему, которая способна сколь угодно долго пребывать в том или ином стационарном состоянии. Очевидно, что такое предположение является неточным. Естественно, что реальная картина будет более сложной, так как экспериментально установлено, что все без исключения материальные тела находятся в непрерывном взаимодействии с вечно окружающими их электромагнитными полями. Это взаимодействие выражается в непрерывном обмене энергией между веществом и полем.

Следует отметить еще одну важную закономерность. Если температура тела сохраняет некоторое постоянное значение, то

между ним и окружающим тело пространством наступает состояние динамического равновесия, при котором поглощаемая и излучаемая веществом энергии в единицу времени становятся равными друг другу. Такое состояние, называемое тепловым (или термодинамическим) равновесием, характеризуется тремя составляющими — спонтанным излучением, поглощением и вынужденным излучением. Состояние теплового равновесия является устойчивым (стационарным).

Полуклассическое рассмотрение. Взаимодействия материальных тел с окружающими их электромагнитными полями является процессом более сложным, чем воздействие на атом постоянных полей. Однако благодаря теории квантового излучения, которую предложил в свое время Эйнштейн, задача может быть существенно упрощена. Согласно этой теории атомы вещества можно представить в виде некоторого дискретного набора квантовых осцилляторов, каждый из которых обладает определенной частотой собственных колебаний. Поле считают при этом классическим, представляющим собой волновой процесс со сплошным спектром, практически занимающим неограниченный диапазон частот. Плотность энергии в нем распределяется в соответствии с законом Планка. Очевидно, что энергетический обмен между осцилляторами вещества и полем происходит на тех частотах, для которых электрические моменты атомов отличны от нуля. Взаимодействие магнитной составляющей поля с атомами ничтожно мало, и им обычно пренебрегают.

Перейдем теперь к последнему общему вопросу, представляющему непосредственный интерес для квантовой электроники. Он касается влияния воздействия на атомы вещества достаточно мощных переменных полей, в результате чего создаются неравновесные состояния атома (состояния с инверсией населенностей уровней). Известно, что неравновесные состояния являются неустойчивыми. Их возврат в исходное состояние (в состояние теплового равновесия) сопровождается рядом процессов, имеющих вероятностный характер, а именно релаксацией, спонтанным излучением, а при наличии соответствующего по частоте квантовому переходу внешнего поля и вынужденным излучением.

В этих случаях задача, являясь нестационарной, формулируется в следующем виде. Предположим, что частица находится на

определенном энергетическом уровне и в течение некоторого времени находится во взаимодействии с внешним полем. При этом считается, что поле и время взаимодействия известны. Какова вероятность того, что по прошествии некоторого времени эта частица перейдет на другой уровень — либо на высший (с поглощением энергии), либо на низший (с излучением энергии)? Такая задача в квантовой электронике является центральной.

Следует заметить, что описанная выше проблема перерастает рамки нерелятивистской квантовой механики, затрагивая вопросы, непосредственно относящиеся к квантовой электродинамике. Действительно, процессы взаимодействия поля излучения с веществом, строго говоря, следует рассматривать как взаимодействие двух квантовых систем. Это означает, что надо учитывать корпускулярно-волновую природу как внутриатомных процессов, так и самого поля.

Иными словами, для строгого решения рассматриваемой задачи необходимо подвергнуть квантованию электромагнитное поле. Однако прибегать к этому приему во многих случаях не имеет смысла. Практически часто оказывается вполне возможным ограничиться рассмотрением так называемой полуклассической задачи, при которой вещество считают квантовым ансамблем частиц, а поле — классическим объектом, описываемым с помощью понятий и уравнений классической электродинамики.

3.2 Взаимодействие квантовой системы с электромагнитной волной

Рассмотрим квантовую систему (атом или молекулу), помещенную в поле плоской электромагнитной волны. Пусть волна распространяется вдоль оси z и поляризована по оси x (рис. 3.1). На рис. 3.1 показана поляризация и направление распространения электромагнитной волны.

Напишем выражения для напряженностей электрического и магнитного полей:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz); \quad H = H_0 \cos(\omega t - kz), \quad (3.4)$$

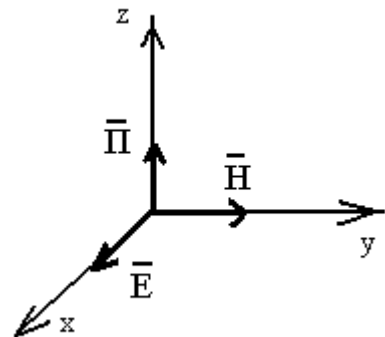


Рис. 3.1

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число;

$$H = E_0 \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0}.$$

Сила, действующая на электрон со стороны магнитного поля, во много раз меньше силы, обусловленной электрическим полем. Поэтому взаимодействием электронов с магнитным полем можно пренебречь. Атом (молекулу) будем представлять как совокупность электрических зарядов с общим дипольным моментом D . Энергия взаимодействия атома или молекулы с электрическим полем $W = -DE$. В пределах квантовой системы фаза $k = 2\pi/\lambda$ очень мала, и ею можно пренебречь. Следовательно, $E = E_0 \cos \omega t$, а энергия взаимодействия $W = -DE_0 \cos \omega t$. Матричный элемент энергии взаимодействия

$$E_{mn} = -E_0 \cos \omega t \int \psi_m^* D \psi_n dV.$$

Обозначим матричный элемент электрического диполя через

$$D_{mn} = \int \psi_m^* D \psi_n dV.$$

Тогда $E_{mn} = -D_{mn} E_0 \cos \omega t$. Вероятность перехода будет равна:

$$b_m = \frac{D_{mn} E_0}{2\hbar} \left[\frac{e^{j(\omega_{mn} + \omega)t} - 1}{\omega_{mn} + \omega} - \frac{e^{j(\omega_{mn} - \omega)t} - 1}{\omega_{mn} - \omega} \right]. \quad (3.5)$$

Вероятность перехода b_m будет большой, когда

$$\omega \approx \omega_{mn} = (E_m - E_n) / \hbar \text{ и } \omega \approx -\omega_{mn} = (E_m - E_n) / \hbar,$$

т.е. в тех случаях, когда $E_m = E_n + \hbar\omega$ либо $E_m = E_n - \hbar\omega$.

Величина $\hbar\omega$ равна энергии фотона. В первом случае система поглощает фотон и переходит на более высокий энергетический уровень, а во втором — испускает фотон и переходит на более низкий уровень.

Вероятность индуцированного поглощения приближенно определяется следующим соотношением

$$|b_m|^2 = \frac{D_{mn}^2 E_0^2}{4\hbar} \frac{\sin^2 \frac{\omega_{mn} - \omega}{2} t}{\left(\frac{\omega_{mn} - \omega}{2} \right)^2}. \quad (3.6)$$

График этой функции показан на рис. 3.2, из которого видно, что максимальная вероятность индуцированного поглощения

достигается при $\omega = \omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$, т.е. когда частота внешнего поля соответствует разности энергии уровней, между которыми совершается переход.

Переход квантовой системы на более низкий уровень под воздействием внешнего электромагнитного поля, сопровождающийся излучением электромагнитной энергии, называется индуцированным (вынужденным) излучением.

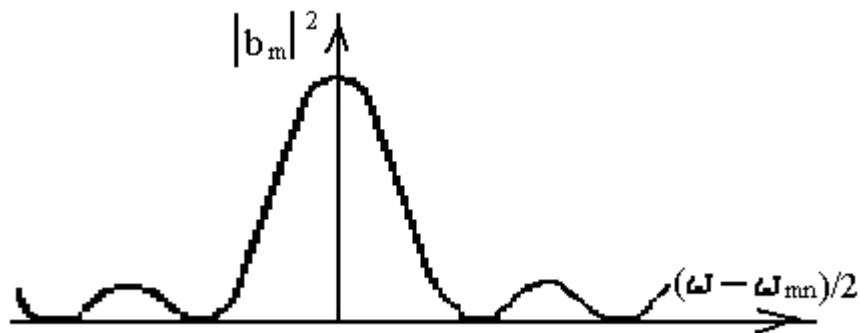


Рис. 3.2

Индуцированный переход возможен в том случае, если в спектре электромагнитной волны есть составляющая с частотой ω_{mn} .

Как уже было сказано ранее, атом обладает внутренним запасом энергии. Переход атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией сопровождается излучением, характеризующимся определенным спектром. Опыт подтверждает, что спектральные линии имеют определенную ширину, и это объясняется в первую очередь кратковременностью жизни атома в возбужденном состоянии и, следовательно, самого акта излучения.

Излучение квантового осциллятора. С позиции квантовой теории процесс должен быть описан иначе.

Прежде всего, согласно гипотезам Планка и Бора «орбиты» электронов (энергетические уровни) являются избранными. Поэтому на фазовой плоскости им будут соответствовать не любые эллипсы, а лишь их дискретный набор. Разность между величинами их площадей должна быть обязательно кратна $h\omega$. На рис. 3.3 показаны кривые движения изображающей точки для квантового осциллятора в стационарных режимах. Следовательно, в этом случае величина $S = n\hbar\omega$, где $n = 1, 2, \dots$, и указанная выше разность меж-

ду площадями эллипсов может быть представлена в виде известного частотного условия Бора:

$$\Delta S = \Delta n \hbar \omega,$$

откуда $\Delta E = \hbar \omega$.

Из приведенного рассуждения легко видеть, что частота излучения здесь не связана с частотой колебания классического осциллятора, а определяется через энергию перехода, т.е. энергию, теряемую атомом при переходе его с одного энергетического уровня на другой.

Из изложенного следует также, что коэффициент затухания классического осциллятора при квантовой трактовке эквивалентен обратной величине средней длительности жизни атома в возбужденном состоянии. Иными словами, время релаксации для классического осциллятора совпадает с временем жизни атома для квантового осциллятора. Исходя из такого соответствия, легко показать, чем обуславливается ширина спектральной линии, исходя из представлений квантовой теории.

Так как возбужденное состояние атома ограничено во времени, то, следовательно, мы располагаем конечным отрезком времени для наблюдения и измерения определенного состояния квантовой системы. Это ограничение по времени, которое мы обозначим через Δt , в силу соотношения $\Delta(E_m - E_n) \Delta t \approx \hbar$ гарантирует постоянство разности $E_m - E_n$ с некоторой неопределенностью $\Delta(E_m - E_n)$. А так как согласно условию Бора $E_m - E_n = \hbar \omega_{mn}$, то ясно, что излучение будет происходить не точно на частоте ω_{mn} , а в некоторой полосе, определяемой соотношением

$$\Delta \omega = \frac{\Delta(E_m - E_n)}{\hbar}.$$

Несмотря на существенное различие приведенных выше интерпретаций процесса излучения, спектральная линия формально с точки зрения квантовой теории может быть описана лоренцевской кривой



Рис. 3.3

$$g(\omega) = \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}, \quad (3.7)$$

где $\gamma = \frac{1}{\tau} = A_{21}$, т.е. равна коэффициенту Эйнштейна для спонтанного излучения.

Необходимо отметить также еще два важных обстоятельства. Во-первых, практически «орбиты» при квантовой трактовке процесса имеют некоторую ширину, и, во-вторых, энергия квантового осциллятора не может обратиться в нуль, а будет иметь некоторую определенную минимальную величину, равную $\frac{1}{2}\hbar\omega$.

Представление свободного электромагнитного поля совокупностью радиационных осцилляторов. Представим поле излучения в виде замкнутой полости достаточно большого размера. Очевидно, беспредельное увеличение размеров полости приведет к несчетному множеству (континиуму) осцилляторов, собственные частоты которых изменяются непрерывно, образуя сплошной спектр. Однако для дискретного представления поля в свободном, т.е. неограниченном, пространстве существует другой, более общий метод. Он заключается в разложении поля в тройной ряд Фурье с использованием называемых периодических граничных условий.

Обычно свободное электромагнитное поле может быть описано лишь одним векторным потенциалом, который мы запишем в следующем виде:

$$A = \sum_k \left[A_k e^{-i(kr - \omega t)} + A_k^* e^{-(kr - \omega t)} \right]. \quad (3.8)$$

Здесь суммирование производится по всем k , являющимся волновыми векторами с проекциями на оси x , y , z , равными

$$k_x = \frac{2\pi}{L} n_x; \quad k_y = \frac{2\pi}{L} n_y; \quad k_z = \frac{2\pi}{L} n_z, \quad (3.9)$$

где L — пространственный период, а n_x , n_y , n_z могут быть как положительными, так и отрицательными числами.

Используя выражения для k_x , k_y , k_z и учитывая, что

$$dk_x = \left(\frac{2\pi}{L}\right)dn_x; \quad dk_y = \left(\frac{2\pi}{L}\right)dn_y; \quad dk_z = \left(\frac{2\pi}{L}\right)dn_z,$$

получаем для числа осцилляторов в единицу объема и соответствующем интервале волновых чисел от k до $k + dk$ следующее выражение:

$$dN_1 = dn_x dn_y dn_z = \frac{V}{(2\pi)^2} dk_x dk_y dk_z.$$

Таким образом, мы перешли от пространства чисел n к k -пространству, для которого $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. Элемент объема в сферической системе координат такого пространства равен $k^2 dk d\Omega$, где $d\Omega$ — элементарный телесный угол.

В данном случае необходимо учесть все возможные в полном телесном угле направления распространения волн, определяемые волновым вектором k . Так как какого-либо преимущественного направления нет, следовательно, мы имеем дело со случаем сферически-симметричного излучения.

$$\text{Интегрирование по углу } \Omega \text{ дает: } dN_1 = \frac{4\pi}{(2\pi)^2} V k^2 dk.$$

$$\text{Так как} \quad k^2 = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^2},$$

$$\text{то получим:} \quad dN'_1 = \frac{\omega^2}{2\pi^2 c^2} V d\omega.$$

Это выражение дает число возможных значений k в интервале от ω до $\omega + d\omega$. Если учесть два вида возможностей поляризации, то формула для числа осцилляторов, находящихся в интервале от ω до $\omega + d\omega$, примет вид:

$$dN = 2dN'_1 = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^2} V d\omega. \quad (3.10)$$

Подчеркнем, что рассмотренное нами выше представление электромагнитного поля в свободном пространстве является совокупностью радиальных осцилляторов. Такое преобразование является необходимым шагом при вторичном квантовании электромагнитного поля.

3.3 Квантование свободного электромагнитного поля

Очевидно, наиболее полно и точно задача о взаимодействии поля с частицами вещества может быть решена при условии, если энергию поля, подобно энергии частиц, подвергнуть квантованию. Таким образом, от полуклассической теории излучения перейдем к квантовой теории.

Преобразования, связанные с этим переходом, состоят в следующем. Максвелловские уравнения поля необходимо преобразовать в уравнения в форме Гамильтона, что будет означать переход от представления поля в виде сплошной среды к представлению его в виде дискретной совокупности осцилляторов. Следующим шагом является превращение полученных выше классических осцилляторов в квантовые. Наконец, использование специальных операторов, называемых операторами рождения и уничтожения фотонов, позволит с позиций квантовой теории описать процессы взаимодействия поля с частицами как процессы взаимодействия совокупности радиационных осцилляторов с множеством осцилляторов вещества. Перейдем к изложению указанных выше преобразований.

Поле как совокупность осцилляторов. Для простоты рассмотрим свободное электромагнитное поле, заполняющее неограниченное пространство. Поскольку для поля справедливы такие понятия, как энергия, импульс и момент количества движения, а следовательно, и законы их сохранения, то с механической точки зрения поле следует рассматривать как систему с бесконечным числом степеней свободы, представляющих собой координаты точек пространства, занимаемого полем. Амплитуды потенциалов поля A , φ , являющиеся непрерывными функциями пространственных координат и времени, играют в данном случае роль обобщенных координат.

Далее с помощью известного условия Лоренца $divA + \frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0$ и применения электродинамических преобразований, получим выражение для энергии поля:

$$E = 2V\varepsilon_0 \sum_k \omega_k^2 g_k^* g_k. \quad (3.11)$$

Для того чтобы установить еще большее сходство между плоскими волнами и радиационными осцилляторами, вводят действительные переменные, играющие роль канонически сопряженных величин классической механики, и удовлетворяющие уравнению линейного гармонического осциллятора (q_k и p_k) переменные, связанные с g_k и g_k^* следующими соотношениями:

$$q_k = \alpha (g_k + g_k^*); \quad p_k = -\dot{q}_k = -i\omega_k \alpha (g_k - g_k^*), \quad (3.12)$$

здесь g_k и g_k^* — комплексные переменные, коэффициент α оказывается равным $\alpha = \sqrt{V\varepsilon_0}$.

Именно этот вид соотношений при соответствующем подборе коэффициента α дает возможность произвести замену переменных и получить известное выражение для энергии классического осциллятора в виде $E = \frac{1}{2} \sum (p_k^2 + \omega_k^2 q_k^2)$.

В результате решения задачи о гармоническом осцилляторе матричным методом, было получено следующее соотношение: $(\omega_0^2 - \omega_{mn}^2) q_{mn} = 0$, где ω_0 — частота внешнего поля, ω_{mn} — частота перехода. Отсюда следует: либо $q_{mn} = 0$, либо $\omega_{mn} = \pm(\omega_0)$.

Таким образом, в нуль обращаются все q_{mn} , за исключением тех, для которых $\omega_{mn} = +(\omega_0)$ и $\omega_{mn} = -(\omega_0)$. Очевидно, эти равенства говорят либо о переходе из m -го состояния в состояние $(m - 1)$, связанное с излучением фотона, либо о переходе из n -го состояния в состояние $(n + 1)$, что связано с поглощением фотона.

Следовательно, будет справедлива следующая запись:

$$q_{mn} = 0 \text{ при } m \neq n + 1; \quad q_{mn} \neq 0 \text{ при } m = n \pm 1.$$

Таким образом, можно утверждать, что переходы между любыми двумя несоседними уровнями происходить не могут. Об этом же говорят и полученные выше результаты действия операторов \hat{a}_k^* и \hat{a}_k на функцию состояния ψ_n .

В заключение отметим, что если приведенные здесь рассуждения отнести к приему сигналов, то в первом случае речь идет о приеме сигналов в квантовой области, для которой $\hbar\omega \gg kT$, и

тогда целесообразно использование приемника дискретного характера, типа счетчика фотонов. Второй случай относится к приему сигналов в классической области, для которой $\hbar\omega \ll kT$ и где используются обычные приемники волнового типа.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Перейдем к полуклассическому рассмотрению процессов, происходящих при взаимодействии электромагнитных полей с веществом.

Излучение и поглощение веществом электромагнитной энергии связаны с внутренними энергетическими переходами атомов вещества из одного стационарного состояния в другое. Поскольку такие переходы случайны, основной задачей является вычисление их вероятности.

Такая задача впервые была рассмотрена Эйнштейном с точки зрения термодинамики.

Моделью исследования этой проблемы явилась совокупность атомов вещества, находящихся в тепловом равновесии со стенками окружающего их объема при некоторой постоянной температуре T . Основным постулатом, принятым Эйнштейном, было подчинение энергетических переходов, сопровождающихся излучением или поглощением энергии, формуле Планка.

В теории Эйнштейна вводится вероятность перехода квантовой системы из одного стационарного состояния в другое. При этом под вероятностью следует понимать либо ее мгновенное значение (вероятность данного состояния к моменту времени t), либо вероятность данного перехода в единицу времени.

4.1 Энергетические уровни атомов и молекул

Квантовые приборы основаны на использовании взаимодействия ЭМИ (электромагнитного излучения) с веществом и явлении вынужденного излучения.

Частицы (электроны, атомы, ядра, молекулы), подчиняющиеся квантовым законам, принято называть микрочастицами. Они могут совершать свободные колебания или связанное движение.

Свободное движение — это неограниченное в пространстве поступательное движение микрочастиц, например движение свободного электрона в вакууме или поступательные движения свободного атома или молекулы в газе.

Энергия свободной частицы может принимать любые значения, она имеет непрерывный спектр значений.

Связанное движение — это ограниченные в пространстве движения микрочастицы, взаимодействующей с другими микрочастицами или находящейся во внешнем электрическом или магнитном поле.

Квантовая система, состоящая из связанных микрочастиц, характеризуется тем, что ее внутренняя энергия, то есть энергия, не связанная с движением системы как целого, может принимать только дискретные значения, образующие дискретный спектр.

Энергетический спектр — это набор разрешенных состояний значений E_i . Аналогия со струной, закрепленной в двух точках. Такая струна может совершать колебания, частоты которых равны $k\nu_0$, $k \in Z$.

Каждому из разрешенных значений энергии E_i соответствует одно или несколько устойчивых состояний движения частиц в системе — такое состояние является вырожденным.

Самый нижний уровень (состояние атома с наименьшей энергией) называется основным, все остальные — возбужденными.

Рассмотрим энергетические уровни на примере атома водорода. Атом водорода состоит из ядра, содержащего один протон, и один электрон. Энергии E_i уровней атома водорода в эВ определяются по формуле

$$E_i = -13,6 \frac{1}{i^2}, \quad (4.1)$$

где $i \in N$ — главное квантовое число, характеризующее среднюю удаленность электрона от ядра.

На рисунке 4.1, *а* показаны энергетические уровни атома водорода, вычисленные по формуле (4.1). Расстояние между уровнями при $E \rightarrow 0$ уменьшается. При $E > 0$ уровни энергии не квантуются, так как электрон, имеющий положительную энергию, является свободным и может уходить на бесконечное расстояние от ядра.

На рисунке 4.1, *б* показаны орбитальный и спиновый моменты электрона в атоме. При каждом значении числа i электрон обладает орбитальным моментом количества движения

$$l = m [\vec{r} \vec{v}] , \quad (4.2)$$

где \vec{r} — радиус-вектор, \vec{v} — скорость электрона.

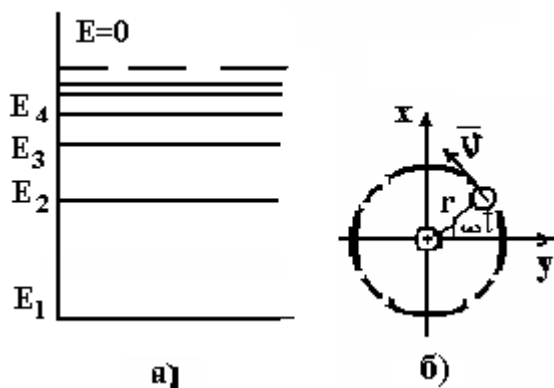


Рис. 4.1

Так как электрон как бы дополнительно вращается вокруг собственной оси, он обладает еще и спиновым моментом количества движения (спином S). Полный момент количества движения j складывается из орбитального и спинового моментов:

$$j = l + S . \quad (4.3)$$

Спиновое движение приводит к появлению у электронов спинового магнитного момента μ_S . Взаимодействие этих магнитных моментов называется спин-орбитальным взаимодействием. Энергия спин-орбитального взаимодействия зависит от ориентации векторов μ_l и μ_S . Моменты, а также их проекции на произвольную ось z квантуются по определенным правилам.

Уровни энергии с неравными нулю значениями энергии не являются одиночными, а расщепляются на ряд подуровней в соответствии с числом возможных проекций, что называется тонкой структурой. Название «тонкая» она носит потому, что расщепление уровней мало по сравнению с расстоянием между уровнями с различными квантовыми числами.

У атомов многих веществ наблюдается также сверхтонкая структура. Она возникает в результате взаимодействия магнитных моментов электронов со слабым полем ядер.

Состояние сложного атома определяется состояниями и взаимодействием входящих в его состав электронов:

$$L = \sum_i l_i, S = \sum_i S_i, \text{ а } J = L + S. \quad (4.4)$$

Энергетические уровни в газах. В случае газа, состоящего из свободных атомов, квантуется энергия электронов в атоме, обусловленная притяжением электронов к ядру.

Система энергетических уровней атома образует электронные уровни. Расстояние между уровнями порядка 1–10 эВ (1 эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Система электронных уровней усложняется с ростом числа электронов на орбите.

Если газ состоит из молекул, то следует рассматривать поступательное движение молекул, колебание атомов в молекуле, вращение молекул и движение электронов в атомах. Если молекула содержит N атомов, то число степеней свободы в линейной системе $r_n = 3N - 5$.

Каждому виду колебательных движений соответствуют колебательные энергетические уровни. Расстояние между ними порядка 0,1 эВ.

Между колебательными уровнями находятся вращательные уровни с интервалом порядка 10^{-3} эВ и менее.

Полная энергия молекулы может быть представлена в виде суммы трех слагаемых

$$E = E_{эл} + E_{кол} + E_{вр}. \quad (4.5)$$

Энергетические уровни в твердом теле. В твердом теле возможно:

– движение электронов внутри кристаллической решетки (электронные уровни — 1–2 эВ);

– колебательное движение частиц (атомов, молекул, ионов) в пределах решетки (колебательные уровни — 0,1 эВ).

Энергия электронных уровней для твердых тел порядка 1–2 эВ (на один электрон), то есть много больше энергии колебательных уровней. Электронные и колебательные уровни могут расщепляться, смещаться под действием внутренних и внешних электромагнитных полей.

В твердых телах существует коллективное движение частиц, образующих кристаллическую решетку. При сильных внутренних полях соседние энергетические уровни сливаются, образуя непрерывные разрешенные зоны, между которыми имеются запрещенные зоны.

В квантовых приборах используются переходы атомов из одного энергетического состояния в другое. С этими переходами связано излучение или поглощение электромагнитного излучения. При переходе частицы с более высокого уровня энергии E_i на более низкий E_k , система отдает энергию, равную $E_i - E_k$, а при обратном переходе — поглощает такую же энергию. Это может быть видимый свет, ультрафиолетовое или инфракрасное излучение (оптические переходы), рентгеновское или гамма-излучения, радиоволны. Испускание и поглощение энергии происходит порциями $h\nu$, где ν — частота излучения, $h = 6,63 \times 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка.

Переходы между электронными уровнями соответствуют ультрафиолетовому ($10^{14} \div 10^{15}$ Гц) и видимому ($10^{13} \div 10^{14}$ Гц) диапазонам. Переходы между колебательными уровнями — инфракрасному ($10^{11} \div 10^{12}$ Гц), между вращательными — СВЧ ($10^{10} \div 10^{11}$ Гц).

Переходы вниз или вверх могут происходить с выделением или поглощением квантов электромагнитного излучения. В этом случае частота излученного или поглощенного кванта излучения определяется разностью энергий начального и конечного состояния

$$\omega = \frac{\Delta W}{\hbar}, \quad (4.6)$$

где \hbar — константа (постоянная Планка), равная $1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек.

Можно указать много различных физических процессов, связанных с переходами частиц из одного возбужденного состояния в другое. Принято делить всю совокупность переходов на две группы, в зависимости от того, с какой формой внешней энергии связана трансформация внутренней энергии частицы. Переходы, в результате которых излучается или поглощается электромагнитная энергия, выделяются из всех возможных переходов названием «оптические переходы». Переходы, при которых выделяемая или

поглощаемая энергия не является энергией электромагнитного поля, называются неоптическими переходами.

Различные процессы, связанные с переходом частицы из одного состояния в другое, принято записывать в виде символических равенств. При этом используются следующие обозначения:

- A — частица в нормальном состоянии;
- A^* — частица в возбужденном состоянии;
- A^+ — положительно заряженный ион;
- e — медленный электрон;
- \bar{e} — быстрый электрон;
- $(\hbar\omega)$ — фотон.

Например, возбуждение частицы при взаимодействии с быстрым электроном можно записать так:

$$A + \bar{e} = A^* + e. \quad (4.7)$$

Мерой интенсивности процесса, связанного с переходом, является число переходов, совершаемых в единицу времени в единице объема среды. Эта величина, обозначаемая n_{ik} (индексы относятся к исходному и конечному уровням), называется скоростью процесса и имеет размерность $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Применительно к данному состоянию можно говорить о суммарных скоростях заселения и рассеяния состояния, понимая под первой величиной число переходов, оканчивающихся на рассматриваемом уровне, а под второй — число переходов, начинающихся с рассматриваемого уровня. Если рассматривать некоторый уровень i , то скорости заселения определяются $\sum_{k \neq i} n_{ki}$, а скорости расселения $\sum_{k \neq i} n_{ik}$ (сум-

мирование производится по всем уровням, за исключением рассматриваемого уровня i). Понятно, что скорость процесса, связанного с переходом $i \rightarrow k$, пропорциональна населенности исходного состояния i :

$$n_{ik} = \gamma_{ik} \cdot N_i. \quad (4.8)$$

Коэффициент пропорциональности γ_{ik} , который различен для разных переходов, имеет физический смысл доли атомов в исходном состоянии, участвующих в переходе в единицу времени. Размерность этой величины — с^{-1} . Величина γ_{ik} называется вероятностью перехода $i \rightarrow k$. Вероятность перехода определяется индивидуальными свойствами данного перехода.

(Спектроскопическая вероятность процесса в отличие от общематематической вероятности является размерной величиной).

Изменение населенности состояния определяется балансом скоростей всех заселяющих и всех расселяющих процессов:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{k \neq i} n_{ki} - \sum_{k \neq i} n_{ik}. \quad (4.9)$$

Уравнения такого типа называются кинетическими уравнениями и часто используются для расчетов распределения населенностей.

С учетом (4.8) кинетическое уравнение для состояния i запишется так:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{k \neq i} n_k \gamma_{ki} - N_i \sum_{k \neq i} \gamma_{ik}. \quad (4.10)$$

Если процессы, заселяющие возбужденный уровень i , прекратились в момент времени $t = 0$, то населенность уровня начнет убывать. Уравнение

$$\frac{dN_i}{dt} = -N_i \sum_{k \neq i} \gamma_{ik} \quad (4.11)$$

дает экспоненциальную зависимость убывания числа частиц в состоянии i

$$N_i(t) = N_i(0) \exp \left[- \left(\sum_{k \neq i} \gamma_{ik} \right) t \right]. \quad (4.12)$$

Темп убывания населенности определяется суммой вероятностей всех переходов из данного состояния. Величина $\sum_k \gamma_{ik}$ называется полной вероятностью обеднения уровня i и обозначается γ_i .

Время пребывания частиц в данном состоянии, или, как часто говорят, время жизни состояния, ограничено. Оно характеризуется временем τ_i , в течение которого населенность состояния уменьшается в e раз. Таким образом, время жизни состояния связано с вероятностью обеднения соотношением

$$\tau_i = \frac{1}{\gamma_i} = \frac{1}{\sum_k \gamma_{ik}}. \quad (4.13)$$

Времена жизни различных состояний имеют значения от 10^{-9} – 10^{-10} с до нескольких секунд. Наиболее долгоживущие состояния называют *метастабильными*.

4.2 Оптические переходы

Спонтанные переходы. Рассмотрим переходы частицы из одного состояния в другое с выделением или поглощением электромагнитной энергии, т.е. оптические переходы. Если частица (атом) в данный момент времени находится в одном из возбужденных состояний E_i , то такое состояние данной частицы (атома) неустойчиво, даже если нет влияния других частиц. Через очень короткое время частица (атом) перейдет без каких-либо внешних воздействий в одно из состояний с меньшей энергией E_k . При этом частица (атом) излучает квант энергии (фотон) и энергия электромагнитного поля увеличивается на величину $\hbar\omega_{ik}$. Этот процесс называется спонтанным излучением, так как его интенсивность не зависит от внешних воздействий.

Сделаем определение, что спонтанные переходы — это самопроизвольные квантовые переходы частицы с верхнего энергетического состояния в нижнее, с меньшим значением энергии.

Спонтанное излучение соответствует следующему символическому равенству:

$$A^* \rightarrow A + (\hbar\omega). \quad (4.14)$$

При спонтанных переходах излучается энергия в виде квантов. Квант энергии равен:

$$\hbar \cdot \omega_{i,k} = E_i - E_k, \quad (4.15)$$

где i, k — номера энергетических уровней.

Если переход с i -го уровня на все нижележащие запрещен, то время жизни частиц на уровне i оказывается большим. Уровни с $A_{ki} \rightarrow 0$ называются метастабильными.

Для метастабильных уровней время жизни частиц составляет $\tau = 10^{-3} \div 10^{-6}$ с. Уровни, переход с которых разрешен, имеют время жизни $\tau = 10^{-9}$ с. Такой уровень называется метастабильным и играет существенную роль при построении квантовых устройств.

Спонтанный переход возможен только сверху вниз, то есть: $A_{ik} \neq 0$, если $i > k$ и $A_{ik} = 0$, если $i < k$. Величина A_{ik} является индивидуальной характеристикой перехода, не зависящей от каких-либо внешних условий, т.е. спонтанное излучение носит случайный характер. Коэффициент пропорциональности A_{ik} имеет физический смысл вероятности спонтанного излучательного перехода и размерность s^{-1} . Интенсивность оптических переходов в среде регламентируется в конечном итоге коэффициентом Эйнштейна A_{ik} .

Скорость протекания процесса, т.е. число актов спонтанного излучения в единицу времени в единице объема, определяется населенностью исходного (верхнего) возбужденного состояния N_1 . Чем больше населенность верхнего состояния, тем больше скорость спонтанного перехода.

Случайность спонтанного перехода означает, что различные частицы излучают не одновременно и независимо, то есть фазы электромагнитных волн, испускаемых отдельными частицами не совпадают друг с другом. Потому излучение, создаваемое спонтанными переходами, некогерентно. Кроме того, различные частицы излучают несинхронно и независимо. Поэтому спонтанное излучение, в общем, ненаправлено, некогерентно, неполяризовано и немонохроматично. Излучение обычных источников света есть результат спонтанных переходов. Поскольку спонтанное излучение некогерентно по отношению к внешнему полю, оно играет роль собственных шумов в системе и служит затравочным толчком в процессе усиления и возбуждения колебаний.

Самопроизвольные (спонтанные) переход с одного уровня на другой и сопровождающее его излучение столь же случайны, как радиоактивный распад ядра атома. Предсказать точно момент спонтанного перехода невозможно — можно лишь говорить о вероятности, что переход произойдет в течение какого-то отрезка времени. Основная характеристика спонтанных переходов — среднее время Δt , через которое происходит переход, а обратная ему величина называется вероятностью спонтанного перехода. Займемся определением вероятности спонтанного перехода $A_{i,k}$.

1. В СВЧ-диапазоне A_{ik} пренебрежимо мало, в оптическом — велико.

2. На разных переходах вероятности спонтанных переходов различны.

Процесс спонтанного излучения с квантовой точки зрения можно представить в следующем виде.

Возьмем двухуровневую систему. Уменьшение населенности уровня 2 в результате спонтанных переходов за время dt очевидно пропорционально населенности (количеству частиц с данной энергией в единице объема вещества) этого уровня N_2 и времени dt :

$$dN_2 = -A_{21}N_2dt, \quad (4.16)$$

где A_{21} — вероятность спонтанного перехода в единицу времени в единице объема вещества.

Решив это уравнение, получим экспоненциальный закон уменьшения населенности верхнего уровня во времени:

$$N_2(t) = N_2(0)e^{-A_{21}t}, \quad (4.17)$$

где $N_2(0)$ — число атомов, находящихся на уровне E_2 в момент времени $t = 0$.

Полная вероятность A_k спонтанного перехода с уровня E_k на все нижние уровни равна сумме вероятностей A_{ki} отдельных спонтанных переходов:

$$A_k = \sum_0^{k-1} A_{ki}. \quad (4.18)$$

Энергия излучения в единицу времени, которую мы обозначим через I , будет равна:

$$I = A_{21}N_2^0 \hbar\omega_{21}e^{-A_{21}t} = I_0e^{-A_{21}t}, \quad (4.19)$$

где $I = A_{21}N_2^0 \hbar\omega_{21}$ — интенсивность излучения в момент $t = 0$.

Из последнего выражения видно, что интенсивность излучения убывает со временем по экспоненциальному закону.

Средняя продолжительность жизни в возбужденном состоянии. Большой практический интерес представляет величина средней продолжительности жизни системы (атома) в возбужденном состоянии, предположим, что число атомов, совершивших переход с уровня E_2 на уровень E_1 за время dt , равно $A_{21}N_2dt$. Очевидно, что именно за это время число атомов прожило в возбужденном состоянии t секунд. Следовательно, сумма продолжи-

тельности жизни всех атомов, совершивших переход $2 \rightarrow 1$ за время от 0 до неограниченно большого, будет равна:

$$\int_0^{\infty} A_{21} N_2 t dt. \quad (4.20)$$

Введем понятие средней продолжительности жизни всех атомов $\bar{\tau}$, находящихся в возбужденном состоянии в момент времени $t = 0$:

$$\bar{\tau} = \frac{\int_0^{\infty} A_{21} N_2 t dt}{N_2^0}. \quad (4.21)$$

Так как $N_2 = N_2^0 e^{-A_{21}t}$, то $\bar{\tau} = A_{21} \int_0^{\infty} t e^{-A_{21}t} dt$.

После интегрирования придем к следующему соотношению: $\bar{\tau} = 1/A_{21}$.

Из этого уравнения следует, что через время $\tau = \frac{1}{A_{21}}$ населенность уровня 2 уменьшится в 2,7 раз.

Таким образом, формула для интенсивности излучения может быть записана в следующем виде: $I = I_0 e^{-t/\bar{\tau}}$. Эта формула аналогична выражению для затухающих колебаний классического линейного осциллятора, для которого величина $\bar{\tau}$ носит название времени релаксации. Такое совпадение выражений с формальной стороны является неслучайным, так как, несмотря на существенные различия двух процессов, между ними имеется и глубокая физическая связь.

Анализируя вышеизложенное, сделаем такое заключение:

1. Типичное значение вероятности A_{ik} для так называемых разрешенных (наиболее вероятных) переходов оптического диапазона составляет величину порядка 10^8 с^{-1} . Это означает, что возбужденные состояния атома распадаются в среднем за время $\tau = 10^{-8} \text{ с}$, или, как говорят, время жизни атома в возбужденном состоянии составляет $\tau = 10^{-8} \text{ с}$.

2. Вероятность спонтанных переходов $A_{ik} \sim D_{ik}^2$. Дипольный момент D_{ik} сильно зависит от свойств уровней. Если $D_{ik} = 0$, это значит, что такой переход между уровнями i и k не может происходить в дипольном приближении, поэтому его называют запрещенным, если $D_{ik} \neq 0$, то переход между уровнями является разрешенным.

3. Вероятность спонтанных переходов A_{21} пропорциональна ω_{ik}^3 , это означает, что в области низких частот спонтанные переходы слабо выражены, в области высоких частот — велики и ими пренебрегать нельзя. Для оптического диапазона

$$A_{ik} = (10^3 \div 10^9) \cdot \frac{1}{c}.$$

4. Величина, обратная вероятности спонтанного перехода $A_{i,j}$, определяет среднее время жизни частиц на данном уровне

$\tau_{ik} = \frac{1}{A_{ik}}$. Если ниже уровня i лежит несколько уровней k_1, k_2, k_3 ,

то полное время жизни частиц определяется следующим образом:

$$\tau_{ik} = 1 / \sum_k A_{ik}.$$

Индукцированные переходы и их вероятность. Индуцированные переходы между уровнями возникают при воздействии на систему высокочастотных внешних полей.

Поместим двухуровневую квантовую систему во внешнее поле, причем $E_i > E_k$. В ней возможны переходы как с k на i уровень (поглощение), так и с i на k уровень (излучение).

Начнем рассмотрение с процесса поглощения излучения. Вероятность перехода может зависеть от величины поля на частоте перехода $\omega = \omega_{ki}$. Частица, взаимодействуя с фотоном, может поглотить его и перейти в другое (верхнее) состояние, характеризующееся большей внутренней энергией. Символическая запись процесса такова:

$$A^* + (\hbar\omega) = A^{**}. \quad (4.22)$$

При этом, энергия фотона должна быть равна разности энергий между конечным и исходным состояниями.

Поглощение отличается от спонтанного излучения не только энергетикой, но и зависимостью от внешних условий. Действительно, чем больше плотность соответствующих фотонов, тем чаще возникают акты поглощения в среде. Поэтому скорость процесса определяется не только населенностью исходного (нижнего) состояния N_k , но и объемной спектральной плотностью излучения на частоте перехода $\rho(\omega)$. Она имеет размерность $1 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \text{с}}$. Число вынужденных переходов определим:

$$n_{ki}^n = W_{ki} N_k = B_{ki} \rho_{ki} N_k, \quad (4.23)$$

где W_{ki} — вероятность индуцированных переходов с поглощением поля.

Мощность поглощения единицей объема среды определится как

$$P_{ki}^n = B_{ki} \rho_{ki} N_k \hbar \omega_{ki}. \quad (4.24)$$

Из (4.23) и (4.24) видно, что вероятность индуцированных переходов пропорциональна объемной спектральной плотности излучения $\rho(\omega)$, вычисленной на частоте перехода:

$$W_{ki} = B_{ki} \cdot \rho(\omega), \quad (4.25)$$

где B_{ki} — коэффициент пропорциональности между вероятностью индуцированного перехода W_{ki} и спектральной плотностью энергии поля $\rho(\omega)$. Коэффициент B_{ki} называется коэффициентом Эйнштейна. Он зависит от свойств уровней i и k , т.е. является индивидуальной характеристикой данного перехода и имеет размерность $\text{см}^3 \cdot \text{Дж}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$.

Величина W_{ki} характеризует процесс индуцированного поглощения, тогда как W_{ik} — процесс индуцированного излучения. Для определения W_{ki} в явном виде необходимо найти $\rho(\omega)$ и B_{ki} .

Для определения $\rho(\omega)$ на частоте $\omega = \omega_{ki}$ рассмотрим поле с бесчисленным множеством собственных колебаний, заключенное в некотором объеме V . Полное число собственных частот объема или полное число осцилляторов поля, заключенных в интервале частот от 0 до некоторого значения ω , численно равно

$$N = \frac{V \omega^3}{6\pi^2 c^2}.$$

Для определения числа собственных колебаний, лежащих между ω и $\omega + d\omega$, необходимо продифференцировать последнее выражение по частоте и удвоить его, так как каждой частоте отвечают два вида колебаний, отличающихся поляризацией. Проредив это, получим

$$dN = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} V d\omega. \quad (4.26)$$

Величина средней энергии осциллятора равна $E = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$. Используя величину dN и умножая ее на E , приходим к следующей формуле для спектральной объемной плотности энергии:

$$\rho(\omega) d\omega = E \cdot dN = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} d\omega = \frac{\omega^3 \hbar}{\pi^2 c^3} e^{-\hbar\omega/kT} d\omega. \quad (4.27)$$

Из всего множества колебаний, находящихся в объеме V , выберем один m -тип колебаний с частотой ω_m . Энергия m -типа тогда будет равна

$$\hbar \cdot \omega_m \cdot N_m, \quad (4.28)$$

где $\hbar \cdot \omega_m$ — энергия фотона, N_m — число фотонов в m -ом типе колебаний на частоте ω_m . Плотность энергии m -го типа определится как

$$\rho_m = \frac{\hbar \cdot \omega_m \cdot N_m}{V}. \quad (4.29)$$

Вероятность W_{ki} находим суммированием всех ρ_m , находящихся в единице спектрального интервала, вблизи частоты $\omega = \omega_{ki}$, то есть: $\rho(\omega) = \sum_m \rho_m$. Тогда выражение для W_{ki} примет вид:

$$W_{ki} = B_{ki} \cdot \sum_m \frac{\hbar \cdot \omega_m}{V} \cdot N_m. \quad (4.30)$$

До сих пор мы рассматривали вероятность индуцированного поглощения. Рассмотрим теперь обратные процессы, то есть переход с уровня i на уровень k .

При взаимодействии возбужденной частицы с фотоном возможен переход частицы в состояние с меньшей энергией; при этом излучается дополнительный фотон:

$$A^{**} + (\hbar\omega)_1 = A^* + (\hbar\omega)_1 + (\hbar\omega)_2. \quad (4.31)$$

Энергия дополнительного фотона $(\hbar\omega)_2$ равна разности энергий начального (верхнего) и конечного (нижнего) состояний частицы. Энергетически наличие первоначального фотона $(\hbar\omega)_1$ не необходимо. Фотон в данном случае вынуждает, стимулирует, индуцирует процесс подобно катализатору в химических реакциях. Отсюда и название процесса — стимулированное излучение. Этот процесс называют также вынужденным или индуцированным излучением. Все три термина используются в литературе с приблизительно равной частотой. Скорость процесса зависит не только от населенности верхнего состояния атома, но и от плотности излучения на частоте рассматриваемого перехода. Чем больше плотность соответствующих фотонов, тем чаще возникают акты стимулированного излучения:

Строгий расчет, основанный на законах квантовой электродинамики, показывает, что:

$$W'_{ik} = B_{ik} \cdot \sum_m \frac{\hbar \cdot \omega_m}{V} \cdot (N_m + 1), \quad (4.32)$$

где B_{ik} — коэффициент пропорциональности, аналогичный B_{ki} при поглощении.

Причем если уровни не вырождены (то есть каждому уровню энергии отвечает одно состояние атома), то:

$$B_{ki} = B_{ik}. \quad (4.33)$$

Формула (4.32) принципиально отличается от формулы (4.30). Она показывает, что даже в отсутствии поля ($N_m=0$), вероятность W'_{ik} не равна нулю. Иначе, переходы сверху вниз происходят и в отсутствии поля. Ясно, что такие переходы являются спонтанными. Вероятность их обозначена буквой A_{ik} . Следовательно, из (4.33) следует, что:

$$A_{ik} = B_{ik} \cdot \sum_m \frac{\hbar \cdot \omega_m}{V}. \quad (4.34)$$

Учитывая (4.33), имеем:

$$W'_{ik} = W_{ik} + A_{ik}. \quad (4.35)$$

Исключая из (4.35) вероятность спонтанных переходов, можно полагать, что вероятность индуцированных переходов сверху вниз и снизу вверх одинакова, то есть:

$$W_{ki} = W_{ik}. \quad (4.36)$$

Если в начальный момент система находилась в состоянии E_k , под воздействием внешнего поля с частотой ω_{ki} она будет переходить на уровень E_i — энергия электромагнитного поля уменьшится, а энергия системы увеличится. Если же система в начальный момент находилась на верхнем уровне, произойдет излучение электромагнитной энергии, что приведет к усилению внешнего электромагнитного поля и уменьшению внутренней энергии системы. В действительности же оба процесса — поглощение и излучение — происходят одновременно.

Одинаковая вероятность поглощения и излучения еще не означает, что энергия электромагнитного поля не изменяется. Может произойти увеличение или уменьшение энергии в зависимости от того, какое число частиц находится на верхнем и нижнем энергетических уровнях.

Между коэффициентами A_{ik} , B_{ik} и B_{ki} , определяющими интенсивность оптических процессов, существуют определенные соотношения, вытекающие из общих термодинамических закономерностей.

Если температура тела сохраняет некоторое постоянное значение, то между ним и окружающим телом пространством наступит состояние динамического равновесия, при котором поглощаемая и излучаемая веществом энергии в единицу времени становятся равными друг другу (число испущенных квантов равно числу поглощенных). Такое состояние, называемое тепловым (или термодинамическим) равновесием, характеризуется, как известно, тремя составляющими — спонтанным излучением, поглощением и вынужденным излучением. Состояние теплового равновесия является устойчивым (стационарным).

Состояние термодинамического равновесия по-иному можно назвать принципом детального равновесия. С его помощью найдем связь между коэффициентами A_{ik} и B_{ik} . Принцип детального равновесия предполагает равенство количества переходов в единицу времени уровня 2 на уровень 1 и наоборот.

Используя выражение, определяющее число вынужденных переходов (4.23), и принцип детального равновесия (4.36), мы определим спектральную плотность излучения

$$n_{21} = n_{21}(c) + n_{21}(e) = A_{21}N_2 + B_{21}N_2\rho(\omega); \quad (4.37)$$

$$n_{12} = n_{12}(e) = B_{12}N_1\rho(\omega), \quad (4.38)$$

где буквами c и e обозначены соответственно спонтанные и вынужденные переходы.

Приравнивая (4.37) и (4.38), находим выражение для спектральной плотности излучения, приняв $B=B_{12}=B_{21}$,

$$\rho(\omega) = \frac{A_{21}N_2}{N_1B_{12} - N_2B_{21}} = \frac{\frac{A_{21}}{B}}{\frac{N_1}{N_2} - 1} = \frac{\frac{A_{21}}{B}}{e^{\frac{E_2-E_1}{kT}} - 1} = \frac{\frac{A_{21}}{B}}{e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1}. \quad (4.39)$$

Эйнштейн постулировал, что равновесное значение равновесной плотности энергии собственного поля $\rho(\omega)$ должно совпадать с величиной, рассчитанной по формуле Планка для равновесного излучения абсолютно черного тела:

$$\frac{\frac{A_{21}}{B}}{e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1} = \frac{\pi\omega^2}{c^3} \frac{h\omega}{e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1} \quad \text{и} \quad \rho(\omega) = \frac{\pi\omega^2}{c^3} \frac{h\omega}{e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1},$$

отсюда
$$A_{21} = \frac{\omega_{21}^3 \hbar}{\pi^2 c^3} B_{21} \quad \text{или} \quad A_{ik} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} B_{ik}, \quad (4.40)$$

где $\frac{\omega_{21}^2}{\pi^2 c^3}$ — число типов колебаний (мод), приходящееся на единицу объема резонатора; B_{21} — скорость индуцированного излучения.

Спонтанное излучение вызывает вынужденные переходы с поглощением или излучением электромагнитной энергии.

Для статистических расчетов вынужденных переходов наряду с коэффициентами Эйнштейна пользуются понятием эффективных поперечных сечений поглощательного σ_{12} и излучательного σ_{21} переходов, которые определяются отношением мощности излучения, поглощенной (индуцированной) одной частицей, к плотности мощности падающего излучения или отношением чис-

ла фотонов, поглощенных (индуцированных) одной частицей в секунду, к плотности потока фотонов $F(\omega) = c\rho(\omega)/\hbar\omega$ ($1/\text{м}^2\text{сГц}$). Как и коэффициенты Эйнштейна для вынужденных процессов, эффективные поперечные и σ_{12} и σ_{21} связаны между собой соотношениями $g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$ или при отсутствии вырождения ($g_1 = g_2 = g$) $B_{12} = B_{21}$. Вероятности соответствующих процессов могут быть выражены через эффективные сечения как:

$$W_{21} = \sigma_{21}F(\omega), W_{12} = \sigma_{12}F(\omega). \quad (4.41)$$

Из сопоставления (4.41) и (4.25) следует, что

$$\sigma_{21} = \frac{B_{21}\rho(\omega)}{F(\omega)} = \frac{B_{21}\hbar\omega}{c}. \quad (4.42)$$

Спектральные плотности вероятности вынужденных процессов могут быть рассчитаны с помощью следующих соотношений:

$$W_{21}(\omega_{21}) = \sigma_{21}F(\omega) = B_{21}(\omega)\rho(\omega), W_{12} = \sigma_{12}F(\omega) = B_{12}(\omega)\rho(\omega). \quad (4.43)$$

Мощность стимулированного излучения единицы объема среды определяется как

$$P_{ik}^{cm} = B_{ik}\rho_{ik}N_i\hbar\omega_{ik}. \quad (4.44)$$

Стимулированное излучение является процессом, составляющим физическую основу работы оптических квантовых генераторов. Существует интересная особенность процесса стимулированного излучения: фотон, возникающий в результате процесса (вторичный фотон), неотличим от стимулирующего процесс фотона (первичный фотон). Оба фотона характеризуются одинаковыми параметрами: частотой, фазой, импульсом и поляризацией. В обычных источниках излучения стимулированные процессы не играют большой роли; их интенсивность мала по сравнению с процессами спонтанного излучения и поглощения. Поэтому долгое время считалось проблематичным экспериментальное обнаружение стимулированного излучения. Однако в особой инверсной среде, используемой в ОКГ, стимулированное излучение становится доминирующим процессом, который определяет механизм «размножения» фотонов. Именно благодаря неотличимости первичного и вторичного фотонов излучение ОКГ приобретает свойства монохроматичности, когерентности и направленности.

Безызлучательные переходы. В результате неупругих соударений друг с другом или электронами атомы и молекулы газа теряют или приобретают энергию. При этом не происходит ни излучения, ни поглощения энергии электромагнитного поля. Такие энергетические переходы называют безызлучательными. Если рассмотрим некоторую систему атомов или ионов, внедрённых в узлы кристаллической решётки (например, ионы Cr в Al_2O_3), то между ионами и решёткой будет происходить взаимодействие и обмен энергией. Таким образом, безызлучательные переходы в твёрдом теле происходят за счет колебательного движения кристаллической решётки. Если температура решётки поддерживается постоянной и равной T , то такая совокупность ионов образует термостатированный ансамбль. Роль термостата выполняет кристаллическая решётка.

Допустим, что такой ансамбль каким-либо способом выведен из состояния теплового равновесия, например за счёт воздействия на него электромагнитным полем. Тогда, в период воздействия поля, частицы будут совершать переходы между уровнями, так что их распределение по уровням окажется отличным от больцмановского.

Если N^e — число частиц при больцмановском распределении, то можно утверждать, что в период действия поля $N \neq N^e$ (где N — распределение частиц в период действия поля). Однако опыт показывает, что после выключения поля система возвращается к прежнему состоянию теплового равновесия. Числа N_m начинают изменяться так, что вновь приходят к N_m^e . Этот процесс носит название процесса релаксации системы к состоянию теплового равновесия.

Опишем этот процесс. Примем, что действие термостата состоит в индуцировании переходов между различными состояниями системы. Обозначим через Γ_{mn} — вероятность того, что система в единицу времени совершит переход из состояния m в состояние n под действием термостата. Тогда число систем, совершающих в единицу времени переход из состояния m в состояние n , очевидно, будет $\Gamma_{mn}N_m$. На все уровни n из m -состояний совершит переход число частиц, равное $\sum_{n \neq m} \Gamma_{mn}N_m$, аналогично $\sum_{n \neq m} \Gamma_{nm}N_n$

— число частиц переходящих из n -состояний в m , в единицу времени. Полное изменение числа частиц в m -состоянии в единицу времени равно, очевидно, разности этих величин, с другой стороны оно должно быть равно $\frac{dN_m}{dt}$. В результате находим

$$\frac{dN_m}{dt} = \sum_{n \neq m} (\Gamma_{nm} N_n - \Gamma_{mn} N_m). \quad (4.45)$$

Это уравнение учитывает взаимодействие системы с термостатом, но не учитывает другие типы взаимодействий. Числа Γ_{mn} и Γ_{nm} характеризуют степень этого взаимодействия: чем они больше, тем сильнее взаимодействие.

Безызлучательные переходы также характеризуются вероятностью перехода между уровнями снизу вверх Γ_{ki} и сверху вниз Γ_{ik} соответственно с потерей и получением энергии

$$\Delta E = E_i - E_k. \quad (4.46)$$

В соответствии с принципом детального равновесия, то есть $n_{ik} = n_{ki}$, число безызлучательных переходов с уровня на уровень равно числу обратных безызлучательных переходов.

Найдем соотношение между тепловыми вероятностными коэффициентами на примере двухуровневой системы.

В состоянии термодинамического равновесия из закона Больцмана следует, что

$$\frac{N_2^e}{N_1^e} = e^{-\frac{E_k - E_i}{kT}}. \quad (4.47)$$

$$\text{Для } n_{21} = n_{12} \text{ получим } \Gamma_{12} N_1 = \Gamma_{21} N_2, \quad (4.48)$$

$$\text{откуда } \frac{\Gamma_{21}}{\Gamma_{12}} = \frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{E_k - E_i}{kT}} = e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}. \quad (4.49)$$

Если учесть, что $\hbar\omega \gg kT$, что обычно справедливо для квантовых приборов СВЧ-диапазона, то можно записать, что

$$\frac{\Gamma_{21}}{\Gamma_{12}} = 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}. \quad (4.50)$$

Таким образом, вероятность безызлучательного перехода сверху вниз больше, чем снизу вверх. Еще одно заключение, что в диапазоне СВЧ тепловыми переходами нельзя пренебрегать, в от-

личие от спонтанных переходов. При $T \rightarrow \infty$ экспонента в формулах стремится к единице, а вероятности — друг к другу:

$$\Gamma_{21} / \Gamma_{12} = 1. \quad (4.51)$$

Релаксационный переход — безызлучательный переход микрочастицы с одного уровня на другой в процессе релаксации (установления теплового равновесия). Релаксационные переходы обыкновенно происходят под влиянием теплового движения окружающих микрочастиц. В любом случае, релаксационные переходы ведут к установлению вполне определенного для данной температуры равновесного распределения частиц по энергиям — больцмановского распределения. Примером безызлучательной релаксации являются спин-спиновая релаксация и спин-решеточная релаксации.

Абсолютные значения Γ_{nm} , как правило, определяются из экспериментальных данных. Расчёт их затруднителен.

В заключение следует отметить, что Γ зависят от следующих факторов:

- 1) от расстояния между энергетическими уровнями;
- 2) от природы энергетических уровней;
- 3) от температуры.

4.3 Ширина и форма спектральных линий

Рассмотрим вопрос о ширине линии излучения (поглощения). До сих пор мы говорили о двух уровнях энергии. Но даже в идеальном случае, когда на частицу не действуют внешние силы, ширина энергетических уровней конечна. Другими словами, излучение для данного перехода не строго монохроматично, а имеет некоторый спектр частот (конечную ширину).

Рассмотрим случай, когда атом изолирован и не подвержен внешним воздействиям. В этом случае ширина уровней следует из соотношения неопределенностей Гейзенберга:

$$\Delta p \cdot \Delta x \geq h, \quad (4.52)$$

где Δp и Δx — неопределенности импульса p и координаты x . Так как $E = p\vartheta$ (ϑ — скорость частицы), то $\Delta p = \Delta E / \vartheta$. Используя уравнение скоростей $\Delta x = \vartheta \cdot \Delta t$, из (4.52) получаем

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h. \quad (4.53)$$

Из (4.53) следует, что неопределенность энергии ΔE уменьшается при увеличении неопределенности времени Δt . Грубо говоря, чем с большей точностью определяется энергия E , тем с меньшей точностью мы знаем, какому моменту времени она соответствует.

Применим соотношение неопределенностей (4.53) к атому. Предположим, что хотим измерить энергию атома в возбужденном состоянии, которому на рис. 4.2 соответствует уровень 2

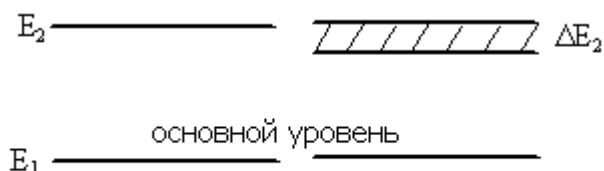


Рис. 4.2

с энергией E_2 . Время жизни в возбужденном состоянии определяется выражением (4.13) $\tau_2 = 1/A_{21}$. Так как спонтанные переходы имеют статистический характер, то величину τ_2 называют неопределенностью измерения времени излучения кванта, то есть $\Delta t = \tau_2$. Подставляя Δt в (4.53), получаем неопределенность энергии уровня 2 $\Delta E_2 \geq h/\tau_2$. Это рассуждение можно применить к многоуровневой системе. Неопределенность энергии уровня i равна

$$\Delta E_i \geq \frac{\hbar}{\tau_i} = \hbar \sum_{k < i} \omega_{ik}, \quad (4.54)$$

где τ_i — время жизни уровня i , определяемое по формуле $A_i = \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik}$ вероятностями спонтанных переходов на нижние уровни.

Ширина энергетического уровня регламентируется принципом неопределенности и зависит от времени пребывания частицы в данном состоянии i . Время жизни данного состояния в свою очередь определяется суммой вероятностей всех спонтанных переходов в низшие состояния k .

Соотношение (4.54) определяет зависимость конечной ширины любого энергетического уровня ΔE_i от среднего значения времени жизни этого уровня τ_i . Если оно бесконечно велико ($\tau_i \rightarrow \infty$), то $\Delta E_i \rightarrow 0$, т.е. неопределенность энергии, или ширина уровня, бесконечно мала. Считают, что основной уровень беско-

нечно узкий. Наиболее широкими оказываются уровни с малыми временами жизни.

Неопределенность в значении частоты перехода между двумя уровнями i и k ($i > k$) с шириной уровней ΔE_i и ΔE_k (рис. 4.5, а) равна

$$h(\nu_{\max} - \nu_{\min}) = \Delta E_i + \Delta E_k \quad (4.55)$$

и определяется суммой неопределенностей энергии обоих уровней. Ширина спектральной линии изолированного и неподвижного атома, определяемая только временем жизни по спонтанному излучению, является минимальной и называется естественной шириной спектральной линии.

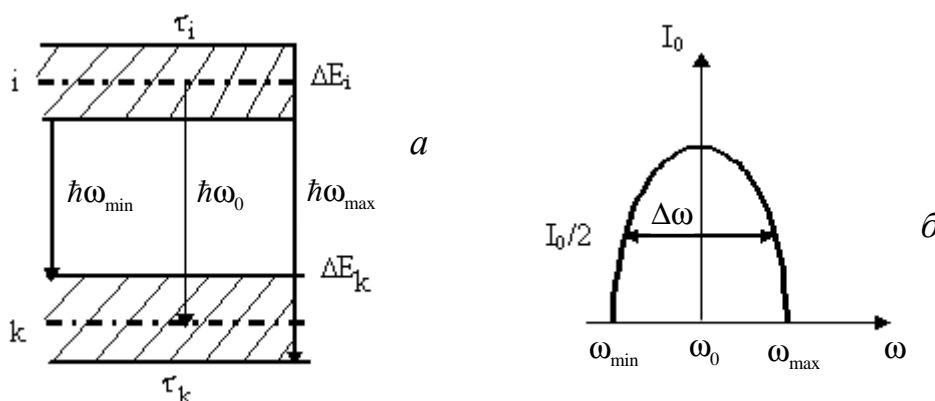


Рис. 4.3

Спектральная линия — это узкая область с одним максимумом в спектре поглощения (излучения) рис. 4.3, б. Ширину спектральной линии определяют как разность частот, на которых интенсивность равна половине максимального значения.

Наиболее широкими оказываются уровни с малым временем жизни, которые являются исходными для большого числа разрешенных переходов. Метастабильные долгоживущие уровни, напротив, имеют малую ширину. Основному состоянию атома, характеризуемому бесконечным временем жизни, соответствует бесконечно узкий энергетический уровень.

Естественная ширина спектральной линии. Наличие определенной размытости энергетических уровней не возмущаемых неподвижных атомов приводит к тому, что излучаемые и погло-

щаемые в этих условиях спектральные линии (так называемые естественные линии) также имеют конечную ширину.

Из рис. 4.4, который приведен для понятия определения естественной ширины линии, видно, что неопределенность в значении частоты перехода между двумя уровнями определяется суммарной шириной комбинирующих уровней:

$$\Delta\omega_{ik} = \frac{1}{\hbar}(\Delta E_i + \Delta E_k). \quad (4.56)$$

Получаемая таким образом ширина спектральной линии изолированного, не претерпевающего возмущений, неподвижного атома называется естественной шириной линии. Следует отметить, что естественная ширина линии, как правило, больше, чем величина, регламентируемая вероятностью перехода, но однозначной связи между интенсивностью и шириной спектральной линии нет.

Представим себе три возможных состояния атома, изображенных на рис. 4.5, где, показана связь ширины энергетических уровней с интенсивностью и шириной естественной спектральной линии. Уровень 1 соответствует основному состоянию атома и поэтому имеет нулевую ширину. Пусть вероятность перехода $2 \rightarrow 1$ очень велика, и поэтому уровень 2 широкий. Уровень 3 представим узким и соответственно вероятности переходов $3 \rightarrow 2$ и $3 \rightarrow 1$ очень малыми. Спектр такой трехуровневой схемы будет, очевидно, состоять из трех линий с частотами ω_{32} , ω_{21} и ω_{31} . (Спектр изображен в нижней части рисунка).

Каждая из трех линий характеризуется своей интенсивностью и шириной. Наиболее интенсивной будет линия $2 \rightarrow 1$, так как этому переходу соответствует наибольшая вероятность. Линия $2 \rightarrow 1$ будет широкая из-за значительной размытости верхнего уровня 2. Интенсивность двух других линий $3 \rightarrow 2$ и $3 \rightarrow 1$ относи-

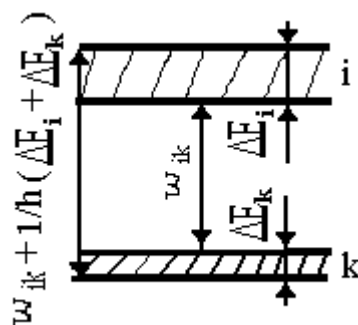


Рис. 4.4

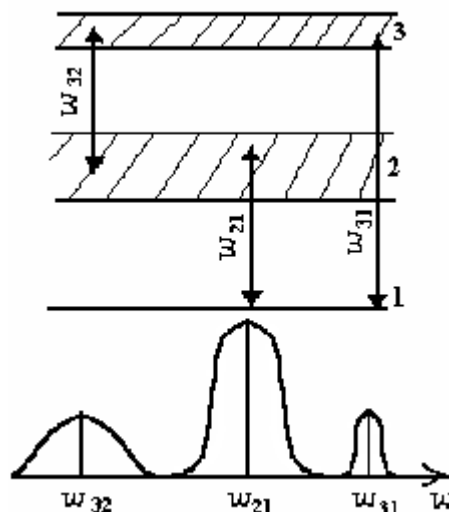


Рис. 4.5

тельно невелика, так как вероятности соответствующих переходов малы. Но эти линии должны существенно различаться по ширине, поскольку суммарная размытость уровней 2 и 3 значительно больше, чем уровней 3 и 1. Поэтому линия $3 \rightarrow 2$ оказывается более широкой.

В отсутствие внешних воздействий спонтанное излучение определяет время жизни состояний. Поэтому наименьшая возможная, естественная ширина линии равна $\Delta\omega_l = A_{21}$, то есть определяется вероятностью спонтанных переходов с него на нижние уровни.

Узкую область с одним максимумом интенсивности в спектре излучения называют *спектральной линией*, а графическое изображение ее формы — *контуром спектральной линии*.

Контур естественной спектральной линии может быть определен выражением

$$J(\omega) = J_0 \frac{\alpha^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \alpha^2}, \quad (4.57)$$

где J_0 — спектральная интенсивность в центре линии;

ω_0 — частота колебаний диполя.

Выражение (4.57) дает симметричный контур резонансного типа с максимумом при $\omega = \omega_0$. Шириной (или полушириной) линии принято называть частотный интервал $\Delta\omega$, в пределах которого интенсивность в спектре равно половине максимальной интенсивности.

Введя обозначения $\alpha = 2\pi\Delta\omega_l$, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $\omega = 2\pi\nu$ и $\Delta\nu_l = \frac{1}{2\pi T^2}$, получим выражение для форм-фактора:

$$q(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\nu_l}{(\omega - \omega_0) + \frac{\Delta\nu_l^2}{4}}. \quad (4.58)$$

У спонтанного излучения интенсивность частотно зависима, следовательно, его вероятность зависит от частоты и имеет некоторую спектральную плотность: $W_{\omega}^{\text{спонт}} = q(\omega)W^{\text{спонт}} = A_{21}q(\omega)$.

Вероятность индуцированного излучения имеет спектральную плотность:

$$W_{\omega}^{und} = q(\omega)W^{und} = B_{21}q(\omega)\rho_{\nu}.$$

При этом
$$W^{und} = \int_{\nu} B_{21}q(\omega)\rho_{\omega}d\omega. \quad (4.59)$$

Частотная зависимость всех спектральных коэффициентов одинакова и совпадает с формой контура спектральной линии, данного перехода — лоренцевой или гауссовой кривыми. Однако с введением коэффициентов a_{ki}, b_{ki}, b_{ik} следует уточнить также понятие населенности. Под населенностью N_i любого уровня следует понимать число частиц в единице объема, энергия которых попадает в пределы размытости этого уровня по энергии.

Таким образом, числа спонтанных и вынужденных переходов в единичном частотном интервале вблизи частоты ω в единицу времени можно записать с использованием дифференциальных коэффициентов Эйнштейна

$$a_{ki}(\omega)N_k, b_{ki}(\omega)\rho_{\omega}N_k \text{ и } b_{ik}(\omega)\rho_{\omega}N_i. \quad (4.60)$$

Уширение спектральных линий. Практически наблюдаемые спектральные линии всегда значительно шире естественных. Это объясняется тем, что в реальных условиях действует ряд механизмов, приводящих к уширению спектральных линий.

Назовем причины уширения спектральной линии. Воздействие постоянных *электрических и магнитных полей* на уровни энергии атомов и молекул может приводить к сдвигу этих уровней и к их расщеплению на несколько подуровней (см. Штарка эффект) (воздействие электрического поля). Под действием электрического поля уровни могут расщепиться на несколько близких энергетических уровней (поле снимает вырождение энергетических уровней). Эффект Штарка наблюдается, главным образом, в твердотельных лазерах большой мощности. Так, в случае лазера на рубине штарковское уширение линии излучения имеет порядок 0,1 нм.

Зеемана эффект наблюдается от влияния магнитного поля. Под действием магнитного поля происходит искривление энергетических уровней. Уширение спектральных линий за счет *насыщения*. Уширение спектральной линии в кристаллах за счет колебаний кристаллической решетки. Важное значение имеет уширение спектральных линий, связанное с *взаимодействием между*

частицами. Упругие и неупругие столкновения частиц приводят к уширению линии. Взаимодействие между частицами практически всегда, за исключением разреженных газов, определяет действительную ширину спектральной линии.

Эффект Доплера (зависимость наблюдаемой частоты излучения от скорости движения излучателя) приводит к уширению линии. *Доплеровское уширение* особенно существенно для разреженных газов, поэтому рассмотрим его подробнее. Частицы газа, как известно, никогда не находятся в покое — они участвуют в непрерывном хаотическом движении. Частота излучения движущегося излучателя, принимаемая неподвижным приемником, зависит от скорости и направления движения излучателя.

Поэтому любое монохроматическое излучение частиц будет восприниматься как спектральная линия конечной ширины. Линия, ширина и контур которой определяются уширяющим эффектом Доплера, называется доплеровской (рис. 4.8). Такое уширение называется также неоднородным. Контур доплеровской линии определяется выражением

$$j(\omega) = J_0 \exp \left[- \left(\frac{Mc^2}{2kT} \right) \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^2 \right]. \quad (4.61)$$

Согласно (4.61) полуширина доплеровской линии определяется температурой газа и массой движущихся частиц:

$$\Delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2kT(\ln 2)}{M}}. \quad (4.62)$$

Все виды уширения приводят к тому, что линия излучения лазера становится более широкой по сравнению с той, которая определяется добротностью резонатора. Таким образом, спектр излучения лазера представляет собой ряд равноотстоящих друг от друга спектральных линий, приходящихся на моды резонатора Фабри-Перо. Огибающей этих линий служит кривая, обусловленная главной причиной уширения для рассматриваемого типа лазера. Можно показать, что в действительности ширина каждой из рассматриваемых линий меньше той ширины, которая обусловлена резонатором Фабри-Перо, и эта разница тем больше, чем больше отдаваемая мощность.

На практике важно различать основные два вида паразитного уширения спектральной линии:

1. Однородное уширение (Штарковское или обусловленное давлением), при котором все атомы играют одинаковую роль в статическом смысле.

2. Неоднородное уширение (доплеровское), когда волна частоты ν может взаимодействовать только с атомами, частота которых равна

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{v}{c} \cos(\theta)\right). \quad (4.63)$$

Спектральные коэффициенты Эйнштейна. Введенные ранее коэффициенты Эйнштейна A_{ki} , B_{ki} и B_{ik} определяют мощность, излучаемую или поглощаемую во всем спектральном диапазоне данного перехода между уровнями i и k . Поэтому их называют интегральными коэффициентами Эйнштейна. Когда интересуются частотным распределением излучаемой или поглощаемой мощности, то вводят так называемые спектральные коэффициенты Эйнштейна a_{ik} , b_{ik} , b_{ki} .

Если необходимо учитывать частотные распределения излучаемой или поглощаемой мощности, то используют спектральные коэффициенты Эйнштейна a_{ki} , b_{ki} , b_{ik} , которые связаны с A_{ki} , B_{ki} и B_{ik} соотношениями

$$\begin{aligned} A_{ik} &= \int_0^{\infty} a_{ik}(\omega) d\omega \approx a_{ik}(\omega_{ik}) \Delta\omega_{ik}, \\ B_{ik} &= \int_0^{\infty} b_{ik}(\omega) d\omega \approx b_{ik}(\omega_{ik}) \Delta\omega_{ik}, \\ B_{ki} &= \int_0^{\infty} b_{ki}(\omega) d\omega \approx b_{ki}(\omega_{ki}) \Delta\omega_{ki}, \\ \sigma_{ik} &= \int_0^{\infty} \sigma_{ik}(\omega) d\omega \approx \sigma_{ik}(\omega_{ik}) \Delta\omega_{ik}. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Физический смысл величин a_{ik} , $(b_{ik}\omega_{ik})$ и $(b_{ki}\omega_{ki})$ — вероятности испускания или поглощения в единицу времени в единичном частотном интервале; $a_{ik}(\omega_{ik})$, $b_{ik}(\omega_{ik})$, $b_{ki}(\omega_{ki})$, $\sigma_{ik}(\omega_{ik})$ — значения соответствующих параметров на центральной частоте спектраль-

ной линии ω_{ki} ; $\Delta\omega_{ki}$ — ширина спектральной линии на половинном уровне от максимального значения. Между спектральными коэффициентами сохраняются соотношения, действительные для интегральных. Спектральные коэффициенты $a_{ik}(\omega)$, $b_{ik}(\omega)$, $b_{ki}(\omega)$, $\sigma_{ik}(\omega_{ik})$ связаны между собой теми же соотношениями, что и интегральные. Очевидно также, что полученные выше выражения останутся справедливыми при замене интегральных величин их спектральными плотностями.

5. УСИЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Принцип квантового усиления электромагнитных волн лежит в основе построения устройств квантовой электроники. Созданные на основе этого принципа квантовые приборы позволили сделать скачок по частоте от 10^{11} до 10^{15} Гц.

Рассмотрим суть принципа квантового усиления электромагнитных волн. Прежде всего, отметим, что квантовыми системами называют системы, состоящие из микрочастиц (электронов, атомов, молекул и т.д.) и подчиняющиеся квантовым законам, характерным для микромира.

В квантовой теории отдельная частица (электрон, ядро, атом или молекула) может быть рассмотрена как объект, существующий в некотором разрешенном квантовом состоянии. Важнейшим свойством квантовой системы является то, что ее внутренняя энергия (энергия, не определяемая движением системы как целого) при определенных условиях может принимать лишь разрешенные дискретные значения E . Каждому из этих разрешенных значений энергии соответствует одно или несколько устойчивых состояний движения частиц в системе. Квантование энергии является следствием волновых свойств микрочастиц. Так как любая система стремится к устойчивому состоянию, то частицы по уровням распределены так, что E_n энергией обладает N_n число частиц, энергией E_m — N_m число частиц и так далее. Число частиц на каждом уровне различно. Среднее число частиц, обладающее одинаковой энергией, приходящееся, как правило, на см^3 , называют населенностью данного уровня.

В условиях термодинамического равновесия распределение числа частиц по энергетическим уровням подчинено закону Больцмана

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}}, \quad (5.1)$$

где g_m , g_n — кратность вырождения уровней (или число возможных состояний квантовой системы с определенным значением энергии), T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град).

В определенных условиях взаимодействия электрон может совершать скачкообразный переход с одного уровня на другой.

Преобразуем распределение Больцмана, учитывая постулат Бора. Будем считать, что уровни не вырождены т.е. $g_m = g_n = 1$,

$$\frac{N_m}{N_n} = e^{-\frac{\hbar\omega_{mn}}{kT}}. \quad (5.2)$$

Поскольку $\hbar\omega$ в оптическом диапазоне много больше $\hbar\omega$ СВЧ-диапазона, то легко показать, что в оптическом диапазоне почти все частицы находятся на основном энергетическом уровне. В СВЧ-диапазоне частицы по уровням распределены более равномерно.

5.1 Возможность усиления и генерации в квантовых системах

Рассмотрим двухуровневую систему. В состоянии термодинамического равновесия $N_1 = N_1^e$, $N_2 = N_2^e$ по закону Больцмана:

$$N_2^e = N_1^e e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}. \quad (5.3)$$

Представим, что квантовая система атомов находится в электромагнитном поле с частотой ω и что $\omega = \omega_{12}$ соответствует частоте перехода между первым и вторым энергетическими уровнями (уровни не вырождены и $E_2 - E_1 = \hbar\omega_{21}$). Тогда, как известно, между полем и системой атомов будет происходить эффективное взаимодействие. Поле будет индуцировать переход атомов, находящихся в состоянии с энергией E_1 , в состояние с энергией E_2 . При этом переходе атом отбирает у поля квант энергии $\hbar\omega_{21}$. В результате происходит поглощение электромагнитной энергии веществом. Мощность, теряемую полем, можно подсчитать, зная вероятность индуцированного перехода в единицу времени. Допустим, что вероятность индуцированного перехода атома из состояния E_1 в состояние E_2 в единицу времени равно W_{12} . Число переходов, совершенных в единицу времени, будет $N_1 W_{12}$. Общая мощность поглощения поля веществом составит

$$P_{\text{погл}} = N_1 W_{12} \hbar\omega_{21}. \quad (5.4)$$

Одновременно с этим электромагнитное поле будет взаимодействовать с атомами, находящимися в состоянии E_2 , и индуцировать их в состояние E_1 . При каждом переходе $2 \rightarrow 1$ атом излучает квант энергии $\hbar\omega_{21}$. Главная особенность этого процесса в том, что излученное атомом поле является точной копией поля, индуцировавшего переход. Оно тождественно с ним по частоте, фазе, поляризации и направлению распространения. Благодаря этому исходное поле усиливается. Рассмотренный процесс излучения электромагнитных волн носит название индуцированного или вынужденного излучения и является основой работы квантовых устройств. Излучение может быть и самопроизвольным или спонтанным, при котором атом сам по себе совершает переход $2 \rightarrow 1$. При этом излучаемое поле не согласованно с исходным ни по фазе, ни по направлению, ни по поляризации и представляет лишь некоторый шум. Усиления поля при спонтанном переходе не происходит.

Мощность, излучаемая атомами при индуцированных переходах сверху вниз ($2 \rightarrow 1$), равна

$$P_{изл} = \hbar\omega_{21}W_{21}N_2. \quad (5.5)$$

Суммарная мощность, поглощенная атомами, очевидно равна

$$P = P_{погл} - P_{изл} = W\hbar\omega_{21}(N_1 - N_2). \quad (5.6)$$

В условиях термодинамического равновесия $N_1 > N_2$ и, следовательно, $P > 0$, что обозначает поглощение электромагнитных волн. Если же создать такое состояние вещества, при котором

$$N_2 > N_1, \quad (5.7)$$

то в этом случае $P < 0$. Это означало бы усиление электромагнитных волн. В создании ситуации, соответствующей неравенству (5.7), и состоит основная идея получения квантового усиления. Оказывается, что существует достаточно много способов достижения такого состояния вещества, при котором более высокие энергетические уровни имеют большую населенность, чем ниже лежащие. Если это случается, то говорят, что в среде имеет место инверсия населенностей энергетических уровней. Среду, в которой осуществлена инверсия населенностей, будем называть активной средой. Ниже мы рассмотрим некоторые способы создания инверсии населенности, реализуемые в различных приборах.

Пусть на эту систему воздействует слабое внешнее электромагнитное поле $P(0, \nu)$ (сигнал), где $P(0, \nu)$ — поверхностная плотность мощности падающей плоской волны при $z = 0$. Рассмотрим световое воздействие этого поля на вещество. Изменение энергии в бруске площадью поперечного сечения 1 см^2 (рис. 5.1) будет определяться следующим образом.

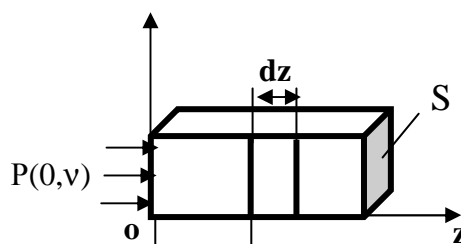


Рис. 5.1

Найдем изменение энергии в слое dz на расстоянии z .

Число внутренних переходов с поглощением энергии в слое dz в единичном частотном интервале в единицу времени определяется зависимостью

$$dn_{12} = b_{12}(\omega) \rho_{\omega} N_1 dz, \quad (5.8)$$

а с излучением
$$dn_{21} = b_{21}(\omega) \rho_{\omega} N_2 dz. \quad (5.9)$$

Поглощение и излучение энергии в единицу времени в слое dz определим, умножив dn_{12} и dn_{21} на квант энергии $\hbar \omega_{21}$:

$$dP_{\text{погл}} = dn_{12(\epsilon)} \hbar \omega_{21} = b_{12}(\omega) \rho_{\omega} N_1 \hbar \omega_{21} dz; \quad (5.10)$$

$$dP_{\text{изл}} = dn_{21(\epsilon)} \hbar \omega_{21} = b_{21}(\omega) \rho_{\omega} N_2 \hbar \omega_{21} dz. \quad (5.10)$$

Спонтанные переходы на процесс взаимодействия поля с веществом не влияют. Изменение энергии электромагнитного поля в слое dz в единицу времени, то есть изменение мощности, равно

$$dP = dP_{\text{изл}} - dP_{\text{погл}} = -[b_{12}(\omega) N_2 - b_{21}(\omega) N_1] \rho_{\omega} \hbar \omega_{21} dz. \quad (5.11)$$

Так как в оптике часто применяется сколлимированный пучок света, который характеризуется плотностью мощности (интенсивностью), то необходимо ввести понятие интенсивности $I(\omega)$ ($\text{Вт}/\text{м}^2 \text{Гц}$) и $\rho(\omega) = I(\omega)/c$, $F(\omega) = I(\omega)/\hbar \omega$.

Объемная плотность энергии ρ_{ω} связана с поверхностной плотностью мощности на 1 см^2 соотношением

$$P = \rho_{\omega} \vartheta_{\text{сп}}, \quad (5.12)$$

где ϑ_{zp} — групповая скорость волны в данной среде. Для светового потока $\vartheta_{zp} = \frac{c}{n}$. Здесь c — скорость света, n — показатель преломления среды. Используя (5.12), приведем (5.11) к виду

$$\frac{dP(z, \omega)}{P(z, \omega)} = -[b_{12}(\omega)N_2 - b_{21}(\omega)N_1] \frac{\hbar\omega_{21}}{\vartheta_{zp}} dz. \quad (5.13)$$

В левой части равенства (5.13) отмечено, что мощность является функцией координаты частоты ω . Для определения энергетического эффекта взаимодействия поля и вещества с учетом спектральных зависимостей коэффициента усиления и интенсивности усиливаемого излучения $I(\omega)$ необходимо проинтегрировать спектральные плотности мощности, отдаваемой веществом полю. Предположим пока, что объемная плотность энергии поля настолько мала в любом месте образца, что можно пренебречь изменением населенностей N_1 и N_2 и, следовательно, зависимостью их от координаты z . В этом случае, произведя интегрирование по $z = 0$, где мощность $P(0, \omega)$, до z , получим при малом ρ_ω :

$$P(z, \omega) = P(0, \omega)e^{-\alpha(\omega)z}, \quad (5.14)$$

где введем коэффициент усиления $\chi(\omega)$, равный

$$\chi(\omega) = [b_{12}(\omega)N_1 - b_{21}(\omega)N_2] \frac{\hbar\omega_{21}}{\vartheta_{zp}}. \quad (5.15)$$

С учетом формы спектральной линии необходимо рассмотреть и коэффициент усиления, выражение для которого в соответствии с (4.50) может быть записано в виде:

$$\chi(\omega) = b_{21} \frac{\hbar\omega_{21}}{c} \left[N_{21} - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right] \rho(\omega) = \sigma_{21}(\omega) \Delta N. \quad (5.16)$$

Умножим обе части этого равенства (5.15) на $d\omega$, проинтегрируем по ω .

Считая $\omega_{21} \approx \omega_0$ в пределах спектральной линии с учетом интегральных коэффициентов, получим: интеграл левой части $\int_{\omega} \chi(\omega) d\omega = \chi(\omega_0) \Delta\omega$, а правая часть после интегрирования будет определяться выражением

$$\frac{\hbar \omega_0}{\vartheta_{zp}} [B_{12}N_1 - B_{21}N_2],$$

где $\chi(\omega_0)$ — коэффициент усиления, соответствующий центральной частоте перехода, $\Delta \omega$ — интервал частот. Так как ранее было показано, что $B_{12} = B_2 = B$, то окончательно

$$\chi(\omega_0) = \frac{\hbar \omega_0 B}{\Delta \omega \vartheta_{zp}} [N_1 - N_2]. \quad (5.17)$$

Подставив (5.17) в (5.14), получим закон изменения мощности сигнала в процессе прохождения через вещество для случая, когда частота сигнала совпадает с центральной частотой перехода

$$P(z, \omega_0) = P(0, \omega_0) e^{-\chi(\omega_0)z}. \quad (5.18)$$

Соотношение (5.18) в оптике называют интегральным законом Бугера, в отличие от дифференциального закона Бугера (5.13). В интегральном законе коэффициент $\chi(\omega_0)$ в показателе экспоненты не зависит от координаты z , так как ранее было сделано предположение о независимости от координаты населенностей N_1 и N_2 .

При рассмотрении усиления сигнала, спектральная ширина которого заметно меньше ширины спектральной линии, в формуле для мощности

$$P = \int_0^{\infty} \chi(\omega) I(\omega) d\omega$$

коэффициент усиления $d(\omega_{21})$ на частоте сигнала ω_{21} можно полагать постоянным и выражение для мощности, передаваемой сигналу единицей объема вещества, можно представить в виде:

$$P(\omega_{21}) = \chi(\omega_{21}) I = \sigma_{21}(\omega_{21}) \Delta N \approx \frac{\sigma_{21} \Delta N}{\Delta \omega_{21}} \cdot I, \quad (5.19)$$

где I — полная интенсивность излучения сигнала.

Из (5.17) следует, что величина $\chi(\omega_0)$ положительна, если $N_1 > N_2$, когда система находится в термодинамическом равновесии. В этом случае энергия внешнего поля поглощается, а $\chi(\omega_0)$ имеет смысл коэффициента поглощения и показывает, на какой длине мощность сигнала уменьшается в $e = 2,72$ раза. Формально

при $\chi(\omega_0) < 0$ происходит рост мощности сигнала $P(z, \omega_0)$ с увеличением координаты z . Коэффициент $\chi(\omega_0)$ может стать отрицательным только при $N_2 > N_1$, т.е. в случае, когда нет термодинамического равновесия и распределение населенностей не подчиняется закону Больцмана (5.1).

Инверсия населенностей. Еще раз об инверсии населенности. Состояние, при котором населенность верхнего уровня N_2 больше, чем нижнего N_1 , называют состоянием с инверсией населенности. Среда, в которой возникает инверсия населенности, называется активной средой. Таким образом, при прохождении излучения через среду с инверсией населенности уровней возможно усиление этого излучения и тогда уравнение для излучаемой мощности можно записать в виде:

$$P(z, \omega_0) = P(0, \omega_0) e^{\chi(\omega_0)z}, \quad (5.20)$$

где величину

$$\chi_a = -\chi(\omega_0) \quad (5.21)$$

можно назвать показателем усиления активной среды.

В итоге можно записать, что квантовая двухуровневая система с энергиями E_n и E_m (причем $E_m > E_n$) в термодинамическом равновесии имеет населенность верхнего уровня значительно меньше населенности нижнего уровня ($N_m < N_n$). Полное число частиц в единице объема $N_0 = N_m + N_n$. При взаимодействии квантовой системы с электромагнитной волной населенности уровней изменяются. Для получения усиления поля электромагнитной волны населенность верхнего уровня должна быть больше нижнего

$$N_m(t) = \frac{N_0}{2} - \frac{N_0 - 2N_m(0)}{2} e^{-2P_{12}t}, \quad (5.22)$$

где $N_m(0)$ — число частиц на верхнем уровне при $t = 0$.

Если частота электромагнитной волны равна частоте квантового перехода [$\omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$], происходит уменьшение числа частиц с энергией E_m . При этом электромагнитная волна усиливается. Состояние квантовой системы, при котором $N_m > N_n$, называется состоянием с инверсией населенности.

Как видно из (5.22), населенность верхнего уровня увеличивается, поскольку $N_0 > 2N_m(0)$. Это означает, что квантовая система поглощает энергию электромагнитной волны. При $t \rightarrow \infty$ величина $N_m(t)$ стремится к $N_0/2$, происходит выравнивание населенностей энергетических уровней. При равенстве населенностей ($N_1 = N_2$) $\chi(\omega_0) = 0$ и мощность сигнала в среде не ослабляется и не усиливается, т.е. остается неизменной. В этом случае среду можно рассматривать как прозрачную для внешнего сигнала. Состояние с равными населенностями уровней принято называть состоянием насыщения перехода.

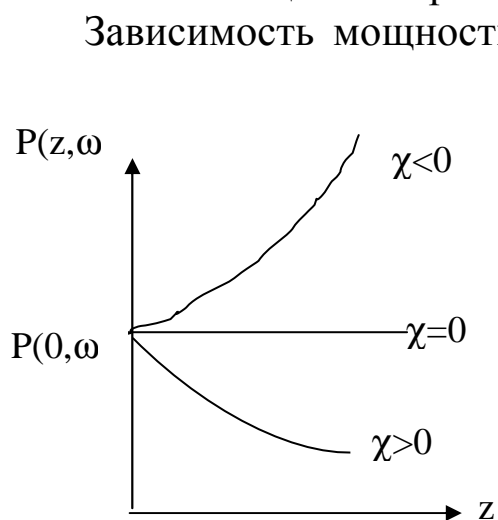


Рис. 5.2

Зависимость мощности сигнала от расстояния при прохождении через вещество для различных знаков $\chi(\omega_0)$ показана на рис. 5.2.

Хотя все выводы мы делали на переходах между двумя уровнями, но нужно знать, что в двухуровневой системе нельзя получить инверсию населенности с помощью электромагнитного поля. Можно использовать эффект насыщения для получения инверсии

населенности в системе, содержащей 3 или более уровней.

Отрицательная температура. Закон Больцмана (5.1), справедливый для термодинамического равновесия, можно также записать в виде

$$T = \frac{E_2 - E_1}{K \ln \frac{N_1^e}{N_2^e}} = \frac{\hbar\omega_{21}}{K \ln \frac{N_1^e}{N_2^e}}, \quad (5.23)$$

где T — температура перехода.

В состоянии термодинамического равновесия $N_1 > N_2$, и поэтому температура положительна ($T > 0$). Если формально воспользоваться соотношением (5.21) для состояния с инверсией населенности $N_1 < N_2$, то получим значение температуры отрицательным ($T < 0$).

Условную величину (5.21), характеризующую отношение населенностей двух уровней, между которыми происходят квантовые переходы, принято называть температурой перехода T_n . Только в состоянии термодинамического равновесия температура перехода совпадает с истинной температурой вещества. Условие инверсии населенности $N_1 < N_2$ эквивалентно отрицательной температуре, в конечном виде представленной выражением

$$T = -\frac{E_m - E_n}{k \ln(N_m / N_n)}, \quad (5.24)$$

где k — постоянная Больцмана.

Состояние системы, когда населенность верхних уровней больше населенности нижних, принято характеризовать отрицательной температурой. На рис. 5.3 показана зависимость абсолютной температуры от отношения населенностей энергетических уровней.

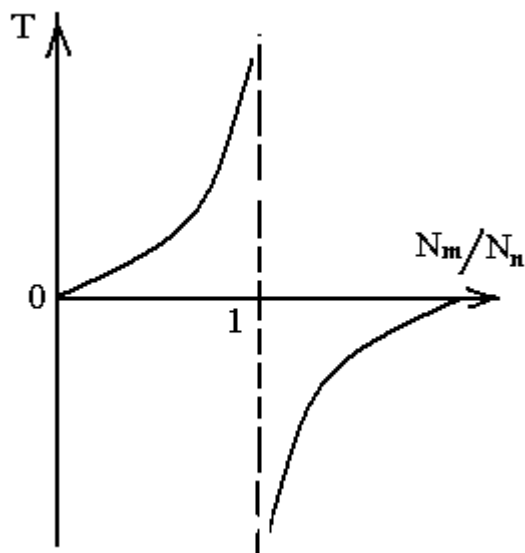


Рис. 5.3

Таким образом, можно заключить, что состояние с инверсией населенности является неравновесным. Если не будет притока энергии извне, система быстро перейдет в равновесное состояние с положительной температурой за счет спонтанного излучения.

Переход от положительной к отрицательной температуре происходит через бесконечно большую температуру. Можно сказать, что отрицательная температура выше бесконечно высокой. В состоянии с отрицательной температурой квантовая система обладает запасом энергии, которую она может излучать в виде электромагнитных волн. Именно на этом явлении основана работа квантовых генераторов и усилителей.

Рассмотренный выше вероятностный метод описания взаимодействия излучения с веществом достаточно полно вскрывает энергетическую сторону квантовых процессов и дает возможность анализировать процессы возбуждения частиц, определять условия, при которых возможно когерентное усиление и генерирование

света, рассчитывать энергетические характеристики усилителей и генераторов в стационарных режимах, определять оптимальные параметры элементов лазерных приборов. Однако в этом методе не затрагиваются непосредственно явления, связанные с волновым характером излучения, который необходимо учитывать для анализа спектральных, интерференционных, дифракционных и других волновых свойств излучения.

Рассмотрим процессы усиления монохроматического излучения на центральной частоте квантового перехода ω_{21} в простейшем лазерном усилителе, представляющем собой слой активной среды протяженностью l в направлении распространения света в среде. В элементарном слое dx активной среды (см. рис. 5.4) интенсивность I волны будет увеличиваться вследствие индуцированных переходов на величину dI_{yc} , определяемую выражением $dI_{yc} = \chi(\omega_{21}) \cdot I dx$.

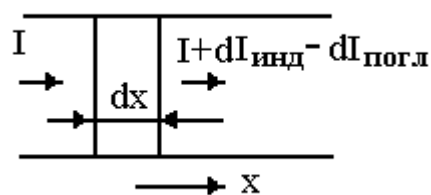


Рис. 5.4

В реальных активных средах наряду с усилением имеют место потери излучения из-за рассеяния на неоднородностях, примесях, дефектах, резонансного поглощения на запрещенных переходах и др. Запишем выражение для уменьшения интенсивности волны в слое dx : $dI_{nom} = -\alpha \cdot I dx$. Здесь α — коэффициент потерь на единицу длины. Он характеризует распределенные по активной среде потери и постоянен в пределах спектральной линии. Результирующее изменение интенсивности волны в слое dx будет равно:

$$dI = dI_{yc} - dI_{nom} = [\chi(\omega_{21}) - \alpha] \cdot I dx. \quad (5.25)$$

Из выражения (5.25) следует, что усиление в среде будет наблюдаться при $\chi(\omega_{21}) > \alpha$. т.е. когда полный коэффициент усиления $(\chi(\omega_{21}) - \alpha) > 0$. В этом случае мощность индуцированного излучения в единице объема будет преобладать над мощностью потерь. Условию $\chi(\omega_{21}) = \alpha$ соответствует пороговая инверсная населенность ΔN_n , которая в соответствии с (5.16) равна

$$\Delta N_n = \frac{\alpha}{\sigma_{21}(\omega_{21})}. \quad (5.26)$$

Уровень накачки, необходимый для обеспечения ΔN_n в стационарном режиме усиления сигнала $I(\omega_{21})$, когда скорость накачки выравняется со скоростью ухода возбужденных частиц в результате индуцированного испускания и других релаксационных процессов, можно оценить уровнем инверсии ΔN_0 , который обеспечивался бы накачкой в отсутствие усиливаемого сигнала.

Коэффициент усиления активной среды протяженностью l в предположении, что коэффициенты $\chi(\omega)$ и α постоянны по объему среды и не зависят от интенсивности излучения, может быть получен в результате интегрирования уравнения типа (5.25) в пределах изменения x от 0 до l :

$$I_{ВЫХ}(\omega) = I_{ВХ}(\omega) e^{[\chi(\omega) - \alpha] \cdot l} = I_{ВХ}(\omega) G(\omega), \quad (5.27)$$

где $I_{ВХ}$ — интенсивность света на входе активной среды; $I_{ВЫХ}$ — интенсивность света на выходе активной среды протяженностью l ;

$G(\omega) = e^{[\chi(\omega) - \alpha] \cdot l}$ — коэффициент усиления активной среды длиной l .

Однако коэффициент усиления не зависит от интенсивности распространяющегося в среде излучения только при малых интенсивностях (линейный режим усиления), когда скорость уменьшения ΔN вследствие индуцированных переходов значительно меньше скорости увеличения ΔN под действием накачки. По мере увеличения интенсивности излучения вследствие увеличения вероятности индуцированных переходов будет происходить уменьшение инверсной населенности. Соответственно уменьшается и коэффициент усиления среды. Усилитель переходит в режим нелинейного усиления. Поэтому коэффициент усиления χ_0 , определяемый по уровню инверсии в отсутствие усиливаемого сигнала, часто называют коэффициентом усиления слабого сигнала.

5.2 Явление насыщения перехода

Мы рассмотрели влияние инверсной среды на характеристики проходящего излучения. Однако сама инвертированная пара состояний претерпевает определенные изменения под воздействием проходящего через среду сильного потока излучения, если

спектр излучения и спектральный контур инвертированного перепада перекрываются.

Увеличение плотности излучения в среде вызовет уменьшение плотности инверсии на рабочих уровнях. Показатель усиления пропорционален плотности инверсии, т.е. величине $N_i - N_k g_i / g_k$. При уменьшении инверсионной разности населенностей будет уменьшаться и показатель усиления.

Таким образом, с увеличением величины плотности излучения инверсия и показатель усиления уменьшаются. Этот процесс называется насыщением усиления и определяет нелинейный характер усиления излучения инверсионной средой. Количественно процесс насыщения описывается зависимостью $\chi(\omega)$, которая принимает определенное значение при нулевой плотности излучения и затем монотонно падает с увеличением плотности излучения, стремясь к нулю при $I(\omega) \rightarrow \infty$. Значение показателя усиления при нулевой плотности излучения, так называемый ненасыщенный показатель усиления — $\chi_0(\omega)$, характеризует исходное состояние инверсионной среды. Любое другое значение $\chi_0(\omega)$, определяется не только свойствами среды, но и уровнем плотности излучения. «Скорость» убывания показателя усиления с ростом объемной плотности излучения характеризуется так называемым параметром насыщения η' .

Уменьшение коэффициента усиления с ростом интенсивности излучения ограничивает максимальную величину интенсивности, которая может быть получена в процессе усиления. При достижении предельной интенсивности I_{np} усиление прекращается ($\chi = \alpha$), и наступает насыщение усиления.

Явление насыщения усиления проявляется на выходной (амплитудной) характеристике усилителя — зависимости интенсивности волны на выходе $I_{ВЫХ}$ от входной интенсивности $I_{ВХ}$. При небольшой интенсивности входного сигнала и длине активного элемента, меньшей критической длины, усилитель будет работать в линейном режиме (область I на рис. 5.5).

При этом коэффициент усиления $G=I_{ВЫХ}/I_{ВХ}$ остается постоянным и наблюдается пропорциональная зависимость между выходными и входными величинами потоков излучения. По мере увеличения $I_{ВХ}$ усиленное излучение будет вызывать уменьшение инверсной населенности, что приведет к уменьшению коэффициента усиления χ (область II). При достижении $I_{ВЫХ}=I_{ПР}$ увеличение $I_{ВЫХ}$ прекращается, и

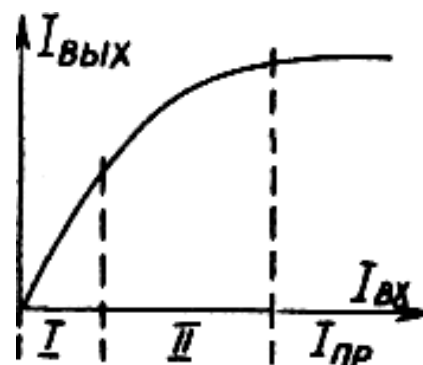


Рис. 5.5

если $I_{ВЫХ} > I_{ПР}$, то сигнал будет ослабляться до величины $I_{ПР}$. Этот режим может использоваться для стабилизации интенсивности усиленного сигнала. При распространении излучения в активной среде происходит изменение его спектрального состава. Для слабых сигналов полоса частот $\Delta\omega'$, в пределах которой наблюдается усиление, определяется контуром линии усиления $\chi(\omega)$, соответствующего данному уровню накачки, и величиной коэффициента потерь α , который можно считать постоянным в пределах спектральной линии (рис. 5.6). Ширина и форма этого контура определяется контуром линии спонтанного излучения. Зависимость коэффициента усиления от частоты имеет резонансный характер: чем ближе частота усиливаемого сигнала к центральной частоте перехода ω_{21} , тем больше $\chi(\omega)$. Вследствие этого при усилении входного сигнала с равномерной спектральной плотностью или в процессе усиления собственного спонтанного излучения активной среды происходит сужение спектра излучения.

Явление насыщения усиления в активных средах приводит к изменениям контуров усиления, причем эти изменения зависят от характера уширения спектральных линий. При однородном

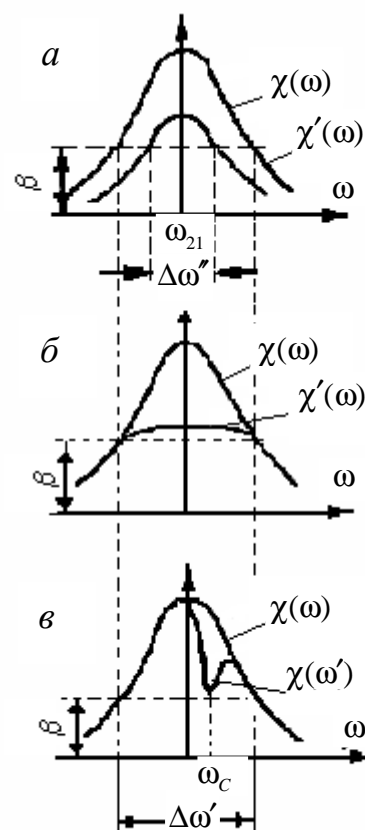


Рис. 5.6

ударении (естественное и столкновительное уширение), когда все излучающие частицы имеют одинаковые резонансные частоты и одинаковые формы контуров линий, любое изменение инверсной населенности ведет к пропорциональному изменению усиления на всех частотах с сохранением формы контура. На рис. 5.6 показаны изменения контура усиления: *a* — при однородном уширении, *б, в* — при неоднородном уширении. Так, для однородно уширенной линии (рис. 5.6, *a*) при слабом сигнале контур линии будет $\chi(\omega)$ и полоса частот $\Delta\omega'$ усиления.

С повышением интенсивности усиливаемого сигнала и переходом в режим насыщения коэффициент усиления уменьшается [$\chi'(\omega)$], стремясь в пределе к своему пороговому значению на центральной частоте ω_{21} . При этом будет уменьшаться полоса частот усиления ($\Delta\omega''$) и усиливаться эффект монохроманизации излучения.

В случае неоднородно уширенных линий, когда отдельные частицы или группы частиц характеризуются различными контурами линий и резонансными частотами для одних и тех же переходов (доплеровское уширение, локальные изменения уровней и контуров спектральных линий), усиление на различных частотах будет происходить в некоторой степени независимо, и деформация контуров будет зависеть от спектра усиливаемого сигнала. Так, при усилении спонтанного излучения или внешнего сигнала с равномерным спектральным распределением коэффициент усиления в нелинейном режиме будет стремиться к своему пороговому значению на всех частотах в пределах полосы $\Delta\omega'$, внутри которой коэффициент усиления слабого сигнала больше коэффициента потерь α (рис. 5.6, *б*). При усилении сигнала, спектральная ширина которого на частоте ω_c меньше $\Delta\omega'$, излучение будет взаимодействовать только с теми частицами, контуры линий усиления которых включают частоту усиливаемого сигнала. Вследствие этого на контуре неоднородно уширенной линии возникает провал вблизи частоты усиливаемого сигнала (рис. 5.6, *в*), и возможно стационарное усиление на нескольких частотах.

6. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ИСТОЧНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Источники излучения можно разделить: на естественные и искусственные. К естественным источникам относятся Солнце, Луна, звезды, облака, земная атмосфера и т.д.

К искусственным источникам относятся источники, параметрами которых можно управлять. Такие источники используются в осветителях оптоэлектронных приборов активного типа, в приборах связи и передачи информации, в различных приборах для научных исследований. К таким источникам относятся газоразрядные и дуговые лампы, светодиоды и электролюминесцентные излучатели, оптические квантовые генераторы (ОКГ), а также некоторые типы тепловых источников.

6.1 Некогерентные источники оптического излучения

Тепловые. Это источники электромагнитного излучения, испускаемого нагретым телом за счет повышения его внутренней энергии. Тепловое излучение имеет сплошной спектр, положение максимума которого зависит от температуры тела. С ее повышением возрастает общая энергия теплового излучения, а максимум перемещается в область меньших длин волн. Мощность излучения, испускаемого нагретым телом, $P = \sigma \varepsilon S T^4$, где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) — постоянная Стефана — Больцмана; ε — излучательная способность тела; S — площадь излучающей поверхности; T — температура тела. Полный излучатель это физическая абстракция, поэтому на практике используют его модели, свойства которых приближаются к свойствам полного излучателя. Моделью, близкой по свойствам к абсолютно черному телу, является, например, полость с малым отверстием. Кроме моделей абсолютно черного тела, к тепловым источникам относятся лампы накаливания — источники света, получаемого в результате теплового излучения нити накала, нагреваемой электрическим током. Они удобны в эксплуатации, имеют

широкий спектральный диапазон, ограничиваемый лишь поглощением излучения материала баллона, обеспечивают приемлемую для большинства технических целей цветопередачу.

Основной недостаток ламп накаливания — большая тепловая инерция тела накала. Вследствие этого невозможна электрическая модуляция излучения лампы даже с относительно небольшой частотой.

От этого недостатка свободны газоразрядные источники света. В них излучающей средой являются газы или пары металлов, в которых при прохождении тока возникает газовый разряд. Газоразрядные лампы могут давать как непрерывное, так и импульсное излучение.

Электролюминесцентные источники света. В ряде источников излучения используется электролюминесценция p - n -перехода (контакта двух полупроводников с различными типами электропроводности) при прохождении через них прямого тока. Такие приборы называются светоизлучающими диодами (СИД) или просто светодиодами (СД). Рассмотрим происходящие в них процессы.

Светодиоды. Работа светодиода основана на спонтанной рекомбинационной люминесценции избыточных носителей заряда, инжектируемых в активную область (базу) светодиода.

Для светодиодов характерны два механизма излучательной рекомбинации:

а) квантовые переходы зона — зона. Прямые переходы происходят без изменения импульса. Импульс до и после перехода равен нулю, поэтому закон сохранения импульса выполняется автоматически при непосредственной рекомбинации электрона с дыркой. Отсюда — высокая вероятность таких переходов;

б) рекомбинация n и p в составе экситонов, связанных с применёнными изоэлектронными центрами (ловушками) в полупроводниках. В таких полупроводниках вероятность излучательной рекомбинации может возрасти из-за электрически нейтральных экситонных ловушек.

Если приложить к p - n -переходу прямое напряжение, то через него начнут двигаться основные носители — электроны из области n -типа и дырки из p -типа. За счет инжекции электронов и дырок образуется инверсия населённостей.

Попав в область перехода, эти носители становятся неосновными и рекомбинируют с основными носителями. Процесс рекомбинации означает переход электронов с более высоких энергетических уровней зоны проводимости на более низкие уровни валентной зоны. В результате чего рождаются фотоны, которые распространяются в самых различных направлениях. Лишь особенности конструкции светодиода, обуславливающие отражение света внутри прибора от металлизированных поверхностей его наружных граней, формирование его активной зоны и т.д., могут обеспечить создание в диоде «окон», через которые будет выходить наружу наибольшая часть генерируемого в приборе излучения.

Устройство и разновидности СИД:

- СИД с простейшей гомогенной структурой — в полупроводниках GaP и GaAsP.
- СИД с широкой промежуточной областью *p-i-n*.
- Широкозонные: односторонние и двухсторонние гетероструктуры (ОГС и ДГС).
- СИД с двумя активными слоями: один с шириной запрещённой зоны, меньшей, чем у основного.

Одна из конструкций СИД — приведена на рис. 6.1, а, б.

Сборка конструктивных элементов проводится с помощью эпоксидного клея. Основное отличие от лазерного диода (ЛД), — в СИД отсутствует положительная обратная связь (зеркала), кроме того, длина усиливающей области обычно больше чем в ЛД и достигает 1,5 мм.

Спонтанное излучение происходит равновероятно во все стороны, но, однако, часть излучения удерживается планарным волноводом.

Одно из основных применений СИД — использование в светодиодных системах связи, кроме того, они используются в оптронах и индикаторах.

Можно выделить два типа конструкций светоизлучающих диодов:

1. Поверхностные — с выводом излучения в направлении, перпендикулярном плоскости *p-n*-перехода.

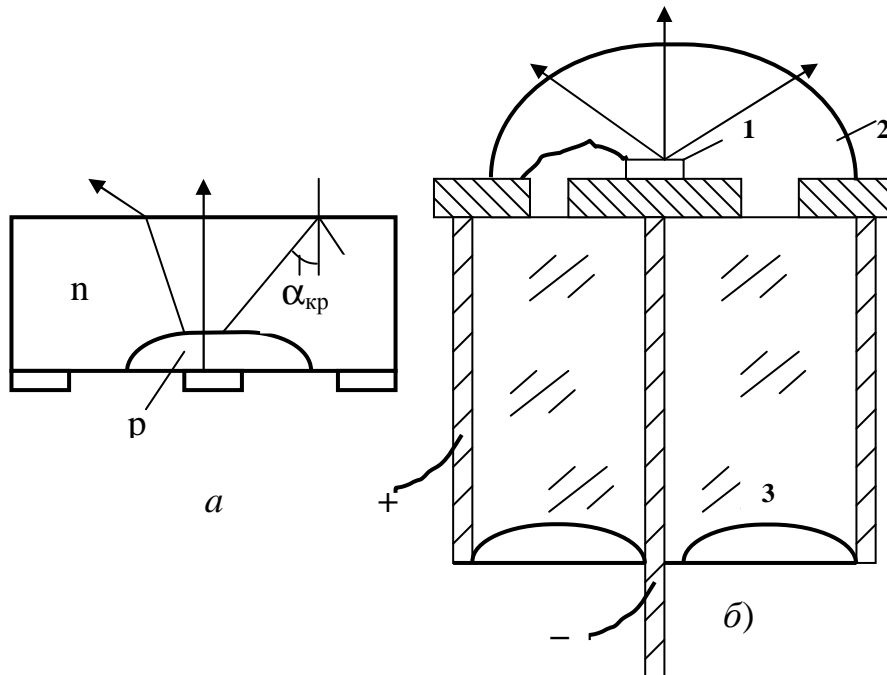


Рис. 6.1 — Отражение и преломление света в пластине полупроводника (а) и одна из конструкций светодиода (б):
1 — кристалл, 2 — линза, 3 — изолятор

В поверхностных СИД спонтанное излучение в активном слое (p - n -переход) происходит равновероятно во всех направлениях. Преобразование энергии накачки в свет происходит с высоким внутренним квантовым выходом близким к 100%. Однако полное внутреннее отражение на границе раздела полупроводник — волокно или полупроводник — воздух приводит к тому, что большая часть света остается в кристалле.

Ни одна оптическая система не может повысить эффективность ввода излучения с поверхности светодиода в его локальный световод, если его излучающая площадка будет больше сердечника световода. Свет выводится через полупроводник с широкой запрещенной зоной, что снижает потери на поглощение.

2. Торцевые светоизлучающие диоды, в которых генерируемое излучение выходит из прибора наружу не перпендикулярно поверхности p - n -перехода, а параллельно ей, то есть через боковую грань прибора. Это позволяет уменьшить размеры сечения пучка света светодиода и повысить эффективность ввода света от него в волоконный световод. Диаметр излучающей площадки све-

одиода с выходом излучения через боковую грань примерно равен 50–60 мкм.

Основные характеристики и параметры светодиодов

Ватт-амперная характеристика. Процесс инжекции характеризуется тем, что при малых плотностях тока концентрация вводимых носителей n (или p) пропорциональна прямому току I_{np} , при этом мощность излучения $P_{изл} \sim n$ (или p). При больших плотностях тока $n(p) \sim \sqrt{I_{np}}$, но при этом $P_{изл} \sim n \cdot p$, т.е. по-прежнему $P_{изл} \sim I_{np}$. Таким образом, ватт-амперная характеристика светодиодов — линейна.

Частотная и импульсная характеристики. Интенсивность излучения уменьшается при повышении частоты. Это связано с инерционностью процессов возникновения и гашения рекомбинационной люминесценции.

Диаграмма направленности светодиода значительно шире, чем у лазера, что обусловлено хаотичностью направлений распространения отдельных генерируемых фотонов.

По спектральному диапазону светодиоды подразделяются на две группы:

- Светодиоды видимого диапазона. Предназначены для устройств визуального отображения информации (интенсивность характеризуется силой света I_v).
- Инфракрасные излучатели. Применяются в ВОЛС (волоконно-оптические линии связи), оптопарах, оптических запоминающих устройствах (интенсивность характеризуется мощностью $P_{изл}$).

Наилучшим сочетанием параметров обладают гетеросветодиоды на основе гетероструктур.

Ширина спектра генерации $\Delta\lambda$ в силу спонтанности электронных переходов пропорциональна энергии теплового возбуждения kT .

Внешний квантовый выход характеризует интенсивность излучения светодиода

$$\eta_{онт} = \eta_{вн.кв} K_{онт} \gamma, \quad (6.1)$$

где $\eta_{\text{вн.кв.}}$ — внутренний квантовый выход; γ — коэффициент инжекции; $K_{\text{опт}}$ — оптимальный коэффициент выхода излучения из кристалла.

Квантовый выход показывает, какая доля полной энергии тратится на излучение:

$$\eta = \tau / \tau_u = 1 / (1 + \tau_u / \tau_\delta) < 1, \quad (6.2)$$

где $1/\tau = 1/\tau_u + 1/\tau_\delta$, τ_u — время жизни неосновных носителей за период излучательной рекомбинации, τ_δ — время жизни неосновных носителей за период безызлучательной рекомбинации.

Экспериментально было получено для GaAlAs $\eta_{\text{вн.кв.}} = 100\%$. Величина $\eta_{\text{вн.кв.}}$ уменьшается с ростом температуры.

С точки зрения генерации квантов виды люминесценции в полупроводнике определяются излучательной рекомбинацией.

Время жизни излучательной рекомбинации определяется выражением

$$\tau_\Sigma^{-1} = \tau_u^{-1} + \tau_\delta^{-1} = \tau_u^{-1} + \tau_\Pi^{-1} + \tau_o^{-1} + \tau_S^{-1} + \tau_{\Gamma\Gamma}^{-1}, \quad (6.3)$$

где τ_Π — рекомбинация через глубокие центры; τ_S — поверхностная рекомбинация; $\tau_{\Gamma\Gamma}$ — рекомбинация в объёме на гетерограницах; τ_o — рекомбинация (передача энергии свободному носителю, «разогрев» электронно-дырочной плазмы).

Коэффициент инжекции — γ , характеризует эффективность p - n -перехода.

$$\gamma = \frac{I_n}{I_n + I_p + I_{oc} + I_{\text{тун}} + I_S}, \quad (6.4)$$

где I_n — электронный ток накачки базовой области (при дырочной проводимости); I_p — обратный по направлению поток дырок, просачивающийся сквозь p - n -переход в эмиттер (для качественного гетероперехода $I_p = 0$); I_{oc} — ток безызлучательной рекомбинации электронов в обеднённом слое, примыкающем к p - n -переходу; $I_{\text{тун}}$ — туннельный ток дырок, существенный, если обеднённый слой очень тонок; I_S — ток поверхностной рекомбинации.

Граничная частота светодиода определяется временем жизни излучательной рекомбинации

$$\begin{aligned}\tau_u &= [Au \cdot n(\text{или } p)]^{-1}, \\ n &\approx (10^{18}; 10^{19}) \frac{1}{\text{см}^3}.\end{aligned}\quad (6.5)$$

Так, для GaAlAs величина τ_u примерно равна 0,6 нс при максимальной интенсивности спонтанного перехода.

Питание светодиодов производится постоянным или периодически меняющимся током.

Мощность излучения ($P_{\text{вых}}$ при заданном токе накачки I_n) характеризуется предельной частотой и диаграммой направленности.

Выходная мощность светодиодов пропорциональна току инжекции I_n и при больших токах испытывает насыщение. Обычно $I_n = 100\text{--}200$ мА.

При гармоническом изменении тока накачки относительное среднее значение выходной мощности можно определить

$$P_{\text{вых}} \sim h\nu_{\text{ен}} I_n \cdot (1 / 1 + j\omega\tau_{\text{эф}}), \quad (6.6)$$

где $\eta_{\text{ен}}$ — внутренняя квантовая эффективность, $1/\tau_{\text{эф}} = 1/\tau_u + 2s/d$, ω — частота изменения тока. С ростом частоты изменение тока $P \sim P_0$ падает. При $\omega\tau = 1$ излучение $P \sim$ падает в $\sqrt{2}$ раза. Обычно для светодиодов определяют $\omega_{\text{max}} = 1/\tau$ ($f_{\text{max}} = 1 / 2\pi\tau$). Так, для поверхностного типа светодиода $f_{\text{max}} = 95$ МГц, для торцевых — $f_{\text{max}} = 100$ МГц.

Типичная для светодиода эффективность излучения составляет 550 мкВт/мА. Спектр излучения непрерывный (0,8–0,9 мкм). Ширина спектра относительно велика ($\Delta\lambda = 40$ нм). Типичное значение полуширины спектра для светодиода, генерирующего свет с длиной волны 1,3 мкм, почти в два раза больше, чем для светодиода с $\lambda = 0,85$ мкм.

Срок службы выпускаемых в настоящее время светодиодов от 10^4 до 10^5 часов. В целом, это является достаточным для использования светодиодов при построении передающих оптических модулей.

Исключительно важной особенностью светоизлучающих диодов является присущая им деградация — постоянное умень-

шение мощности излучения при длительном пропускании через прибор прямого тока.

Установлено, что спустя некоторый начальный период наработки, изменение мощности подчиняется обычному экспоненциальному закону

$$P_{изл}(t) = P_{изл}(0) \cdot \exp(-t/\tau_{дег}), \quad (6.7)$$

причём

$$\tau_{дег} = AI_n^{-m} \exp(-E_{дег} / kT),$$

где A и m — константы, различные для разных материалов и конструкций. Обычно $m = 1-2$ и растёт с ростом I_n , а величина энергии $E_{дег}$ такова, что при повышении температуры на 1 градус Цельсия $P_{изл}$ светодиода уменьшается на 2 % (для прибора с $\lambda = 1,3$ мкм), если за 100 % считать мощность излучения светодиода при 25 градусах Цельсия.

В заключение следует отметить, что светоизлучающие диоды являются наиболее подходящими источниками для низкоскоростных систем передачи информации с использованием многомодовых волоконных световодов.

Излучение диодов некогерентно, но в отличие от тепловых источников света имеет более узкий спектр (0,05 мкм). Цвет излучения определяется как полупроводниковым материалом, так и легирующими примесями.

Особенностью работы светодиодов является использование их для генерации спонтанного излучения.

6.2 Когерентные источники оптического излучения

В основу работы когерентных источников оптического излучения положено явление усиления электромагнитных колебаний при помощи вынужденного, индуцированного излучения атомов и молекул. В отличие от света, испускаемого обычными источниками, излучение таких источников когерентно в пространстве и времени, монохроматично, распространяется очень узким пучком и характеризуется чрезвычайно высокой концентрацией энергии. Явление вынужденного (или стимулированного, индуцированного) излучения было вначале использовано для усиления и генерации электромагнитных колебаний в СВЧ-диапазоне, т.е. в облас-

ти микроволн (да 0,34–10 мм). Появившиеся позднее приборы, работающие в оптическом диапазоне спектра, т.е. оптические квантовые генераторы (ОКГ), стали называться лазерами. Термин «лазер» означает усиление света с помощью вынужденного излучения. Термин «свет» означает излучение не только в видимой ($\lambda \approx 0,4 \div 0,8$ мкм), но и также в ультрафиолетовой ($\lambda \approx 0,01 \div 0,4$ мкм) и инфракрасной ($\lambda \approx 0,8 \div 4$ мкм) областях спектра электромагнитных колебаний.

Для получения инверсии необходимо, чтобы число частиц на верхнем уровне было больше, чем на нижнем уровне. В оптическом диапазоне имеется ряд особенностей, которые существенно влияют на конструкции ОКГ и их выходные характеристики.

Первой особенностью квантовых генераторов оптического диапазона является то, что у веществ используются возбуждённые уровни, разделённые друг от друга и от уровня основного состояния оптическими переходами, так что выполняется условие

$$\hbar \cdot \omega \gg kT; e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}} \ll 1.$$

При выполнении этого условия согласно закону Больцмана практически населённым является только уровень основного состояния. Населённости верхних возбуждённых уровней будут практически равны нулю.

Второе отличие состоит в способе накачки. Из-за отсутствия в оптическом диапазоне мощных монохроматических источников накачки, накачка производится либо немонахроматическими источниками, либо применяются другие методы возбуждения. Подробно методы накачки мы будем рассматривать при рассмотрении конкретных типов лазеров.

Все схемы возбуждения ОКГ можно разделить на две группы:

- 1) схемы, у которых нижний уровень рабочего перехода является основным уровнем в энергетическом спектре системы;
- 2) схемы, у которых нижний уровень рабочего перехода не является основным уровнем системы.

Очевидно, что схемы второй группы энергетически более выгодны, так как позволяют получить усиление или генерацию при меньшей мощности накачки.

Третье отличие состоит в том, что резонаторы оптического диапазона отличаются от обычных объёмных резонаторов СВЧ. В оптическом диапазоне используют открытые резонаторы.

Наконец, в оптическом диапазоне нельзя не учитывать спонтанные переходы, т.к. вероятность спонтанных переходов пропорциональна кубу частоты.

Тепловые (безызлучательные) переходы, как правило, для рабочих уровней можно не учитывать, но для холостых переходов их вероятности могут быть очень велики.

Структурная схема лазера представлена на рис. 6.2.



Рис. 6.2

В составе любого лазера можно выделить следующие необходимые элементы: 1) активный элемент (АЭ); 2) резонатор; 3) систему накачки; 4) систему охлаждения.

По применяемым средам активного вещества квантовые генераторы делятся на твердотельные, жидкостные, газовые, полупроводниковые.

Первые три типа лазеров по принципу действия и схемам установок имеют много общего. Их конструкции и принцип действия существенно зависят от метода накачки и практически не зависят от агрегатного состояния используемой активной среды. Поэтому сначала рассмотрим схемы с различными методами накачки, а затем уточним некоторые принципиальные вопросы, обусловленные конкретным агрегатным состоянием используемой активной среды.

6.3 Методы накачки активного вещества

Оптическая накачка. В этом случае активная среда освещается мощным источником света, например ксеноновой или ртутной лампой, играющим роль генератора накачки. Под воздействием этого излучения в активной среде возникают вынужденные переходы, увеличивающие населенность верхних уровней, что при определенных условиях приводит к инверсии населенности.

Коэффициент полезного действия (КПД) генератора оптической накачки (за исключением генератора накачки полупроводникового лазера), как правило, получается очень низким, так как из всего широкого спектра частот его излучения полезно используется лишь узкая полоса, соответствующая примерно ширине верхнего уровня в трех- или четырехуровневой схемах.

КПД растет с увеличением ширины верхнего уровня. Поэтому-то при прочих равных условиях лазеры на твердых средах (т.е. с относительно широким верхним уровнем) обладают значительно большим КПД. По этой причине мощные газонаполненные лампы (ксеноновые), которые применяются в качестве генераторов накачки в лазерах на твердых средах, обычно не находят практического применения в газовых лазерах с оптической накачкой. Но даже в твердотельных лазерах КПД такого устройства обычно менее 1 %.

Накачка, основанная на процессах при газовом разряде. Здесь роль активной среды играет газ, заключенный в трубку. Функцию генератора накачки выполняет газовый разряд, поддерживаемый источником постоянного тока или ВЧ ($f \sim 3$ МГц) напряжения. Инверсия уровней создается за счет энергии электронов, которую они приобретают в поле постоянного или ВЧ-напряжения и передают затем атомам при столкновении.

Напряжение ВЧ прикладывается к электродам, укрепленным снаружи трубки. В случае же питания постоянным напряжением электроды помещают внутри трубки. В качестве источника свободных электронов часто применяют термоэлектронный катод и располагают его за пределами генерации трубки.

Накачка методом электронного удара. Если к трубке, наполненной газом, приложить постоянное или переменное напря-

жение, то в цепи будет протекать ток, а в газе возникнет ионизация, в результате которой появятся свободные электроны и ионы. В электрическом поле электроны будут приобретать соответствующую скорость и связанную с ней кинетическую энергию.

Существенным недостатком данного метода, затрудняющем получение инверсии, является то, что электроны заселяют не только нужный уровень, но и ниже расположенные (отсутствие селективности).

Накачка методом неупругих столкновений атомов. В качестве активной среды в этом случае используется смесь газов, имеющих на верхних уровнях одинаковую энергию. Если через эту смесь пропустить ток, то в результате электронных ударов населенность верхнего уровня более возбуждаемого газа резко возрастет, так как время жизни частиц на данном уровне очень велико — порядка 10^{-3} с (так называемый метастабильный уровень), а населенность уровней второго газа изменится незначительно.

Поскольку верхние уровни газов имеют одинаковую энергию, то при неупругих соударениях атомов этих газов между ними возникнет довольно интенсивный обмен энергией. В результате чего населенность верхнего уровня газа, выполняющего роль активной среды, дополнительно селективно возрастает. Передача энергии от возбужденных атомов одного газа атомам другого газа во время их столкновений и представляет сущность накачки методом неупругих столкновений атомов. Этот метод, в частности, используется в выпускаемом промышленностью гелий-неоновом лазере.

Химическая накачка вызывается химическими реакциями веществ. Используются энергетические уровни возбужденных атомов или молекул, образующихся в быстрых химических реакциях, при которых накопление возбужденных частиц происходит быстрее их перехода в нижнее состояние. Поэтому необходимо применять реакции взрывного типа или реакции во встречных потоках атомов или молекул взаимодействующих веществ (химические лазеры).

Газодинамическая накачка — способ, основанный на быстрым (сверхзвуковым) расширении газа. Происходящее при этом быстрое понижение температуры может привести к инверсии населенности в трехуровневой системе, если время установления

термодинамического равновесия уровней различно. В газодинамических лазерах получены самые большие мощности излучения в непрерывном режиме (несколько десятков киловатт).

6.4 Оптические резонаторы

Важнейшим элементом в системе лазеров являются открытые оптические резонаторы. Как в СВЧ-, так и в оптическом диапазоне наиболее эффективное взаимодействие электромагнитного поля с веществом осуществляется внутри резонансной системы. Однако между СВЧ- и оптическим резонатором существуют различия. Так как добротность любого резонатора пропорциональна размерам (L) и обратно пропорциональна $\sqrt{\lambda}$, а $L \sim \lambda$, то очевидно, что с уменьшением длины волны добротность уменьшается. Поэтому на оптических частотах резонаторы будут иметь малую добротность. Кроме того, систему, сравнимую по размерам с длиной волны, трудно изготовить, да и количества активного вещества в ней будет недостаточно для усиления или генерации. Следовательно, оптический резонатор должен иметь размеры $L \gg \lambda$, и тогда в нем будет существовать множество типов колебаний. Для успешного применения резонаторных систем в оптическом диапазоне необходимо найти пути разрежения их спектра. Для этого было предложено использовать резонатор, имеющий две стенки. Это чаще всего два зеркала с отражающими поверхностями r_1 и r_2 (коэффициенты отражения), установленные на расстоянии L друг от друга (рис. 6.3). Такие резонаторы называли открытыми. Положительная обратная связь в открытых резонаторах осуществляется с помощью системы обращенных друг к другу зеркал.

Между зеркалами (Z_1 и Z_2) помещается активное вещество. Зеркала могут быть плоскими, и в этом случае резонатор носит название — Фабри-Перо.

Наряду с резонаторами Фабри-Перо большое распространение в ОКГ находят резонаторы со сферическими зеркалами. Такие резонаторы характеризуются длиной L , радиусом кривизны зеркал R и поперечным

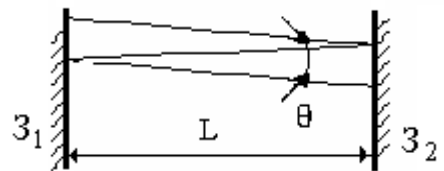


Рис. 6.3

размером D . Строгий волновой анализ показывает, что в ряде случаев эти резонаторы обладают меньшими потерями, чем плоский резонатор. Кроме того, они менее критичны к неточностям настройки. Из простых физических соображений ясно, что в сферических резонаторах возможно существование поперечных типов колебаний более высших порядков (то есть с большими углами отклонений), чем в резонаторе Фабри-Перо. Различают такие сферические резонаторы:

Конфокальный (рис. 6.4, *a*) $L = R$; полуконфокальный (рис. 6.4, *б*) $L = R/2$; concentрический (рис. 6.4, *в*) $L = 2R$; резонаторы с произвольными L и R (неконфокальные).

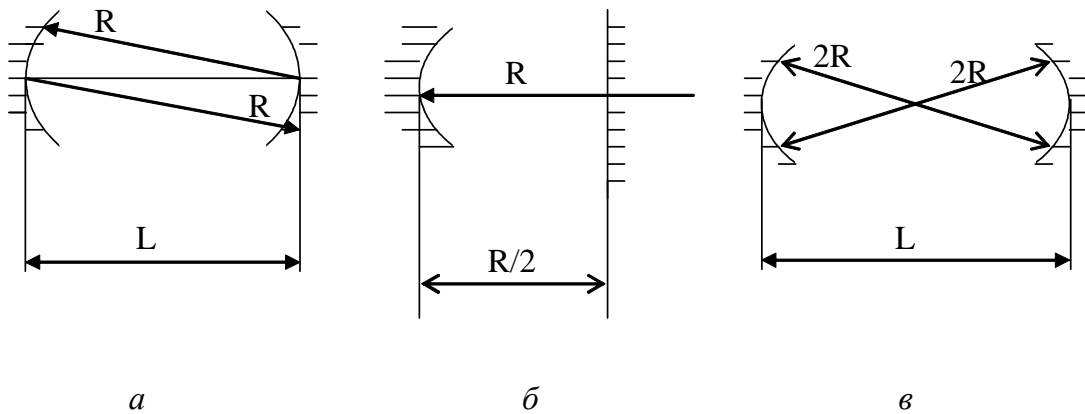


Рис. 6.4 — Схемы различных типов резонаторов со сферическими зеркалами

Рассмотрим элементарную теорию резонатора.

Зеркала будем считать безграничными в поперечных размерах, а распространяющиеся в них волны — плоскими. Тогда каждое собственное колебание резонатора будет образовываться в результате сложения плоских волн, движущихся в противоположных направлениях между отражающими зеркалами. Сложение волн, распространяющихся вдоль оси z резонатора, с учетом граничных условий на зеркалах приводит к стоячим волнам, которые обычно называют продольными модами резонатора.

Резонансные частоты продольных мод определяются граничными условиями на зеркалах и тем условием, что за время возвращения луча в исходную точку после двукратного отражения от зеркал резонатора фаза (φ) поля может измениться на число, кратное 2π

$$\varphi = \omega_q t_{2np} = q2\pi \Rightarrow L = q \frac{\lambda}{2}, \text{ где } q = 1, 2, 3 \dots \quad (6.8)$$

Из (6.8) можно найти выражение для резонансных частот резонатора ω_q и расстояние между ними $\Delta\omega$, учитывая, что время двойного прохода луча в резонаторе $t_{2np} = \frac{2L}{c}$, где c — скорость света. Подставляя в (6.8) время пролета t_{np} , получаем $\frac{2\pi q}{\omega} = \frac{2L}{c}$ и, следовательно, получим $\omega = \frac{c}{L} \pi q$, где q — целое число.

Найдем линейную частоту ν_q , деля $\omega/2\pi$:

$$\nu_q = \frac{c}{2L} q, \quad \Delta\nu_q = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2L}, \quad (6.9)$$

где $\Delta\nu$ — расстояние между собственными частотами. Отметим, что для закрытого резонатора того же объема в полосе 300 МГц дополнительно может существовать до ста миллионов резонансных частот.

Видно, что индекс q характеризует число полуволен, укладываемых вдоль оси резонатора. Так как длина резонатора имеет обычно порядок $5 \div 100$ см, а ω в оптическом диапазоне имеет порядок 10^{15} рад/сек., то число q будет очень большим ($10^5 - 10^6$).

Кроме продольных типов колебаний, существуют также поперечные колебания, образованные плоскими волнами, распространяющимися под некоторым углом θ к оси резонатора.

Собственные частоты этих колебаний определяются формулой: $\omega_q = \frac{q \cdot \pi \cdot c}{L \cdot \cos \theta}$, причем θ может принимать любые непрерывные значения. Видно, что колебания в данном случае будут сильно вырождены, то есть одной и той же частоте колебаний будет соответствовать множество типов колебаний, различающихся между собой углом θ .

Запасаться будут только те колебания, которые распространяются перпендикулярно зеркалам. Для колебаний, распространяющихся под углом, резонатор будет иметь малую добротность и энергию, а многие из них вообще выходят из резонатора.

При прохождении волн через активное вещество, размещенное в резонаторе, мощность излучения усиливается. Поскольку наибольшее число раз через активное вещество проходят волны, распространяющиеся параллельно оси резонатора, выходное излучение ОКГ получается остронаправленным. Так как на самом деле поле в резонаторе не является поперечным, но оно близко к поперечному и может быть охарактеризовано, как ТЕМ. Каждому q соответствует бесконечное число индексов m и n , которые определяют распределение поля в поперечной плоскости. В целом, волна в резонаторе определяется индексами q , m и n . (Это моды, образованные плоскими волнами, распространяющимися под углом θ к оси резонатора — поперечные моды). Числа m и n — поперечные индексы колебаний по осям x и y соответственно. Возможные волны TEM_{00q} , TEM_{10q} , TEM_{01q} и так далее.

Объем любой моды (мода — тип колебаний) в плоском резонаторе распределен равномерно, т.е. поле размазано по всему зеркалу. Моды, у которых m и $n = 0$, называют продольными или активными. Мода, у которой $m \neq 0$ и $n \neq 0$, называется поперечной.

Добротность поперечных колебаний меньше добротности продольных. Чем больше угол падения на зеркало, тем больше будет пятен на зеркале, т.е. при возрастании m и n возрастают дифракционные потери.

Кроме плоско-параллельных резонаторов, используются резонаторы со сферическими зеркалами. Их особенности: меньшие потери, по сравнению с плоскими, стойки к перекосам. Достоинства: поле концентрируется в приосевой области, не выходит за края зеркал, следовательно, малы дифракционные потери. Поле распространяется в определенной поверхности, которая называется каустикой. В сферическом резонаторе различные моды будут занимать различный объем. Большими потерями будут обладать те моды, каустика которых выходит к краям. Недостаток: монохроматичность, когерентность у таких резонаторов меньше, чем у резонаторов с плоскими зеркалами. Также имеет место большая расходимость волны.

Потери в оптических резонаторах. В резонаторах происходит не только усиление

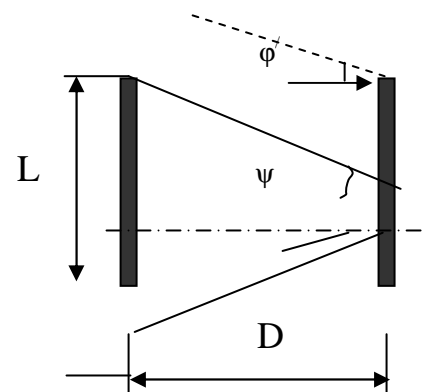


Рис. 6.5

ние, но и потери. Например, из-за того, что коэффициенты отражения зеркал отличны от единицы. При отражении плоской волны от зеркала конечных размеров происходит дифракция от края зеркала. Отраженная волна перестает быть плоской и распространяется в пределах дифракционного угла $\varphi' = m' \lambda / D$, где D — размер зеркала квадрата или диаметра круглого зеркала, $m' = 1$ — для квадратного и $m' = 1,22$ — для круглого зеркал (рис. 6.5). При каждом отражении волны от зеркала имеются дифракционные потери, т.к. часть энергии уходит из системы зеркал. Для светового излучения $\varphi = 10^{-5} \div 10^{-4}$. Дифракционные потери учитывает коэффициент α_q . Дифракционные потери зависят от числа Френеля (N)

$$N = \frac{D^2}{\lambda L}. \quad (6.10)$$

Введем апертурный угол $\psi = D/L$. Используя значения ψ и φ , получим:

$$N = m' \frac{\psi}{\varphi}.$$

Видно, что число Френеля пропорционально соотношению ψ / φ . Дифракционные потери значительно возрастают при малых числах N , то есть когда малы размеры зеркала D или велико расстояние между зеркалами.

Добротность открытых резонаторов. Рассмотрим случай, когда потери возникают за счет выхода излучения из резонатора, а дифракционными потерями пренебрежем. Для вывода световой энергии из резонатора одно или оба зеркала делаются частично пропускающими. Если коэффициент отражения зеркал обозначить через r , то уменьшение энергии в резонаторе за один проход будет равно $dW = -W_0(1-r)$. За единицу времени потери энергии определяться следующим образом:

$$\frac{dW}{dt} = -(1-r) \frac{W_0}{2L} c \quad \text{или} \quad dW = -\frac{W_0(1-r)c}{2L} dt.$$

Если вспомнить аналогичное выражение для уравнения гармонических колебаний $\frac{dx}{x_0} = -\frac{\omega}{Q} dt$ и сравнить их, то можно найти

$$\frac{\omega}{Q} = (1-r) \frac{c}{2L}. \text{ Так как } \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}, \text{ то}$$

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda(1-r)}. \quad (6.11)$$

Численная оценка: $L = 1 \text{ м}$, $r = 0,95$, $\lambda = 630 \text{ нм}$ (гелий-неоновый лазер):

$$Q = \frac{2\pi}{630 \times 10^{-9} \cdot 0,95} \approx 2 \times 10^8.$$

При практических расчетах необходимо учитывать и другие потери, при этом Q будет уменьшаться, но все равно не опустится ниже величины 10^8 .

Формула вычисления добротности при учете дифракционных потерь:

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda \left(1 - r + \frac{\lambda L}{D^2} \right)}. \quad (6.12)$$

Формула добротности с учетом перекоса зеркал:

$$Q = \frac{\omega}{c} n \sqrt{\frac{2LD}{\beta^2}}. \quad (6.13)$$

При $\beta < \frac{2D(1-r)^2}{L}$, где n — число отражений от зеркал, а β — угол перекоса (единицы, десятки угловых секунд).

6.5 Пороговые условия генерации и мощность излучения

Условие самовозбуждения. Условия самовозбуждения выполняются при выполнении баланса фаз (6.8) и баланса мощностей (баланс амплитуд). Характерно, что баланс фаз в ОКГ выполняется автоматически за счет свойств резонатора сразу для не-

скольких продольных и поперечных типов колебаний, полоса которых попадает в полосу усиления вещества. Поэтому ОКГ не нужно подвергать какой-либо фазовой подстройке.

Рассмотрим условия создания баланса мощностей. В резонатор с активным веществом (рис. 6.6) запустим затравочный импульс (P_1'). Поле, пройдя через активное вещество, приобретает значение (P_2'), а после отражения от зеркала 2 становится равным (P_1'') и т.д., как описано в уравнениях (3.55).

$$\begin{aligned}
 & P_1'; \\
 & P_2' = P_1' \exp(\chi_a - \alpha_a)L; \\
 & P_2'' = P_2' R_2 = P_1' R_2 \exp(\chi_a - \alpha_a)L \\
 & ; \\
 & P_1'' = P_2'' \exp(\chi_a - \alpha_a)L = P_1' R_2 \exp(\chi_a - \alpha_a)L; \\
 & ; \\
 & P_1''' = P_1'' R_1 = P_1' R_1 R_2 \exp(\chi_a - \alpha_a)2L
 \end{aligned} \tag{6.14}$$

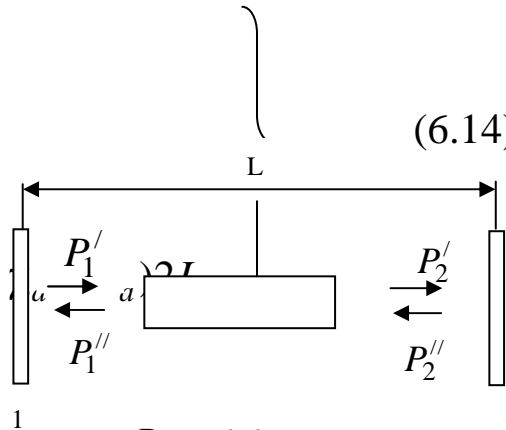


Рис. 6.6

Условие самовозбуждения, т.е. поле, пришедшее в начальную точку, должно превышать амплитуду (P_1'):

$$P_1''' > P_1' \Rightarrow R_1 R_2 \exp(\chi_a - \alpha_a)2L > 1, \tag{6.15}$$

где χ_a — коэффициент усиления активного вещества,

α_a — потери в активном веществе,

R_1 и R_2 — коэффициенты отражения от первого (1) и второго (2) зеркал соответственно.

Обозначим $r = R_1 R_2$ и $K = \exp(\chi_a - \alpha_a)2L$, тогда это условие переписывается в виде: $Kr > 1$.

Режим стационарных колебаний наступает при насыщении, когда χ_a не меняется при возрастании излучения:

$$R_1 R_2 \exp(\chi_a - \alpha_a)2L = 1. \tag{6.16}$$

Прологарифмировав (6.16), получим:

$$\chi_a = \alpha_a + \frac{1}{L} \ln \sqrt{\frac{1}{R_1 R_2}}.$$

Обозначим

$$\alpha_3 = \frac{1}{L} \ln \sqrt{\frac{1}{R_1 R_2}}, \quad (6.17)$$

где α_3 — потери на зеркалах,

тогда

$$\chi_a = \alpha_a + \alpha_3. \quad (6.25)$$

Зависимость $P_{изл.уд}$ от R_1, R_2 показана на рис. 6.7, а для различных величин произведения $\chi_a^0 L$. Максимальное значение получается при оптимальном значении $(R_1 R_2)_{опт}$, при этом чем больше начальный коэффициент усиления или длина L , тем меньше $(R_1 R_2)_{опт}$.

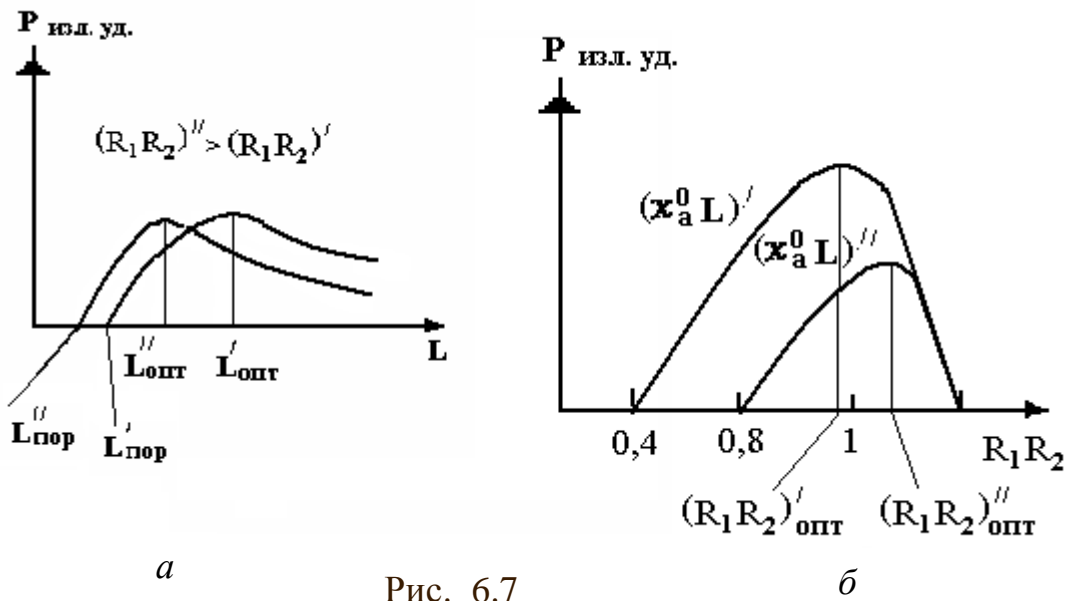


Рис. 6.7

Так как L и $R_1 R_2$ одновременно входят в коэффициент потерь, то должна также существовать оптимальная длина $L_{опт}$ при заданных значениях χ_a^0 , α_a и $R_1 R_2$ (рис. 6.7, б).

Кривые мощности начинаются на пороговой длине $L_{пор}$ (начало генерации). С ростом длины $P_{изл.уд}$ быстро увеличивается, проходит через максимум и далее сравнительно медленно уменьшается. При $L \rightarrow \infty$ сьем энергии с единицы объема среды приближается к нулю. Это означает, что основная часть энергии, генерируемой в среде, расходуется на потери в этой среде. Максимум не зависит от коэффициентов отражения, от них зависят положение максимумов $L_{опт}$ и пороговые значения длины $L_{пор}$. Чем больше $R_1 R_2$, тем меньше $L_{опт}$ и $L_{пор}$.

Мощность излучения лазера. Энергию, выделенную в стационарном режиме внутри объема $V = L \cdot S$ активной среды за единицу времени во всем спектральном интервале, соответствующем переходу между двумя лазерными уровнями, называют мощностью генерации ($P_{ген}$), а отнесенную к единице объема — удельной мощностью генерации ($P_{ген.уд}$).

По закону Бугера

$$\frac{dP(z, \nu)}{P(z, \nu)} = \chi_a dz, \quad (6.19)$$

где $P(z, \nu) = \rho_\nu v_{gp}$.

Отсюда

$$P_{ген} = \chi_a P(z, \nu) V = \chi_a P(z, \nu) l S = \rho_\nu v_{gp} \chi_a l S,$$

где $\rho_\nu = \frac{1}{\delta_{1,2}} \left(\frac{\chi_a^0}{\alpha} - 1 \right)$, $\delta_{1,2}$ — коэффициент нелинейности.

$$P_{изл} = P_{ген} \frac{\alpha_3}{\alpha}, \quad P_{изл.уд} = \frac{v_{gp}}{\delta_{1,2}} \frac{(\chi_a^0 - \alpha) \alpha_3}{\alpha_3 + \alpha_q}.$$

Если $\alpha_3 = 0$, то $P_{изл.уд} = 0$. Условие самовозбуждения не выполняется тогда, когда $\chi_a^0 < \alpha = \alpha_q + \alpha_3$. При $L \rightarrow \infty$ сьем энергии равен нулю. Так как

$$P_{изл.уд} = \frac{v_{gp}}{\delta_{1,2}} \frac{(\chi_a^0 - \alpha) \alpha_3}{\alpha_3 + \alpha_q}, \quad (6.20)$$

то максимум значения удельной мощности наступает при оптимальном значении коэффициента потерь $\alpha_{3.опт}$, которое опреде-

ляется из условия $\frac{dP_{изл.уд}}{d\alpha_3} = 0$: $\alpha_{3.опт} = \sqrt{\chi_a^0 \alpha_a} - \alpha_a$, тогда

$$P_{изл.уд.макс} = \frac{v_{gp} \chi_a^0}{\delta_{1,2}} \left(1 - \sqrt{\frac{\alpha_a}{\chi_a^0}} \right)^2. \quad (6.21)$$

Самая большая мощность излучения будет при $\alpha_a = 0$ или при $\alpha_a \ll \chi_a^0$:

$$P_{пред} = \frac{v_{zp}}{\delta_{1,2}} (\chi_a^0 - \alpha). \quad (6.22)$$

Самое большое значение максимальной удельной мощности (предельное значение) получается при отсутствии потерь ($\alpha_a = 0$) или при условии $\alpha_a \ll \chi_a^0$. Предельная мощность излучения в режиме генерации оказывается равной предельной мощности, получаемой в режиме усиления по формуле (6.22). Это очень важный результат. Наличие потерь в активной среде ($\alpha_a \neq 0$) приводит к снижению максимальной величины мощности в формуле (6.21). При заданных небольших потерях α_a снижение мощности можно избежать одновременным увеличением начального коэффициента усиления χ_a^0 , т.е. практически увеличением мощности накачки.

Зависимость всей выходной мощности $P_{изл} = P_{изл. \nu \delta}$ от длины не имеет максимума (рис. 6.8), но имеет тенденцию к насыщению. Следует отметить, что кривые для различных $R_1 R_2$ пересекаются. До точки пересечения выгоднее брать большие коэффициенты отражения, после нее — меньшие, так как при этом получаются большие значения мощности. Кривые не пересекаются лишь при отсутствии потерь в среде, когда $\alpha_a = 0$.

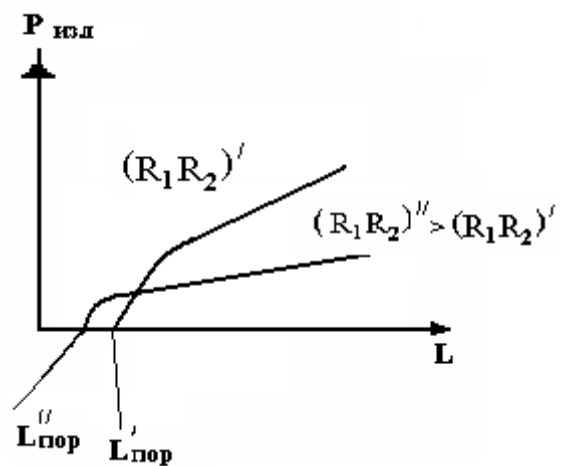


Рис. 6.8

Кривые для различных $R_1 R_2$ пересекаются. До точки пересечения выгоднее брать большие коэффициенты отражения, после нее — меньшие, так как при этом получаются большие значения мощности. Кривые не пересекаются лишь при отсутствии потерь в среде, когда $\alpha_a = 0$.

6.6 Формирование спектра излучения оптических генераторов

Колебательная система лазера содержит активную среду, поэтому спектр лазерного излучения должен определяться как спектральными свойствами среды, так и частотными свойствами резонатора. Рассмотрим образование спектра излучения в случаях неоднородного и однородного уширения спектральной линии среды. В предыдущих разделах использовалась угловая частота ω , в этом разделе будет применяться понятие линейной частоты ν . Связь между этими частотами: $\omega = 2\pi\nu$.

Спектр излучения при неоднородном уширении спектральной линии. Рассмотрим случай, когда форма спектральной линии среды в основном определяется эффектом Доплера, а взаимодействием частиц среды можно пренебречь. Доплеровское уширение спектральной линии является неоднородным.

На рис. 6.9, а изображена частотная характеристика резонатора, а на рис. 6.9, б показан контур спектральной линии среды. Обычно ширина спектральной линии при доплеровском уширении $\Delta\nu = \Delta\nu_D$ много больше интервала $\Delta\nu_q$ между частотами соседних мод резонатора. Величина $\Delta\nu_q$, определяемая формулой $\Delta\nu_q / \nu_q = 1/q$, например, при длине резонатора $L=0,5$ м составит 300 МГц, тогда как ширина спектральной линии вследствие эффекта Доплера $\Delta\nu_D$ может быть около 1 ГГц. В этом примере в пределах ширины спектральной линии среды $\Delta\nu \approx \Delta\nu_D$ размещаются три продольные моды. При большей длине резонатора число мод в пределах ширины линии возрастает, так как уменьшается интервал частот $\Delta\nu_q$ соседних мод.

При доплеровском уширении спонтанное излучение в выбранном интервале частот, меньшем $\Delta\nu_D$, создается определенной группой частиц, а не всеми частицами среды. Предположим, что естественная ширина спектральной линии частицы значительно меньше разности частот соседних мод (например, естественная ширина линии педона близка к 16 МГц). Тогда частицы, возбуждающие своим спонтанным излучением некоторую моду, не будут вызывать возбуждения других мод.

Для определения спектра излучения лазера воспользуемся частотной зависимостью показателя поглощения χ в законе Бугера (5.18). Этот показатель пропорционален разности населенностей

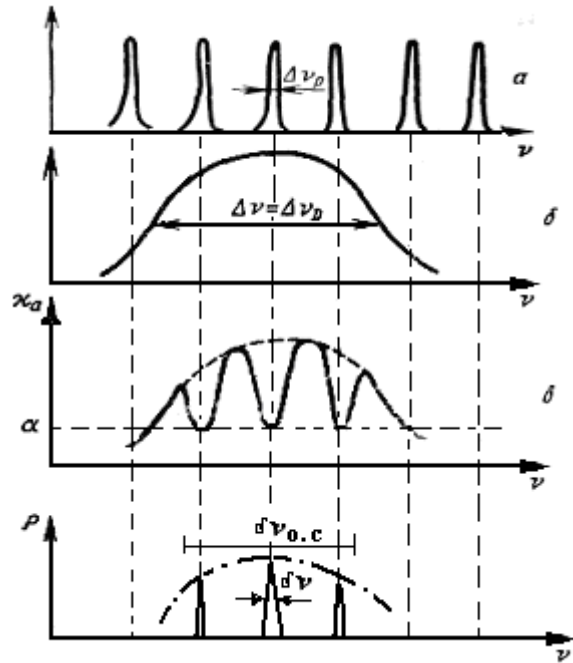


Рис. 6.9

верхнего и нижнего уровней перехода. В среде без инверсной населенности $\chi > 0$ и характеризует поглощение энергии электромагнитного поля. Наличие $\chi < 0$ определяет усиление поля. В этом случае модуль показателя называют показателем усиления активной среды $\chi_a (\chi_a = |\chi|)$.

Частотная зависимость показателя усиления $\chi_a(\nu)$ в соответствие с формулой (5.15) совпадает с формой спектральной линии среды, когда населенности уровней постоянны или изменяются незначительно в результате вынужденных переходов. Такое совпадение будет наблюдаться, если создана инверсия населенностей, а условия самовозбуждения лазера еще не выполнены (например, отсутствуют зеркала резонатора). На рис. 6.9, в пунктиром показана такая начальная частотная зависимость. При доплеровском уширении спектральной линии зависимость выражается гауссовой функцией и имеет ширину $\Delta\nu_D$, как показано на рис. 6.9, б.

Предположим, что выполнены условия самовозбуждения. Тогда спонтанное излучение одной частицы будет вызывать вынужденные переходы других частиц, если частота спонтанного излучения последних лежит примерно в пределах естественной ширины спектральной линии возбуждающей частицы. Вследствие инверсии населенностей будут преобладать вынужденные переходы сверху вниз, т.е. населенность верхнего уровня должна уменьшаться, нижнего — увеличиваться, а показатель усиления χ_a — убывать.

Поле в резонаторе максимально на резонансных частотах мод. На этих частотах будет наблюдаться наибольшее изменение населенностей уровней перехода. Поэтому на кривой $\chi_a(\nu)$ появятся провалы в окрестности резонансных частот (см. рис. 6.9, в).

После выполнения условия самовозбуждения глубина провала на резонансных частотах увеличивается, пока не наступит режим стационарных колебаний, при котором показатель усиления станет равным показателю потерь α в соответствии с условием $\chi_a^0 < \alpha = \alpha_q + \alpha_z$. Ширина каждого провала приблизительно равна естественной ширине линии частиц, если мощность, генерируемая на рассматриваемой частоте, мала. Чем больше мощность, а следовательно, и объемная плотность энергии поля, влияющая на число вынужденных переходов, тем шире провал. При малой

мощности показатель усиления в пределах одного провала не зависит от показателя усиления в пределах другого провала, так как провалы не перекрываются вследствие сделанного вначале предположения о том, что естественная ширина линии меньше расстояния между резонансными частотами. Колебания на этих частотах можно считать независимыми. На рис. 6.9, *г* показано, что спектр излучения лазера содержит три линии излучения, соответствующие трем продольным модам резонатора. Мощность излучения каждой моды зависит от разности между исходным и стационарным значениями показателя усиления, как в формуле (6.19), т.е. определяется глубиной соответствующих провалов на рис. 6.9, *в*. Ширину каждой линии излучения $\delta\nu$ определим в конце параграфа, а сейчас обсудим влияние мощности накачки на число генерируемых мод при заданных потерях.

Если мощность накачки настолько мала, что максимальное значение показателя усиления среды (кривая 1 на рис. 6.9, *б*) не достигает порогового значения, равного α , то не возбуждается ни одна из мод, определяемых частотной характеристикой резонатора (рис. 6.10, *а*). Кривая 2 соответствует большей мощности накачки, обеспечивающей превышение над пороговым значением для центральной частоты спектральной линии среды ν_0 . Этому случаю соответствует один провал на рис. 6.10, *в* и генерация одной продольной моды (рис. 6.10, *г*). Дальнейшее увеличение мощности накачки обеспечит выполнение условий самовозбуждения для других мод (кривая 3). Соответственно провалы в кривой показателя и спектр излучения будут изображаться, как на рис. 6.9, *в* и *г*.

Спектр излучения при однородном уширении спектральной линии. Однородное уширение спектральной линии наблюдается в случае, когда основной причиной уширения является столкновение (или взаимодействие) частиц среды.

Предположим, как и в случае неоднородного уширения, что в пределы спектральной линии среды попадает несколько собственных частот резонатора. На рис. 6.11, *а* показана частотная характеристика резонатора с указанием частоты и ширины резонансных кривых каждой моды $\Delta\nu_p$. Кривая 1 на рис. 6.11, *б* изображает частотную зависимость показателя усиления среды с инверсией населенности перед самовозбуждением лазера.

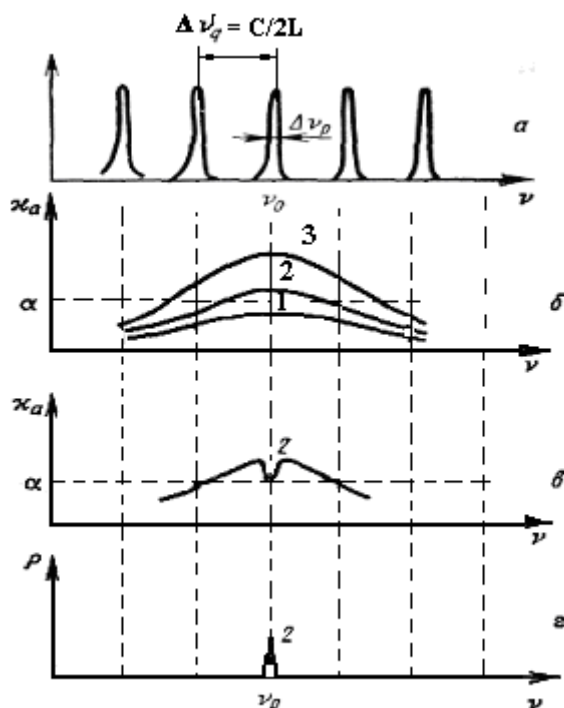


Рис. 6.10

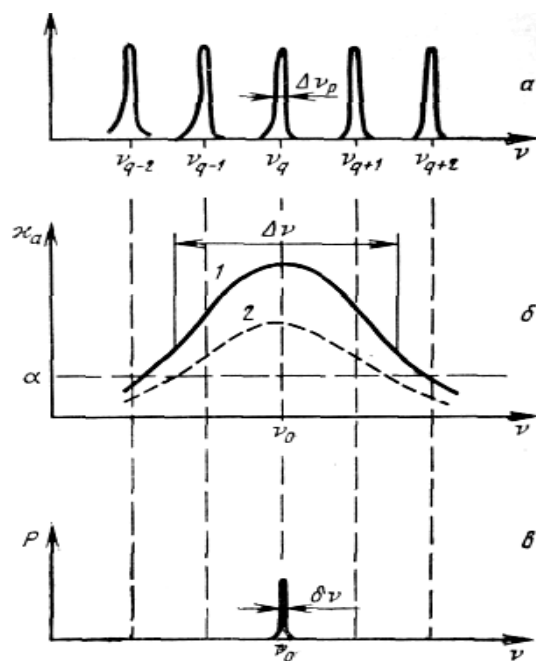


Рис. 6.11

Спектральная линия каждой частицы и всей среды при однородном уширении совпадают, поэтому спонтанное излучение любой частицы может вызвать, вынужденные переходы остальных частиц. Следовательно, при вынужденных переходах в указанной среде с инверсией населенности частотная зависимость χ_a при генерации (кривая 2) останется по форме такой же, как до генерации (кривая 1), но расположится ниже ее. Провалы, наблюдавшиеся при неоднородном уширении линии (см. рис. 6.11, *б*), здесь отсутствуют, так как теперь в создании мощности излучения лазера участвуют все частицы среды.

На рис 6.11, *б* условия самовозбуждения $\chi_a > \alpha$ выполнены для трех мод с частотами ν_{q-1} , $\nu_q = \nu_0$ и ν_{q+1} . Однако на центральной частоте спектральной линии ν_0 показатель усиления за одно про-

хождение излучения через активную среду максимален. В результате большего числа прохождений основной вклад и мощность излучения будет давать мода с центральной частотой.

Таким образом, в лазерах с однородным уширением спектральной линии среды возможно получение одночастотного режима с большой мощностью (рис. 6.11, в), так как в отличие от случая неоднородного уширения для получения этого режима не требуется снижения мощности накачки.

Генерация колебаний в любых квантовых приборах начинается со спонтанного излучения, частотная зависимость интенсивности которого характеризуется спектральной линией среды. Однако в оптическом диапазоне ширина спектральной линии среды значительно больше ширины резонансных кривых $\Delta\nu_p$ пассивного (без активной среды) резонатора вследствие большой добротности Q последнего. Значение $\Delta\nu_p = \nu_0/Q$, где ν_0 — резонансная частота. При наличии в резонаторе активной среды происходит компенсация потерь (регенеративный эффект), что эквивалентно увеличению добротности и уменьшению ширины резонансной кривой $\Delta\nu_p$ до величины $\delta\nu$.

В случае генерации одной моды с частотой ν_0 ширина линии лазерного излучения может быть оценена по формуле:

$$\delta\nu_{теор} \approx \frac{8\pi h\nu_0}{P} \Delta\nu_p^2, \quad (6.23)$$

где P — мощность излучения. Рост мощности излучения соответствует большей компенсации потерь, росту добротности и уменьшению ширины линии излучения. Если $\Delta\nu_p = 1$ МГц, $\nu_0 = 5 \cdot 10^{14}$ Гц, $P = 1$ мВт, то $\delta\nu_{теор} \approx 10^{-2}$ Гц, а отношение $\delta\nu_{теор}/\nu_0 \approx 2 \cdot 10^{-17}$. Таким образом, теоретическое значение ширины линии излучения оказывается чрезвычайно малым, на много порядков меньше ширины резонансных кривых $\Delta\nu_p$. Однако в реальных условиях из-за акустических воздействий и колебаний температуры наблюдается нестабильность размеров резонатора, приводящая к нестабильности собственных частот резонатора и, следовательно, частот линий лазерного излучения. Поэтому реальная (техническая) ширина линии излучения, учитывающая эту нестабильность, может достигать $\delta\nu = 10^4 - 10^5$ Гц.

Степень монохроматичности излучения лазера можно оценивать по ширине линии лазерного излучения и по ширине огибающей спектра лазерного излучения, содержащего несколько линий излучения (см. рис. 6.11, z). Пусть $\Delta\nu = 10^4$ Гц, $\nu_0 = 5 \cdot 10^{14}$ Гц, а ширина огибающей спектра $\delta\nu_{o.c} = 300$ МГц. Тогда степень монохроматичности по одной линии составит $\delta\nu/\nu_0 \approx 2 \cdot 10^{-11}$, а по огибающим — $\delta\nu_{o.c}/\nu_0 \approx 6 \cdot 10^{-7}$. Достоинством лазеров является высокая монохроматичность излучения.

7. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Широкое применение квантовых приборов в различных областях науки и техники обусловлено получением больших мощностей и узкого спектра излучения генераторов. Следствием этого является возможность остронаправленной передачи электромагнитной энергии, концентрации ее в малых объемах, эффективное использование в системах передачи, приема, хранения и обработки большого объема информации.

Рассмотрим основные типы оптических квантовых генераторов: 1) газовые; 2) твердотельные; 3) полупроводниковые; 4) жидкостные.

7.1 Газовые оптические квантовые генераторы

Газовые оптические квантовые генераторы (ОКГ) выделяются среди остальных типов ОКГ способностью работы в широком спектральном диапазоне длин волн (от субмиллиметрового диапазона до ультрафиолетового).

Газовыми называются генераторы, в которых активная среда находится в газовой фазе. В газовых средах инверсия возникает на возбужденных состояниях изолированных атомов, ионов или молекул. В этих условиях взаимодействие между частицами среды минимально, поэтому линии спонтанного излучения очень узки (10^{-3} – 10^{-2} А). Ширина линии генерации газового ОКГ минимальна среди всех видов ОКГ, она достигает 1 Гц.

Среди различных типов газовых ОКГ всегда можно найти такой ОКГ, обладающий, по крайней мере, одним из следующих свойств: высокой степенью монохроматичности колебаний (до 10^{14}), большими КПД до (50%), предельными значениями мощности излучения в непрерывном режиме (до сотен киловатт). Газовая среда обладает гораздо большей оптической однородностью, поэтому в газовых ОКГ можно получить наименьший угол расхождения пучка. Угловая ширина пучка имеет порядок 1^1 .

Особенности устройства газовых ОКГ. Основным элементом газовых генераторов является трубка, наполняемая газом. С торцов под углом Брюстера, как правило, приклеиваются квар-

цевые окна. При этом появляются потери на выходе из газовой кюветы, которые при нормальном падении лучей составляют 10–13 %. Такие потери снижают добротность резонатора и делают невозможной генерацию на большинстве переходов в газовых средах. В использовании угла Брюстера, заключается идея уменьшения потерь на торцах. Но уменьшение потерь не сводится до нуля, кроме того, имеются потери на поглощение в материале (2 % на 1 см для стекла, 0,2 % на 1 см для кварца).

Элементарные процессы в плазме. Разряд в плазме имеет 3 характерные области: прикатодную, промежуточную, прианодную. В технике ОКГ обычно используется промежуточная часть разряда — положительный столб (протяженная часть, однороден по длине, длину столба легко регулировать).

В плазме положительного столба присутствуют:

- 1) нейтральные невозбужденные атомы и молекулы;
- 2) возбужденные атомы и молекулы;
- 3) невозбужденные (положительные и отрицательные ионы);
- 4) возбужденные (положительные и отрицательные ионы);
- 5) электроны.

Концентрации отрицательно (электроны и ионы) и положительно (ионы) заряженных частиц равны, что и создает электрическую нейтральность плазмы в целом.

Средняя энергия движения частиц плазмы превышает величину, регламентируемую окружающей температурой, т.о., частицы получают дополнительную энергию от электрического поля. В процессе своего движения частицы взаимодействуют друг с другом, обмениваются энергией, в результате чего и происходит возбуждение и ионизация атомов и молекул.

Под взаимодействием двух частиц понимается любое вынужденное изменение характеристик их движения или внутреннего состояния.

При этом, если рассматривать процесс взаимодействия частиц $A \Leftrightarrow B$ в бесконечно тонком слое dz , можно сделать вывод, что взаимодействие тем вероятнее, чем больше концентрация частиц B в слое $\alpha_{AB} = g_{AB} \cdot n_B$, где n_B — число частиц в B слое; α_{AB} — коэффициент процесса, показывающий сколько актов данного процесса $A \Leftrightarrow B$ приходится в среднем на одну частицу A при прохождении

потоком частиц единичного слоя плазмы (см^{-1}); g_{AB} — эффективное поперечное сечение данного процесса ($10^{-19} \div 10^{-20} \text{ см}^2$), вместо g_{AB} вводится Q_{AB} — полное сечение процесса, т.е. $Q_{AB} = g_{AB} \cdot N_C$, где N_C — концентрация взаимодействующих частиц C .

Например: $Q_{AB} = 3,55 \cdot 10^{16} \cdot g_{AB} (\text{см}^2 \div \text{см}^{-3})$.

Элементарные процессы в плазме характеризуются скоростью процесса

$$M_{AB} = n_A \cdot n_B \cdot g_{AB} \cdot \vec{v}_{AB}, \quad (7.1)$$

где \vec{v}_{AB} — средняя скорость движения частиц A относительно частиц B , которая определяется как число актов процесса, происходящих в единицу времени в единице объема.

Все процессы взаимодействия между частицами в плазме разряда делятся на 2 группы: упругие и неупругие.

Если кинетическая энергия системы убывает, то внутренняя энергия частицы убывает, такой процесс называется неупругим взаимодействием первого рода.

Упругое взаимодействие (второго рода) между частицами плазмы часто называют рассеянием частиц, т.к. в результате упругих процессов направленное движение пучка превращается в хаотическое.

Для легких электронов характерны неупругие процессы. При Максвелловском распределении (рис. 7.1) средняя кинетическая энергия хаотического движения частиц определяется их температурой. Когда разряда нет, кинетическая энергия определяется окружающей температурой. В условиях разряда заряженные частицы приобретают дополнительную энергию, ускоряясь в электрическом поле.

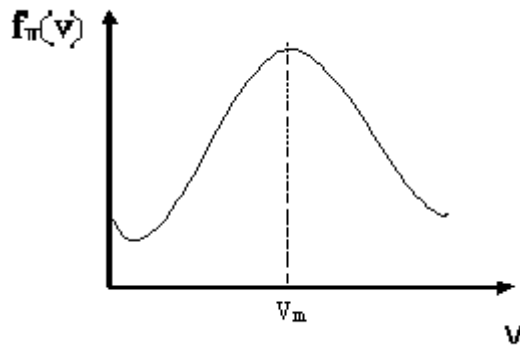


Рис. 7.1

Компоненты плазмы характеризуются следующими температурами $T_e \gg T_i > T_a$, где e — электрон; i — ион; a — атом.

Некоторые неупругие процессы. Процессы первого рода:

- 1) $\vec{e} + A = e + A^*$ прямое электрическое возбуждение;
- 2) $\vec{e} + A^* = e + A^{**}$ ступенчатое электрическое возбуждение;
эти процессы приводят к образованию возбужденных атомов, следовательно, к свечению плазмы;
- 3) $\vec{e} + A = r_e + A^*$ ионизация атома (источник заряженных частиц) из-за наличия электронов с большой энергией.

Соударения второго рода:

$$4) e + A^* = \vec{e} + A.$$

Этот процесс наряду со спонтанными переходами является основным, разрушающим возбужденные состояния.

В механизме создания инверсии в газовом ОКГ играет большую роль передача возбуждения в смеси газов

$$A_1^* + A_2 = A_1 + A_2^*.$$

В газовых ОКГ существует следующая классификация видов газового разряда: непрерывный (тлеющий, дуговой); импульсный.

Для импульсного разряда существенен интервал между импульсами тока. Этот период больше характерного времени рассеяния рабочих состояний в плазме. В противном случае рабочие состояния активных частиц не успевают довозбудиться за период отсутствия тока. Плотность тока в импульсе 10^3 А/см². Стационарный разряд делится на тлеющий и дуговой. Плотность тока для тлеющего разряда 10^{-5} – 10^{-1} А/см². В технике ОКГ используются две разновидности тлеющего разряда: разряд постоянного тока и высокочастотный разряд.

В разряде постоянного тока через плазму протекает ток, не меняющийся во времени. Electroды располагаются внутри трубки. К ним приводится постоянное напряжение 1–2 кВ.

Высокочастотный разряд отличается тем, что в этом случае через плазму течет высокочастотный (10–50 МГц) ток.

Среди различных методов создания инверсии населенностей лазерных уровней преобладают пять, которые и определяют соответствующие разновидности ОКГ: газоразрядные, газодинамические, плазмодинамические, химические и электроионизационные.

Газоразрядные ОКГ. По механизму образования инверсии населенностей лазерных уровней, диапазону работы и рабочим характеристикам газоразрядные лазеры разделяются на три группы:

1. Атомарные ОКГ.

2. Ионные ОКГ.

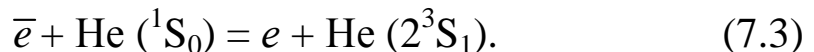
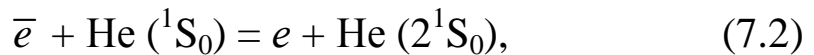
3. Молекулярные ОКГ.

1. Атомарные ОКГ. В атомарных лазерах переходы происходят между уровнями энергии нейтральных атомов, что соответствует генерации главным образом в инфракрасном диапазоне волн. Структура лазерных энергетических уровней не позволяет получить $\eta > 10\%$. Такие лазеры являются маломощными генераторами. Выходная мощность в непрерывном режиме составляет 0,001–0,01 Вт. Газовая среда находится при низких давлениях (около 200 Па) и обладает высокой оптической однородностью, что позволяет получать излучение с более высокой степенью пространственной и временной когерентности, лучшей воспроизводимостью частоты, чем в лазерах других типов.

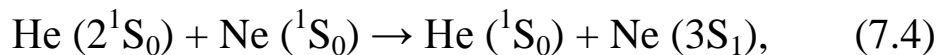
Активной средой лазеров чаще всего служат благородные газы (гелий, неон, аргон и др.) и их смеси или пары твердых веществ (меди, свинца, марганца и др.), наибольшее распространение получили гелий-неоновые лазеры. Гелий-неоновый лазер (He-Ne). В качестве вспомогательного газа у He-Ne лазера служат атомы гелия (He), рабочим является неон (Ne). Схема совмещенных энергетических уровней гелий-неонового лазера изображена на рис. 7.2.

Инверсия населенностей в He-Ne ОКГ создается в два этапа:

1. Происходит заселение состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 гелия в результате неупругих соударений с \bar{e} .



2. Вследствие неупругих соударений второго рода между возбужденными состояниями атома гелия и атома неона, находящихся в основном состоянии, осуществляется возбуждение Ne по реакциям:



в состояниях $(2S_1)$ и $(3S_2)$.

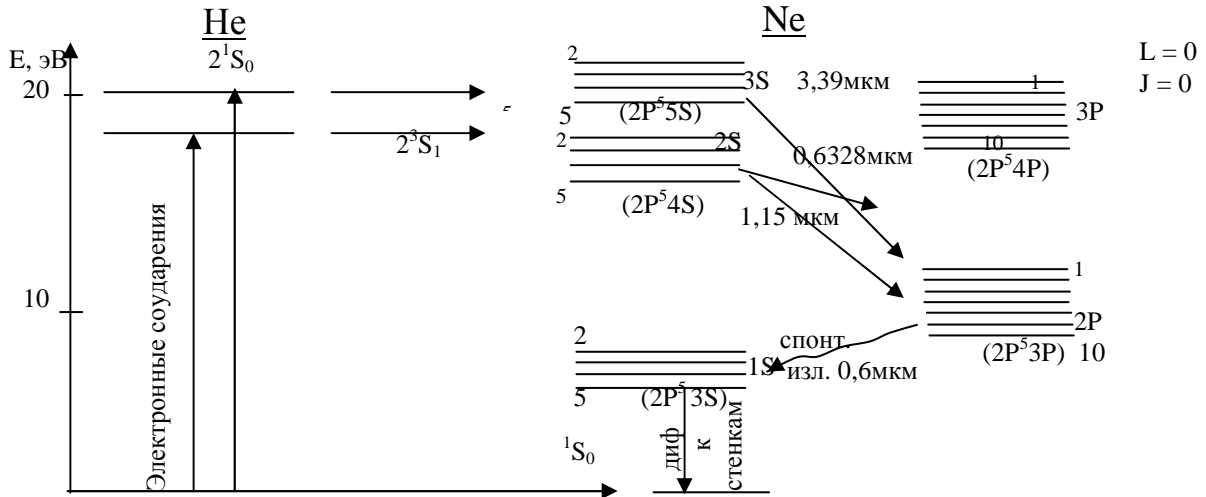


Рис. 7.2

Так как 2^3S_1 и 2^1S_0 метастабильные и концентрация гелия выбирается в несколько раз больше концентрации Не, то в разряде вследствие неупругих ударов создается относительно большое число возбужденных атомов He (2^1S_0 и 2^3S_1). Это способствует вследствие процессов (7.4) и (7.5) направленному избирательному заселению уровней $2S_2$ и $3S_2$ неона.

В результате указанных процессов создается инверсия населенностей уровней $3S_2$ по отношению к уровням $3P$ и $2P$, а также $2S_2$ к уровню $2P$. Из всех возможных переходов этой системы наиболее благоприятными для генерации оказываются переходы $2S_2 \rightarrow 2P$ с $\lambda = 1,15$ мкм, $3S_2 \rightarrow 3P$ с $\lambda = 3,39$ мкм, $3S_2 \rightarrow 2P$ с $\lambda = 0,63$ мкм.

Нижние рабочие состояния $2P$ и $3P$ имеют время жизни на порядок меньше времени жизни $2S_2$ - и $3S_2$ -состояний, что обеспечивает возможность непрерывного режима генерации.

Нижние рабочие уровни $2P$ и $3P$ очищаются в результате спонтанных переходов атомов в метастабильное состояние $1S$, откуда атомы переходят в основные состояния, главным образом благодаря соударениям со стенками газоразрядной трубки.

Усиление активной среды в He-Ne ОКГ невелико и составляет 4% на метр для $3S_2 \rightarrow 2P$ $\lambda = 0,63$ мкм, 12% на метр для $2S_2 \rightarrow 2P$ $\lambda = 1,152$ мкм, поэтому 3_1 и 3_2 делают 100% (зеркала с интерференционным покрытием).

Малый коэффициент усиления активной среды налагает жесткие требования на точность юстировки зеркал резонатора. Так, в случае резонатора с плоскими зеркалами, непараллельность их всего на несколько угловых секунд существенно сказывается на выходной мощности. Резонаторы со сферическими зеркалами меньше зависят от юстировки. Обычно поворот сферических зеркал от оптимального положения в пределах нескольких угловых минут мало влияет на выходную мощность ОКГ. Поэтому чаще всего используются резонаторы со сферическими зеркалами.

Напряжение питания для постоянного тока зависит от разрядного промежутка и имеет величину от нескольких сотен вольт до 2–3 кВ, ток разряда — несколько миллиампер. ВЧ-разряд возбуждается ВЧ генератором мощностью от десятков до сотен Вт.

Мощность генерации зависит от парциальных давлений He и Ne, размеров разрядной трубки, от тока разряда.

Выбор оптимального диаметра трубки является важным для получения максимальной $P_{\text{вых}}$. Если диаметр трубки велик, то мала диффузия частиц с уровня $1S$ на S_0 . В результате на уровне $1S$ скапливаются частицы и затем переходят на $2p$ и $3p$, уменьшая инверсию населенностей для трубок. Уменьшение диаметра газоразрядной трубки способствует получению более высоких коэффициентов усиления, но уменьшение объема активной среды приводит к снижению мощности излучения.

В He и Ne лазерах реализуются малые мощности излучения до 0,1 Вт в непрерывном режиме на трех наиболее сильных переходах с длинами волн $\lambda_1 = 3,392$ мкм; $\lambda_2 = 0,6328$ мкм и $\lambda_3 = 1,153$ мкм. Использование селективных резонаторов позволяет осуществлять работу на одной длине волны излучения в одномодовом режиме. При этом может быть достигнута расходимость излучения, близкая к дифракционному пределу. Стабилизация параметров резонатора и активной среды гелий-неоновых лазеров повышает стабильность и воспроизводимость частоты.

С увеличением тока (I) разряда увеличивается концентрация электронов (\vec{n}) в плазме и увеличивается населенность всех возбужденных состояний атомов He и Ne, особенно $2S_2$ и $3S_2$, поэтому увеличивается $P_{\text{вых}}$. По мере дальнейшего увеличения тока раз-

ряда рост инверсии из-за интенсивности заселения 2р и 3р уровней начинает замедляться.

При токе разряда > 100 мА концентрация атомов неона в долгоживущем метастабильном состоянии 1S становится настолько высокой, что резко увеличивается заселение 2р и 3р уровней и $P_{\text{вых}}$ падает. Ток разряда равен 20–80 мА. $P_{\text{уд}}$ — мощность с 1 ед. длины разрядной трубки составляет для:

$$\begin{aligned} 3S_2 \rightarrow 2P_4 & \quad \lambda = 0,63 \text{ мкм} \text{ — } 30 \text{ мВт/м,} \\ 2S_2 \rightarrow 2P_4 & \quad \lambda = 1,152 \text{ мкм} \text{ — } 50 \text{ мВт/м,} \\ 3S_2 \rightarrow 3P_4 & \quad \lambda = 3,39 \text{ мкм} \text{ — } 100 \text{ мВт/м.} \end{aligned}$$

КПД (η) — составляет сотые доли процента из-за малой квантовой эффективности рабочих переходов атомов Ne и несовершенства процесса возбуждения их.

$$\eta_{\text{кван. эф.}} = \frac{h \cdot V_{\text{излуч}}}{h \cdot V_{\text{возбужд}}} \quad (7.6)$$

Соотношение (7.6) показывает, какая доля затраченной энергии на возбуждение частиц переходит в энергию генерации.

Устройство He-Ne лазера показано на рис. 7.3, где под цифрами введены следующие обозначения: 1 — катод, 2 — анод, 3 — зеркала, 4 — газоразрядная трубка.

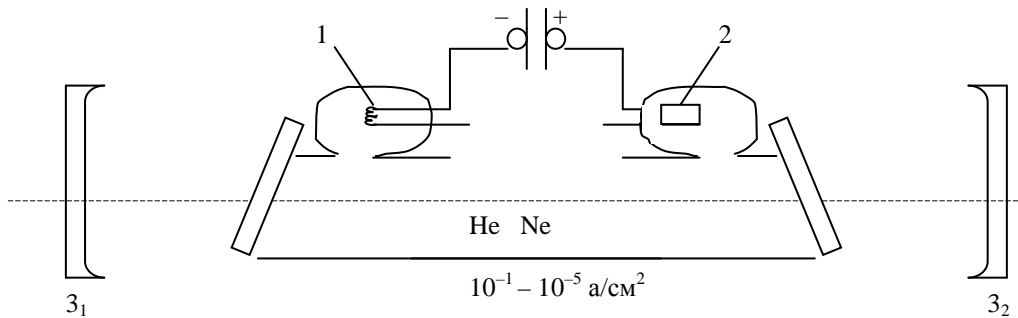


Рис. 7.3

Газоразрядная камера (4) представляет собой кварцевую или стеклянную трубку ($L = 2$ дм — 2 м и диаметром до 5–8 мм) с торцов закрытую плоскопараллельными оптическими стеклами, наклеенными под углом Брюстера к оптической оси резонатора. Такие окна имеют пренебрежимо малые потери энергии на отражение для волны, поляризацию в плоскости падения и прак-

тически делают невозможной генерацию излучения и поляризацию в перпендикулярной плоскости. Гелий-неоновые лазеры обеспечивают высокую степень поляризации излучения.

Иногда зеркала укрепляют на концах газоразрядной трубки. Однако такое расположение зеркал усложняет конструкцию.

Газоразрядная трубка наполняется смесью гелия и неона с общим давлением примерно 100 Па. Для очистки газовой смеси во время работы вводят геттер (барий).

Усиление активной среды в He–Ne ОКГ невелико и составляет 4% на метр для $3S_2 \rightarrow 2P$ $\lambda = 0,63$ мкм, 12 % на метр для $2S_2 \rightarrow 2P$ $\lambda = 1,152$ мкм, поэтому Z_1 и Z_2 делают 100 % (зеркала с интерференционным покрытием).

Малый коэффициент усиления активной среды налагает жесткие требования на точность юстировки зеркал резонатора. Для возбуждения газовой смеси используют либо разряд на постоянном токе, либо ВЧ-разряд.

Напряжение питания для постоянного тока зависит от разрядного промежутка и имеет величину от нескольких сотен вольт до 2–3 кВ, ток разряда — несколько миллиампер. ВЧ-разряд возбуждается ВЧ-генератором мощностью от десятков до сотен Вт.

Мощность генерации зависит от парциальных давлений He и Ne в газовой смеси He–Ne (рис. 7.4)

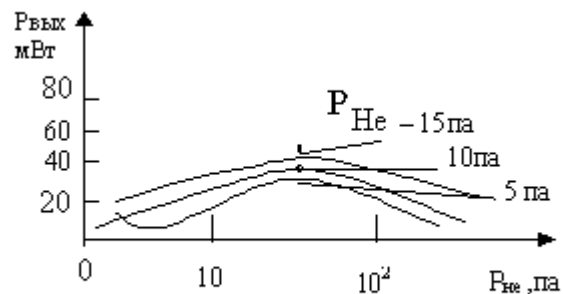


Рис. 7.4

$$\left. \begin{array}{ll} 3S_2 \rightarrow 2P_4 & \lambda = 0,63 \text{ мкм } 1 : 5 \\ 2S_2 \rightarrow 2P_4 & \lambda = 1,15 \text{ мкм } 1 : 10 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{при общем} \\ P = 100 \text{ Па} \end{array}$$

Выбор оптимального диаметра трубки является важным для получения максимальной $P_{\text{вых}}$. Например, при $L = 1$ м выбирается диаметр трубки $\varnothing_{\text{опт}} = 7\text{--}8$ мм, при $L < 1$ м — $\varnothing_{\text{опт}} = 3\text{--}5$ мм.

С увеличением I разряда увеличивается концентрация \vec{e} в плазме и увеличивается населенность всех возбужденных состояний атомов He и Ne, особенно $2S_2$ и $3S_2$, поэтому увеличивается

$P_{\text{вых}}$ (см. рис. 7.5). По мере дальнейшего увеличения тока разряда ($I_{\text{раз}}$) наблюдается рост инверсии 2р и 3р уровней, а $P_{\text{вых}}$ начинает уменьшаться.

Удельная мощность ($P_{\text{уд}}$) — мощность с 1 ед. длины разрядной трубки составляет для:

$$3S_2 \rightarrow 2P_4 \quad \lambda = 0,63 \text{ мкм} \text{ — } 30 \text{ мВт/м,}$$

$$2S_2 \rightarrow 2P_4 \quad \lambda = 1,152 \text{ мкм} \text{ — } 50 \text{ мВт/м,}$$

$$3S_2 \rightarrow 3P_4 \quad \lambda = 3,39 \text{ мкм} \text{ — } 100 \text{ мВт/м.}$$

Коэффициент полезного действия квантовой эффективности ($\eta_{\text{кван. эф}}$) — составляет сотые доли процента из-за малой квантовой эффективности рабочих переходов атомов Ne и несовершенства процесса возбуждения их.

Например: для атома Ne энергия верхнего рабочего уровня составляет 20 эВ, а энергия фотона частиц с $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ равна 2 эВ. Поэтому, используя (7.6), получим $\eta_{\text{кв.эф.}} \approx 10 \%$, т.о. В когерентное излучение преобразовано лишь 10 % общей энергии, сообщенной ему.

Так как в Ne-Ne плазме наиболее вероятная энергия \vec{e} составляет 6–8 эВ, то для возбуждения верхнего рабочего уровня используется лишь небольшая часть энергии, затрачиваемой на поддержание газового разряда. Поэтому КПД Ne-Ne ОКГ значительно меньше $\eta_{\text{кван. эф}}$.

Спектр излучения Ne-Ne ОКГ состоит из отдельных линий, соответствующих продольным и поперечным типам колебаний используемого открытого резонатора. Общая ширина спектра генерации определяется шириной линии усиления активной среды ОКГ (см. рис. 7.6. Линия усиления ОКГ определяется эффектом Доплера. На рис. 7.6 введены обозначения:

$1/\tau$ — естественная ширина линии, обусловленная принципом неопределенности;

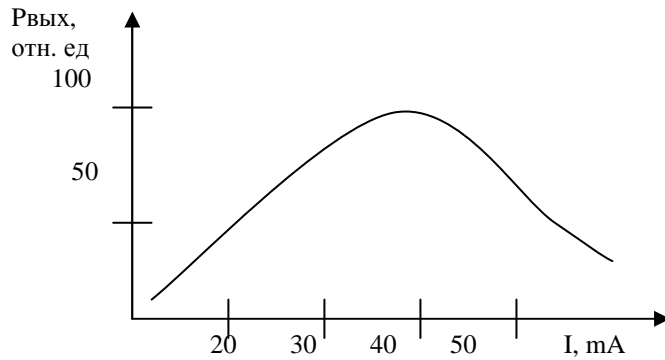


Рис. 7.5

w_0 — ширина неоднородной уширенной линии, которая растет с увеличением интенсивности накачки.

w_0 — резонансная частота.

Для перехода $\lambda = 0,63$ мкм она достигает 2000 МГц, $\lambda = 1,152$ мкм она достигает 1000 МГц, $\lambda = 3,394$ мкм она достигает 400 МГц.

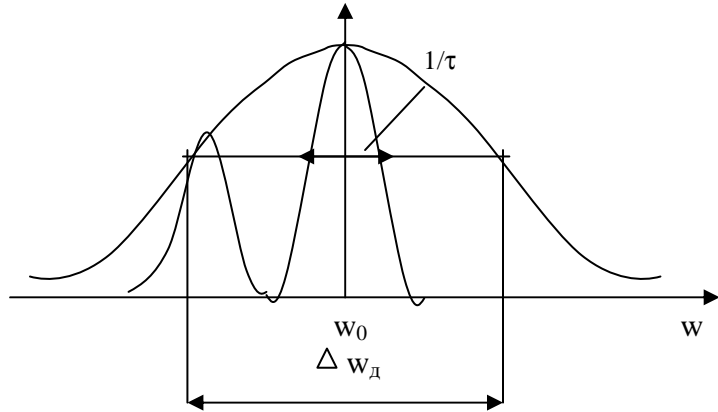


Рис. 7.6

При длине резонатора 1 м ОКГ может генерировать на $\lambda = 0,63$ мкм до 10–12 продольных колебаний, на $\lambda = 1,152$ мкм до 5–6 продольных колебаний.

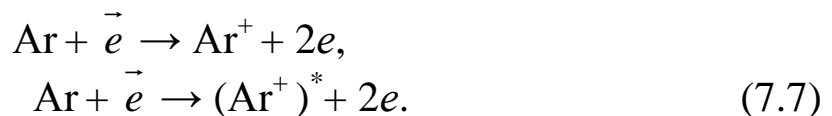
He-Ne ОКГ характеризуется высокой стабильностью излучения. Относительный уход частоты за 1 час составляет 10^{-9} . За счет принятия специальных мер, уменьшающих шумы ОКГ, удалось достигнуть высокой монохроматичности излучения (ширина спектра генерации — единицы герц). При больших длинах газоразрядной трубки ОКГ имеет малую расходимость (несколько угловых минут). КПД мал и составляет сотые доли %. He-Ne ОКГ обеспечивают высокую степень поляризации излучения при использовании газоразрядных трубок с окнами, наклоненными под углом Брюстера к оптической оси резонатора.

2. Ионные ОКГ. В гелий-неоновых лазерах используют энергетические переходы возбужденных атомов, а в ионных лазерах — переходы между возбужденными состояниями ионов инертных газов. Вероятность ионных переходов больше, чем вероятность атомных переходов.

Ионные лазеры относятся к приборам средней мощности ($P=1-100$ Вт), работающим в основном в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. В таких лазерах используют переходы между энергетическими уровнями однократно и многократно ионизированных ионов инертных газов, а также ионизированных паров цинка, кадмия, серы и других твердых веществ.

Ионные лазеры обладают низким КПД ($\eta = 0,01-1\%$), большими потребляемыми мощностями, требуют эффективного охлаждения разрядного капилляра. Возбуждение активной среды осуществляют с помощью сильноточного дугового разряда постоянного тока ($\approx 10^3$ А) или путем высокочастотного возбуждения. Заселению верхних лазерных уровней ионов способствуют одноступенчатые и каскадные переходы, возникающие при столкновении с электронами плазмы, либо столкновения второго рода с буферными газами, добавляемыми в активную среду.

В ионных лазерах применяют чистые инертные газы: аргон, криптон, неон. Энергетические уровни основного и возбуждаемого состояния иона расположены гораздо выше уровней возбужденных состояний нейтральных атомов, поэтому вероятность прямого возбуждения этих уровней очень мала. Считается, что заселение уровней ионов происходит в результате ступенчатого возбуждения при соударениях электронов с ионами, находящимися в основном состоянии



Несомненно, возможны и другие механизмы, например излучательные каскадные переходы с более высоких уровней иона A^+ или передача возбуждения при столкновении с подходящими по энергии метастабильными уровнями иона. Расстояние между ионными уровнями на энергетической диаграмме больше, чем расстояние между энергетическими уровнями, следовательно, переходы соответствуют более коротковолновой области.

В ионных лазерах на благородных газах энергетические затраты значительны, КПД мал, следовательно, велико паразитное энерговыделение, что приводит к термическим и эрозионным разрушениям разрядных труб 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 катодом, геттерами, стенками и т.д., эти газы не надо греть, чтобы получить желаемую плотность.

1. Лазеры на однократно и двукратно изолированном орингоне ($\lambda = 0,32-0,8$ мкм).

2. Ионах ксенона ($\lambda = 0,3-0,63$ мкм).

3. На ионах хлора ($\lambda = 0,47-0,53$ мкм).

4. На ионах аргона ($\lambda = 0,45-0,55$ мкм).

Ионные лазеры относятся к приборам средней мощности ($P=1-100$ Вт), работающим в основном в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Промышленные лазеры при непрерывном режиме обладают мощностью излучения $0,1-10$ Вт.

Ионные лазеры обладают низким КПД ($\eta = 0,01-1$ %), большими потребляемыми мощностями, требуют эффективного охлаждения разрядного капилляра.

Высокая когерентность излучения может быть достигнута лишь при использовании дополнительных мер по селекции типов колебаний. Повышение мощности получения ограничено конструктивными и технологическими возможностями изготовления сильноточных газоразрядных трубок повышенной тепловой стойкости. Для уменьшения тепловой нагрузки разрядный капилляр помещают по внешнее продольное магнитное поле, которое концентрирует разряд около оси капилляра что приводит к уменьшению взаимодействия заряженных частиц со стенками. Направленное движение ионов создает разность давлений газа между анодной и катодной областями. Для выравнивания давлений необходим обводной канал, соединяющий эти области.

Ионные лазеры на парах металлов требуют дополнительного нагревания лазерного вещества до рабочих температур и поддержания равномерной плотности паров по длине разрядной трубки.

Аргоновый ОКГ. Из ионных лазеров наиболее распространены лазеры на аргоне, работающие в сине-зеленой области спектра. Из девяти линий генерации наиболее сильные две: с длинами ноли $\lambda_1 = 0,488$ мкм и $\lambda_2 = 0,5145$ мкм.

Инверсия населенности в аргоновом лазере создается следующим образом.

В основном состоянии атом Ar имеет электронную конфигурацию $1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^6$. На самом деле уровни $3p^4 4P$ и $3p^4 4S$ состоят из множества уровней, поэтому ОКГ может генерировать на многих переходах между подуровнями этих состояний в широком диапазоне длин волн $0,46-0,52$ мкм (т.е. в сине-зеленой области спектра). На рис. 7.7 показаны энергетические уровни аргона.

Сначала атомы Ar, сталкиваясь с электроном, образуемым в плазме газового разряда, ионизируются. Первое возбужденное состояние атома Ar соответствует переходу в состояние $Ar^+(3p^5)$. Затем, при втором соударении, происходит возбуждение Ar (переход одного электрона из 3p- в 4p-оболочку).

Перевод одного из электронов с $3P^5$ -оболочки иона аргона на оболочку 4S дает 5 энергетических уровней, а возбуждение электрона с $3P^5$ -оболочки на 4 P-оболочку ведет к образованию 13 уровней.

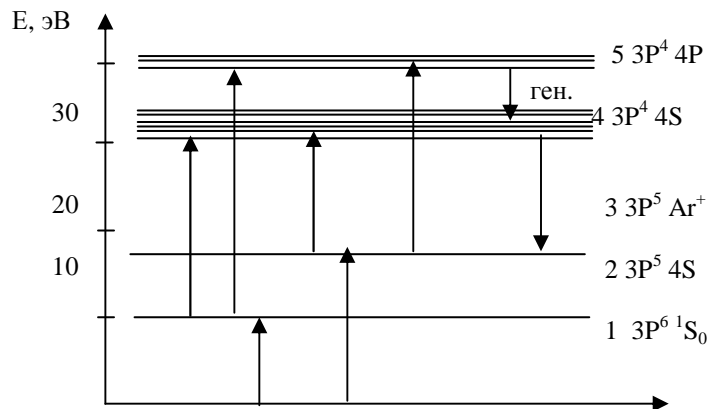


Рис. 7.7

Генерация в аргоновом ОКГ осуществляется между состояниями иона Ar^+ с электронной конфигурацией $3P^4 4P$ и $3P^4 4S$. Инверсия населенности обеспечивается процессами ступенчатого электронного возбуждения и разным временем жизни верхних и нижних рабочих уровней.

Для ионизации газа данный ОКГ требует протекания через газоразрядную трубку токов очень большой плотности — до нескольких тысяч A/cm^2 . При использовании токов такой плотности необходимо применять специальные меры для сохранения газоразрядной трубки от перегрева.

Поэтому все аргоновые ОКГ работают, как правило, с водяным охлаждением. Для уменьшения бомбардировки стенок трубки ионами и электронами используют продольное магнитное поле, которое концентрирует заряженные частицы вдоль оси трубки (см. рис. 7.8). Газовый разряд создается в капилляре диаметром

6 мм. По конструкции аргонные ОКГ несколько отличаются от гелий-неоновых. На рис. 7.8 введены обозначения: 1 — соленоид, 2 — обводной канал, 3 — зеркала.

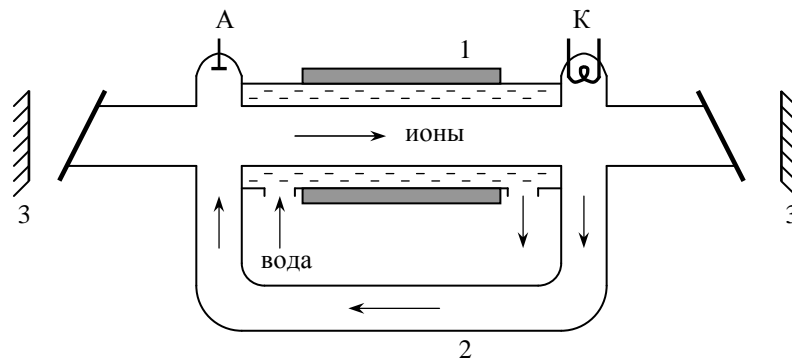


Рис. 7.8

Катод эмитирует электроны, которые под действием электрического напряжения движутся к аноду, ионизируя атомы Ar^+ . Ионы Ar^+ сосредотачиваются у катода, что приводит к уменьшению давления газа у анода. Это может сорвать заряд. Для этого в конструкции применен обводной канал, который выравнивает давление газа в основном (рабочем) капилляре. Вследствие однонаправленного движения ионов аргона в разрядном промежутке, контур спектральной линии имеет асимметричную форму (такой же вид имеет кривая усиления). Блок питания представляет собой мощный выпрямитель (около 100 кВт), выходное напряжение которого составляет около 400 В. Используется также высокочастотное возбуждение разряда. Это позволяет уменьшить нагрев стенок газоразрядной трубки за счет уменьшения бомбардировки ионами.

Рабочее давление аргона в разрядном капилляре устанавливается в несколько десятков паскалей. При мощном дуговом разряде происходит перекачка газа от анодного конца трубки к катодному, в результате чего образуется перепад давления и разряд гаснет.

Обычно используют разрядные трубки из кварца \varnothing 15–20 мм и длиной от 10 см до нескольких метров. Плотность разрядного тока до сотен ампер на 1 см^2 в ОКГ, непрерывны действия $P_{\text{вых}}$ до 2 Вт.

При плотности тока $> 500 \text{ А/см}^2$ используют разрядные капилляры из керамики (из окиси бериллия). $P_{\text{вых}}$ таких ОКГ — до 10 Вт.

Внешние магнитные поля, применяемые для сжатия плазмы, увеличивают концентрацию электронов на оси капилляра, уменьшают поток заряженных частиц на стенки. Напряженность магнитного поля имеет величину порядка $H = 10^5 \text{ А/м}$.

Рассмотрим от чего зависит $P_{\text{макс.вых}}$ ОКГ на Ag^+ . Она зависит от силы тока разряда ($J_{\text{разр}}$), давления газа (P), размеров разрядного капилляра, величины напряженности магнитного поля (H).

На рис. 7.9 приведена $P_{\text{вых}} = f(P)$ для трубки диаметром трубки (\varnothing) 10 мм при разных величинах $J_{\text{разр}}$.

При малых давлениях концентрация ионов мала, и $P_{\text{вых}}$ оказывается незначительной. При больших давлениях мала длина свободного пробега электрона, следовательно, мала их энергия. Это ведет к снижению эффективности возбуждения

ионов при соударении с \bar{e} , вследствие чего инверсия, а значит, и мощность получают малыми. Величина оптимального давления зависит от диаметра разрядной трубки. Экспериментально установлено, что величина $P_{\text{опт}}$ в зависимости от диаметра трубки (d) определяется $jd = 100 \text{ А/см}$ (j — плотность тока разряда) соотношением $P_{\text{опт}} = 6,5 d^{-1}$, здесь d выражено в см. Для реально используемых трубок $d = 10\text{--}15 \text{ мм}$, $P_{\text{опт}} = 10\text{--}40 \text{ Па}$.

На рис. 7.10 приведена $P_{y\delta} = f(d)$. Из рисунка видно, что $P_{y\delta}$ — удельная мощность генерации растет с ростом d .

Используются трубки с $d = 10\div 15 \text{ см}$.

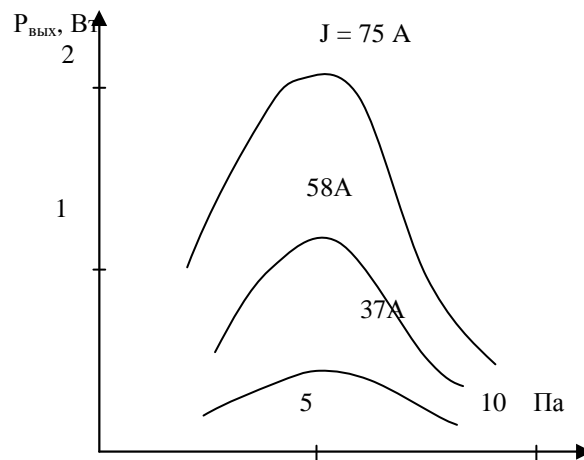


Рис. 7.9

Однако при больших d трудно создать однородный разряд по всей площади трубки. В настоящее время с трубками \varnothing 10–15 мм в Ar ОКГ достигнута мощность генераторов 500 Вт.

Распыление частиц металла по выходным окнам ограничивает $P_{\text{вых}}$.

Существенное влияние на $P_{\text{вых}}$ оказывает магнитное поле.

На рис. 7.11 показана зависимость $P/P_{\text{вых}}(H)$ для разных значений давления.

Падение мощности генерации при полях, больших оптимального, когда образуется значительная концентрация частиц на оси разрядной трубки, связано с ростом числа тушащих соударений ионов с электронами, приводящими к безызлучательной дезактивации верхних уровней.

Аргоновые ОКГ являются самыми мощными лазерами в видимом диапазоне. Мощность их в непрерывном режиме достигает 100 Вт, в импульсном достигает сотен кВт. Недостаток — малый КПД — 0,1 % и малые сроки службы (~ 50 часов). При больших

мощностях срок службы ограничен десятками часов из-за разрушения стенок трубки и загрязнения выходных окон распыленными частицами электродов. Большая мощность генерации приводит также к быстрому разрушению диэлектрических зеркал.

Аргоновые ОКГ находят применение в подводной локализации, подводном телевидении, аэрофоторазведке, медико-биологических и других исследованиях.

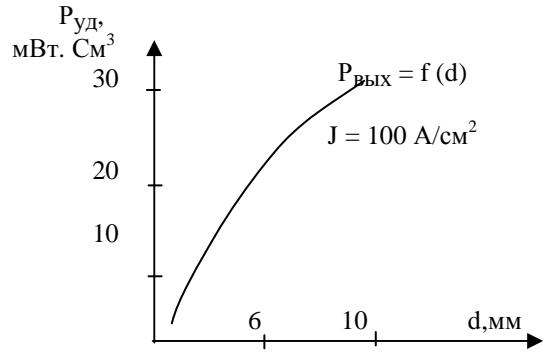


Рис. 7.10

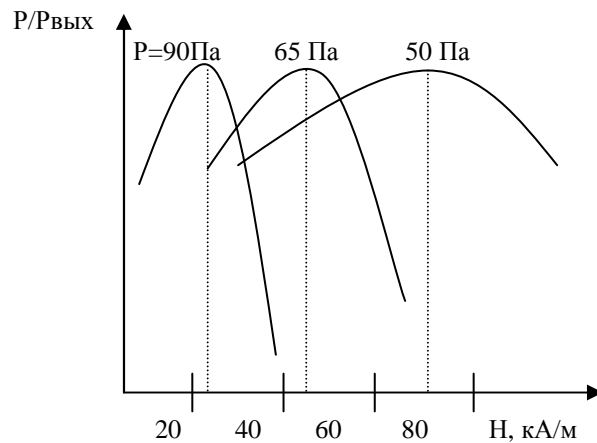


Рис. 7.11

Лазеры на парах металлов (ионные лазеры). Среди ионных лазеров особое место занимают лазеры на парах металлов (He-Cd, медный, золотой и другие). На рис. 7.12 показаны энергетические уровни He-Cd.

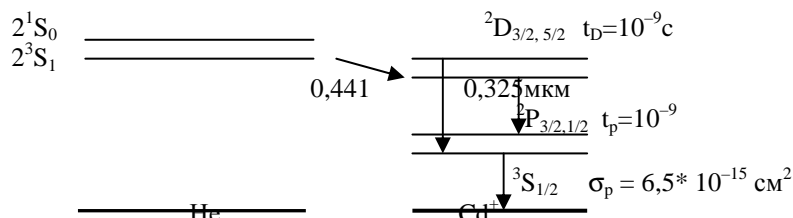


Рис. 7.12

Механизм возбуждения ионов кадмия (Cd) при столкновении с подходящими по энергии атомами He* следующий:



Скорость накачки активной среды Cd-лазера пропорциональна плотности тока разряда, а не квадрату, как в аргоновом лазере, а это приводит к меньшим плотностям тока и мощности, рассеиваемой на средней длине разрядной трубки $P_{изл}$ = несколько десятков мВт, источник питания — несколько сотен Вт.

Доплеровская ширина спектральной линии $\Delta\nu = 1-1,5$ Гц. Режим генерации — одночастотный и одномодовый.

В парах металлов кадмия трудно поддержать однородность распределения паров в разряде. У ионов кадмия (Cd^+) используется катафорез (направленное движение ионов разряда постоянного тока).

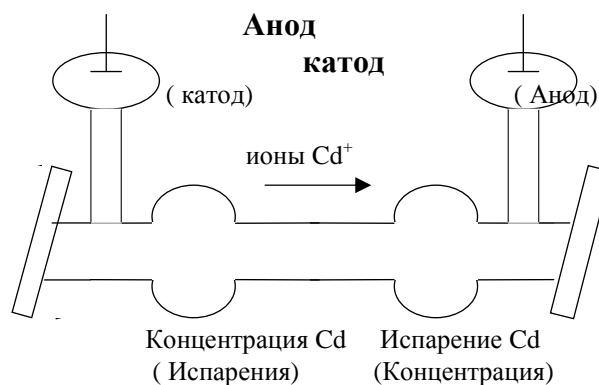


Рис. 7.13

Длина трубки 1–1,5 м, диаметр капилляра — $\varnothing = 2-2,5$ мм. Давление гелия (P_{He}) — несколько торр (1 мм р.ст). Концентрация ионов кадмия (Cd) мала.

При работе лазера вначале зажигается тлеющий разряд, затем чаша, содержащая Cd, нагревается до температуры —

230–250 °С, при токе разряда 100 мА появляется массовый поток Cd и составляет $(1–1,5) \cdot 10^{-3}$ г/час. Давление паров кадмия равно $P_{Cd} = (3–4) \cdot 10^{-3}$ торр при напряжении $U = 4,5$ кВ и токе разряда $J_{разряда} = 0,1$ А. Энерговыведение на единичной длине трубки — 3 Вт/см. Для термостабилизации среды достаточно простого воздушного охлаждения стеклянной трубки. Выходная мощность достигает $P_{вых} = 100–200$ мВт на волне 0,325 мкм и оптимальной прозрачности окна 5–7 %.

Коэффициент полезного действия (КПД) определяется следующим выражением

$$\eta = \eta_n \cdot h\nu / E_e,$$

где E_e — энергия возбуждаемого уровня; η_n — доля энергии накачки, вводимой в разряд, которая тратится на возбуждение.

Предельное КПД определяется соотношением $h\nu/E_c$ — лазерного перехода атомарного и ионного газа.

Высокорасположенные уровни $E_e \approx 10–20$ эВ, поэтому $h\nu/E_c \leq 0,1$ и равно $\eta = 10^{-3}–10^{-4}$.

Низколежащие уровни имеют более высокий η .

Существует много металлов, η которых велико. Наибольшим значением обладает линия таллия: $\eta = 47\%$ $\lambda = 0,0533$ мкм. Несколько меньше η у свинца, золота, меди. На рис. 7.14 показаны энергетические уровни паров меди.

Время жизни верхних уровней довольно велики — 800 и 400 нс. Генерация получена при температуре 1500 °С, давление паров меди 0,4 торр, плотность $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Равновесная бoльцмановская населенность уровня ${}^2D_{5/2}$ ($11,203$ см⁻¹) — $5 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Следовательно, мощность генерации ($P_{ген}$) при $\lambda = 510$ нм много больше мощности генерации при $\lambda = 578$ нм, а время следования импульса $\tau = 5–10$ нс; пиковая мощность ($P_{пик}$) равна 200 кВт.

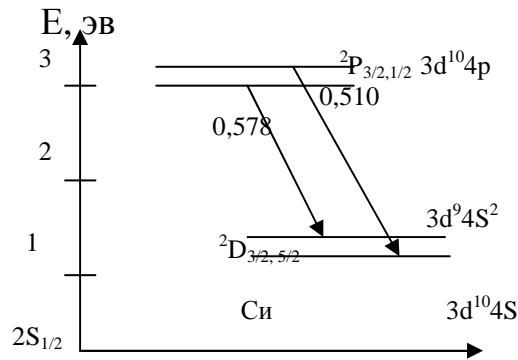


Рис. 7.14

Экспериментально показана возможность повышения частоты следования импульсов разряда до 100 кГц. Этому соответствует время жизни нижнего уровня 10 мкс.

Так как в разрядной трубке наблюдается высокотемпературный режим, то применяются алюминиевая и берилливая керамики на основе Al_2O_3 и BeO .

Применяются такие лазеры в фотохимии, при исследованиях молекулярных рассеяний света типа комбинационного рэлеевского.

Молекулярные ОКГ. Низкий КПД атомарных и ионных лазеров, работающих в непрерывном режиме, обусловлен следующим. При определении КПД необходимо учесть, что не все электроны имеют достаточную энергию в газовом разряде для возбуждения верхнего рабочего уровня. В существующих атомарных и ионных ОКГ доля таких электронов относительно мала. Основная же часть энергии в типичных условиях газоразрядной плазмы тратится на возбуждение самых низких уровней. Поэтому КПД этих лазеров составляет доли процента.

Структура энергетических уровней молекул такова, что лазерное излучение молекулярных лазеров, соответствующее переходам между колебательно-вращательными уровнями, лежит в диапазоне длин волн, превышающих 5 мкм. Переходы между электронными уровнями позволяют получать лазерное излучение в видимом и ультрафиолетовом диапазонах длин ноли. Однако в настоящее время большинство молекулярных мощных лазеров являются лазерами далекого ИК-диапазона. В молекулярных структурах одному колебательному энергетическому состоянию с квантовым числом ν соответствует много вращательных уровней энергии, характеризующихся квантовыми числами j , отличающимися на единицу. Поэтому использование при возбуждении в газовом разряде колебательных, низко расположенных уровней частиц приводит к увеличению эффективности накачки и повышению КПД.

Основные успехи в создании мощных газоразрядных молекулярных лазеров достигнуты при разработке генератора на углекислом газе, наиболее эффективно работающем на волне длиной $\lambda = 10,6$ мкм.

Большое внимание уделяется спектральному составу излучения молекулярных лазеров. Используя методы стабилизации час-

тоты и селекции типов колебаний, удается получать одночастотные генераторы с относительной нестабильностью частоты порядка 10^{-10} .

Молекулярный лазер на углекислом газе. Активная среда на углекислом газе представляет собой смесь газов $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$. Заселение верхнего лазерного уровня молекулы CO_2 обусловлено неупругими столкновениями с электронами в газоразрядной плазме и резонансной передачей энергии при неупругих столкновениях с возбужденными молекулами азота. Добавление в смесь гелия способствует более быстрому обеднению нижнего лазерного уровня.

Подобно электронным состояниям атома, молекула CO_2 имеет основное невозбужденное колебательное состояние с минимальной энергией и возбужденные состояния.

На рис. 7.15 показана схема колебательных состояний (колебательные энергетические уровни) молекулы CO_2 . Молекула CO_2 имеет 3 следующих типа колебаний:

1. Симметричный тип колебаний ($\nu 0^0 0$, где ν — число квантов,

запасенных в данном виде колебаний (номер колебательного уровня), а l — поляризация деформационного колебания). Атомы кислорода колеблются вдоль оси молекулы симметрично относительно атома углерода.

2. Деформационные колебания ($0\nu^l 0$). В этом случае атом углерода колеблется в направлении, перпендикулярном продольной оси молекулы. Данный тип колебаний является двукратно вырожденным, поскольку при этом имеется два взаимно перпендикулярных направления колебаний.

3. Асимметричные колебания ($00^0 \nu$). При этом атом углерода колеблется вдоль продольной оси молекулы (см. рис. 7.15). Расстояния между колебательными уровнями одного вида колебаний всегда эквидистантны.

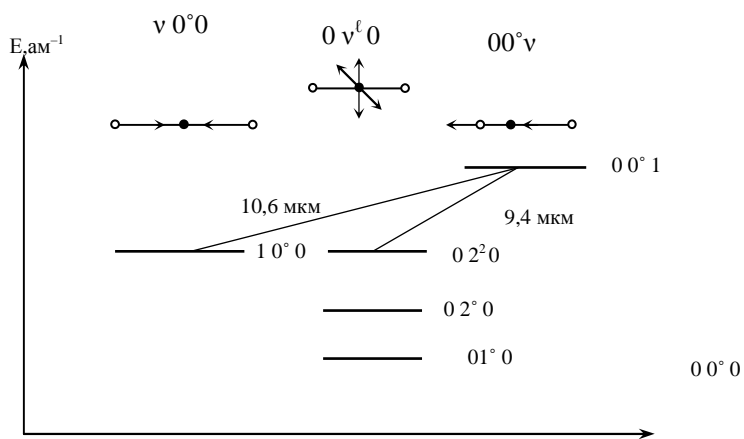


Рис. 7.15

Основное состояние молекулы обозначается $00^{\circ}0$. Самым низшим возбужденным уровнем молекулы CO_2 является уровень $01^{\circ}0$ (деформационный). Далее идут $02^{\circ}0$, $02^2 0$, $10^{\circ}0$, $00^{\circ}1$ и т.д. Обычно частоты переходов между колебательными уровнями много меньше частот между различными электронными состояниями молекул и лежат в миллиметровой и инфракрасной области спектра. В ОКГ на CO_2 в качестве лазерных переходов используются колебательно-вращательные переходы $00^{\circ}1 \leftrightarrow 10^{\circ}0$ и $10^{\circ}0 \leftrightarrow 02^{\circ}0$ ($\lambda = 10,6$ и $9,4$ мкм соответственно).

Расстояния между колебательными уровнями одного вида колебаний всегда эквидистантны.

Возбуждение лазера на CO_2 осуществляется (в основном) за счет столкновений второго рода. В качестве вспомогательного газа используются молекулы азота — N_2 , находящиеся на возбужденном колебательном уровне (см. рис. 7.16).

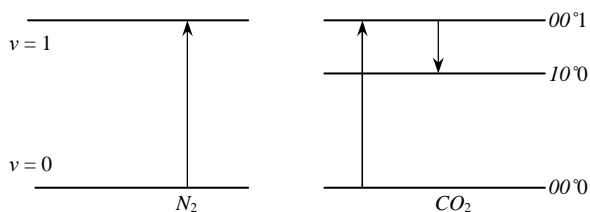


Рис. 7.16

Практически любое возбужденное состояние молекулы N_2 способно передать колебательный квант CO_2 , переходя на ближайшее нижнее состояние. Таким образом, одна молекула азота N_2 , переведенная в самое верхнее состояние, может при столкновениях возбуждать несколько молекул CO_2 . Особенностью молекулы углекислого газа является то, что ее верхний рабочий уровень обладает большим временем жизни. Благодаря этому верхний рабочий уровень, в отсутствие генерации может служить накопителем возбужденных молекул. При мгновенном включении резонатора с модулированной добротностью молекулы, переходя на нижний уровень, излучают мощный импульс. От лазера, который в непрерывном режиме давал $P=3$ Вт, при модуляции добротности была получена мощность более 100 кВт в импульсе длительностью 100 нс.

Наиболее интенсивное излучение на длине волны 10,6 мкм подавляет излучение на длине волны 9,4 мкм.

Лазеры на CO_2 имеют $\eta \leq 40\%$. На величину эффективности преобразования энергии накачки в энергию когерентного излучения влияет температура активной среды. Повышение температуры приводит к увеличению населенности нижнего лазерного уровня. Повышение мощности генерации может быть достигнуто за счет эффективного охлаждения активной среды и быстрой прокачки смеси газов через рабочую полость (рис. 7.17). Схема молекулярного лазера на CO_2 , представленная на рис 7.17, состоит из следующих

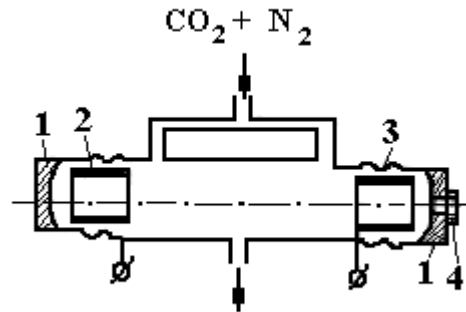


Рис. 7.17

элементов: 1 — металлические зеркала резонатора; 2 — цилиндрические холодные электроды для поддержания тлеющего разряда; 3 — гибкое соединение, предназначенное для юстировки зеркал резонатора; 4 — окно, закрывающее отверстие связи в металлическом зеркале и предназначенное для вывода излучения из резонатора. Выходная мощность в непрерывном режиме без прокачки смеси газов обычно составляет несколько ватт, но может быть доведена до нескольких киловатт в прокачиваемых лазерах. Мощности промышленных лазеров на CO_2 : ОКГ-15 $P = 10$ Вт; ЛГ - 22 $P = 40$ Вт; ЛГК - 21 $P = 10$ кВт.

Лазеры на CO_2 используются в нелинейной оптике локации, технологии, медицине.

Газодинамические лазеры. Движение предварительно нагретого газа с большими скоростями может при быстром охлаждении газа приводить к инверсии населенностей колебательных уровней молекул. Различие в скоростях релаксации населенностей различных уровней является причиной теплового равновесия в системе. Если скорости релаксации нижних уровней превышают скорости релаксации верхних уровней, то населенность верхних лазерных уровней превышает населенность нижних уровней. Таким образом, в потоке образуется область, способная усиливать электромагнитное излучение. Если эта область совпадает с полостью резонатора, то энергия, запасенная активной средой, преоб-

разуется в лазерное излучение при условии превышения начального усиления среды над потерями резонатора.

Сейчас в основном используют газодинамические лазеры на CO_2 . Они генерируют излучение с длиной волны около 10 мкм.

Схема, иллюстрирующая принцип действия газодинамического CO_2 -лазера, показана на рис. 7.18, где введены следующие обозначения: 1 — камера для нагревания газа; 2 — сопло, где газ ускоряется и охлаждается; 3 — рабочая полость, где создается инвертирование среды и формируется излучение.

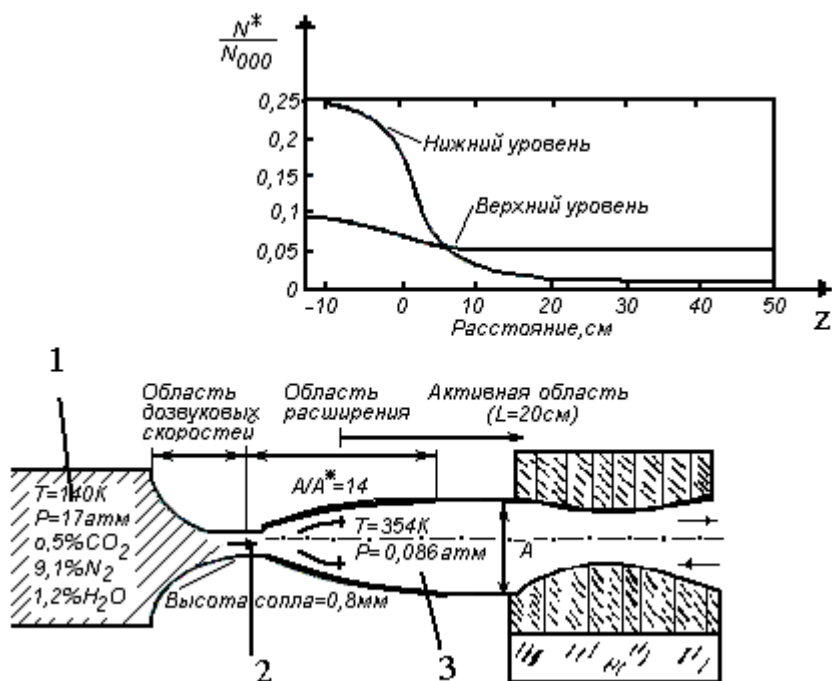


Рис. 7.18

Газодинамические CO_2 -лазеры дают самые высокие мощности: это примерно 80 кВт). Тепловой КПД определяется как отношение выходной энергии лазера к полной химической энергии, которую можно получить при сгорании топлива, и составляет 1%. Лазеры этого типа могут работать в непрерывном режиме только в течение короткого времени, что обусловлено нагревом отдельных элементов (например, зеркал) лазерным пучком

Очевидно, что газовые лазеры, работающие на колебательно-вращательных переходах, не ограничиваются лишь CO_2 -лазером. Другими примерами такого типа лазеров, о которых следует упо-

мянуть, являются CO- ($\lambda \approx 5$ мкм), N₂O-, CS₂- и HCN-лазеры. Последний может генерировать на таких больших длинах волн, как $\lambda = 773$ мкм = 0,773 мм, достигая таким образом миллиметровых длин волн.

Представляет значительный интерес благодаря высоким значениям мощности и КПД CO-лазер. Экспериментально достигнутые выходные мощности таких лазеров превышают 100 кВт, КПД — 60%. Однако для реализации таких параметров газовую смесь необходимо охладить до низкой температуры (77–100 K⁰). В генерацию лазера при $\lambda = 5$ мкм дают вклад несколько вращательно-колебательных переходов. Накачка колебательных уровней молекулы CO осуществляется возбуждением электронным ударом.

В газодинамических лазерах активная среда занимает значительные объемы, поэтому высокая когерентность излучения может быть получена для неустойчивых или многопроходных резонаторов. При конструировании таких резонаторов следует учитывать наличие динамических оптических неоднородностей лазерной среды, возникающих вследствие ее турбулентного движения, ударных волн, локальных разряжений и уплотнений газа. Оптическая ось резонатора обычно направлена перпендикулярно направлению течения газа, тем не менее зеркала резонатора подвержены тепловым, вибрационным воздействиям среды, конденсации продуктов сгорания, запылению и т.д. При больших интенсивностях излучения происходит дополнительная деформация зеркал, связанная с неравномерным поглощением излучения зеркалами.

Рабочие характеристики газодинамических лазеров определяются параметрами газовой смеси (давлением, температурой, скоростью движения газа) на входе и на выходе из сопла. Для обеспечения необходимого рабочего режима смесь составляют из рабочего и буферных газов, которые увеличивают населенность верхнего лазерного уровня рабочего газа и уменьшают время релаксации нижнего лазерного уровня.

Спектр излучения лазеров зависит от селективных свойств резонатора и спектра технических шумов, влияющих на динамику оптических характеристик резонатора и активной среды.

Газодинамические лазеры с тепловым нагревом имеют КПД, не превышающий нескольких процентов, однако они обеспечивают превращение тепловой энергии непосредственно в энергию элект-

тромагнитного излучения. К недостаткам данного вида лазеров следует отнести большие размеры и массу установок, сильные шумы при работе. Для устранения одного из недостатков лазеров с тепловым нагревом смеси — необходимости сжигания большого количества горючего — были созданы лазеры с подогревом электрическим разрядом. Наибольшей эффективности работы удается достичь при нагревании буферных газов, предназначенных для заселения верхнего лазерного уровня, с последующим быстрым перемешиванием холодного рабочего газа с расширяющимся за соплом со сверхзвуковой скоростью буферным газом. При этом температура и давление в буферном газе падает настолько быстро, что неупругие столкновения буферного газа с рабочим приводят к избирательному заселению верхних лазерных уровней уже на расстояниях всего в нескольких сантиметрах от сопла, а инверсия населенностей сохраняется на расстоянии до одного метра. Это позволяет повысить КПД лазера до 25%.

Плазмодинамические лазеры. При охлаждении плазмы в сверхзвуковых струях и соплах развиваются процессы электронно-ионной рекомбинации. Если скорость охлаждения плазмы велика, то при рекомбинации преимущественно заселяются верхние электронные энергетические уровни. Инверсия населенностей в охлаждающейся плазме образуется при превышении времени релаксации верхних уровней над временем релаксации нижних уровней. Таким методом может быть создана инверсия населенностей электронных уровней, а следовательно, лазеры могут генерировать излучение в видимом или ультрафиолетовом диапазоне длин волн.

Химические лазеры. Энергия, освобождающаяся при протекании химических реакций, может быть использована для создания инверсии населенностей уровней в активной среде. Достоинством химических лазеров является высокий КПД (10–15%), возможность создания малогабаритных приборов, не требующих массивных источников питания. Химическая реакция, протекающая в активной среде, может быть самоподдерживающейся либо, в зависимости от вида используемых реагентов, с предварительным иницированием электрическим разрядом, нагреванием, внешним электромагнитным излучением и т.п. Недостатком таких лазеров являются токсичность используемых реагентов и труд-

ность получения обратимых реакций, позволяющих создавать лазеры с замкнутым циклом активной среды.

Электроионизационные лазеры. Высокая оптическая однородность сжатых газов, возможность большой концентрации активных частиц, достижение КПД свыше 50 %, осуществление тепловой перестройки частоты, получение высокой мощности и когерентности излучения — эти свойства лазерных схем на сжатых газах могут быть реализованы при развитии электроионизационных методов накачки.

Для электроионизационных методов накачки характерно создание проводимости в газе посредством облучения проникающим излучением или использование несамостоятельного разряда при возбуждении газа внешним электронным пучком (рис. 7.19). Схема электроионизационного лазера с возбуждением смеси внешним электронным пучком показана на рис. 7.19, где введены следующие обозначения: 1 — вакуумная камера внешнего ускорителя электронов; 2 — катод взрывной эмиссии с эмиттирующими остриями; 3 — окно в вакуумной камере для вывода ускоренных электронов, закрытое тонкой фольгой; 4 — предохранительная сетка для замыкания разрядного тока; 5 — зеркало резонатора; 6 — положительный электрод для создания электрического поля, поддерживающего несамостоятельный разряд в полости лазерного резонатора; 7 — зеркало-окно для вывода излучения.

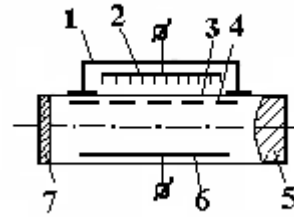


Рис. 7.19

Электроионизационный метод накачки является наиболее эффективным для возбуждения сред газовых лазеров высокого давления, когда генерация осуществляется между кобательновращательными уровнями молекул. При этом энергия накачки расходуется только на возбуждение колебательных уровней, а потери энергии — на ионизацию и возбуждение электронных уровней малы. Каждый свободный электрон, созданный в газе внешней ионизацией, испытывает до 10^5 столкновений с молекулами рабочего газа до рекомбинации, передавая тем самым громадную энергию молекулам.

Лазеры на конденсированных и сжатых газах обладают рядом преимуществ перед другими лазерными системами: высокий

съем энергии когерентного излучения с единицы объема при большом КПД, возможность прямого преобразования электрической энергии в энергию когерентного излучения, получение плавной перестройки частоты и генерации ультракоротких импульсов, создание мощных лазеров в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах волн.

7.2 Твердотельные лазеры

Твердотельные лазеры наиболее широко используют для получения мощных импульсов излучения в широком интервале длительностей импульсов. Получение импульсов большой энергии и мощности осуществляется с помощью лазерных усилителей мощности. Высокая мощность твердотельных лазеров позволяет производить нелинейное преобразование частоты за счет эффектов генерации гармоник, вынужденного рассеяния, параметрических эффектов. Твердотельные лазеры используют и в качестве источников накачки для лазеров других типов.

Концентрация частиц в активном веществе лазера $10^{17}–10^{20}$ см⁻⁷, то есть на несколько порядков превышает концентрацию частиц в газовых средах. Поэтому в твердом теле энергетических уровней значительно больше. Отсюда и абсолютная величина инверсии населенности больше.

Принципиальные особенности твердотельных ОКГ. Высокий коэффициент усиления, поэтому можно получать большие мощности и добиваться генерации при малой длине активного слоя. Так же как и в сверхлюминесцентных генераторах, в активных резонаторах лазерное излучение формируется в результате когерентного усиления первоначального спонтанного излучения. Однако в последнем случае в создании пучка высокой направленности и формировании спектрального состава излучения большую роль играют свойства резонатора. Это объясняется тем, что в резонаторе поддерживаются определенные типы колебаний (моды резонатора), которые соответствуют стоячим волнам, образующимся в результате интерференции волн, распространяющихся навстречу друг другу по направлению оси резонатора или под небольшими углами к ней. Те колебания, для которых не выполняются фазовые условия образования стоячей волны, подавляются

резонатором.

Угол расхождения — десятки минут из-за неоднородности среды. Вследствие взаимодействия между частицами энергетические уровни частиц твердого тела имеют большую ширину.

Для спонтанного излучения характерна ширина полосы в несколько ангстрем (кристаллы) или в несколько десятков ангстрем (стекла).

Для твердотельных ОКГ характерна оптическая накачка. Специально подобранный спектральный состав излучения внешнего источника приводит к преимущественному заселению верхнего рабочего состояния и возникновению инверсии.

Конструктивно твердотельные оптические квантовые генераторы представляют собой излучательную систему, состоящую из осветителя, предназначенного для оптической накачки, и твердотельного активного элемента, помещенного в оптический резонатор.

Активная среда твердотельных ОКГ. Твердотельными лазерами называются лазеры, активные среды которых представляют собой кристаллические или аморфные вещества, содержащие примесные ионы, системы энергетических уровней которых удовлетворяют трехуровневой или четырехуровневой схеме создания инверсной населенности. Квантовые переходы между электронными состояниями ионов в твердых телах позволяют осуществлять оптическую накачку и генерирование излучения в ультрафиолетовой, в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Поэтому кристаллическая или аморфная основа активной среды должна быть прозрачной в этих областях спектра, т.е. характеризоваться энергетической зоной запрещенных состояний между зоной проводимости и валентной зоной шириной в несколько электронвольт.

В качестве активаторов используются ионы металлов переходных групп с $3d$ -оболочкой, редкоземельной группы с $4f$ -оболочкой и группы актинидов с $5f$ -оболочкой. Из всего многообразия основ и примесей активных сред широкое распространение получили три системы: активированный атомами хрома кристалл корунда или рубин ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{+3}$), иттрий-алюминиевый гранат, содержащий ионы неодима (ИАГ — $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}^{+3}$), и различные

марки стекол, активированных неодимом.

В качестве активных сред для трехуровневых систем накачки используются кристаллы синтетического рубина (Al_2O_3 с примесью трехвалентных ионов Cr^{3+}). Введение ионов Cr^{3+} в кристалл корунда придает ему красный цвет. Содержание ионов хрома в рубине обычно не велико (0,05 %).

В кристалле рубина на атомы Cr действует сильное электрическое поле, создаваемые атомами кислорода (O) и алюминия (Al). Вклад самих атомов Cr в это поле мал, так как мала их концентрация. Поэтому взаимодействие атомов Cr друг с другом слабо. Их энергетический спектр соответствует спектру свободного атома Cr, помещенного в сильное электрическое поле кристалла, расщепляющее уровни атома (эффект Штарка) на ряд уровней 4A_2 , 4F_1 , 4F_2 .

В настоящее время рубиновые лазеры вытесняются неодимовыми, работающими по четырехуровневой системе накачки.

Важнейшим свойством, характеризующим активные элементы лазеров, является способность их к длительной работе. Наиболее долговечным является гранат, который может обеспечить до миллиона и более вспышек, в то время как рубин в режиме модулированной добротности выдерживает всего несколько десятков тысяч вспышек.

Активные элементы твердотельных лазеров выполняются в виде цилиндрических либо прямоугольных стержней рис. 7.20.

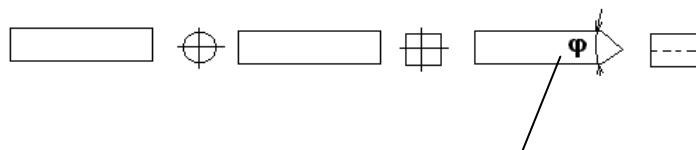


Рис. 7.20

Торцы стержней, как правило, полируются, в некоторых случаях для уменьшения потерь делаются скосы под углом Брюстера, для того, чтобы выполнялось полное внутреннее отражение

$$\varphi \leq 2\arccos(1/n).$$

Диаметр или поперечный размер варьируется от нескольких миллиметров до 2–7 см. Для ликвидации паразитных типов колебаний, распространяющихся от боковых поверхностей, они выполнены целиком или вблизи торцов шероховатыми.

Материал матрицы должен удовлетворять следующим тре-

бованиям: допускать активировку элементами, на переходах которых осуществляется генерация, быть химически стойким и механически прочным, выдерживать нагревы, быть технологичным для массового производства, допускать механическую обработку, быть прозрачным для излучения накачки и генерации, быть оптически однородным.

В качестве матрицы используется кристаллическая решетка щелочноземельных солей трех кислот, вольфрамовой (H_2WO_4), молибденовой (H_2MoO_4) и плавиковой HF или применяются иттриевые гранаты ($\text{Y}_3\text{Me}_5\text{O}_{12}$, где Me — алюминий или гадолиний, или железо и др.)

Из других кристаллических материалов следует отметить корунд Al_2O_3 и аморфное вещество — стекло.

Элементы системы накачки. В системе накачки твердотельного лазера можно выделить три основных элемента:

1. Источник оптического излучения (лампа накачки, светодиоды и др.) В лампе накачки (в светодиоде) электрическая энергия источника питания преобразуется в оптическое излучение, используемое для создания инверсии населенности рабочих уровней в активном веществе при его накачке.

2. Осветительная система, с помощью которой излучение лампы с минимальными потерями передается в лазерный кристалл.

3. Электрическая схема блока питания лампы накачки.

Рассмотрим кратко характеристики практически используемых элементов лампы накачки и осветительной системы.

К лампам накачки предъявляются следующие требования:

1. Они должны обладать высокой эффективностью преобразования электрической энергии в световую.

2. Хорошим согласованием спектра излучения со спектром поглощения активного элемента.

3. Важнейшими параметрами лампы накачки являются: предельная энергия вспышки, которую лампа может выдержать без разрушения оболочки, и постоянная величина, определяемая эмпирическим соотношением

Основными источниками накачки твердотельных лазеров являются газоразрядные лампы, которые имеют максимум излучения в видимой области спектра.

Из газоразрядных ламп более широкое распространение получили импульсные ксеноновые газоразрядные лампы. Эффективность преобразования электрической энергии в световую для таких ламп может достигать 50 %. Однако на спектральную область, где расположены линии поглощения активного элемента, например рубина, приходится менее 30 % излучаемой энергии. Остальная энергия является бесполезной и даже вредной, так как она затрачивается на нагревание активного элемента, оболочки лампы накачки и осветителя. Отсюда вытекает неполное соответствие спектра излучения источника накачки спектру поглощения активного тела.

Спектр излучения лампы накачки показан на рис. 7.21.

Более оптимальным является использование узкополосных источников накачки, спектр излучения которых совпадает с полосой поглощения активного элемента.

В настоящее время в качестве таких источников стали применять светодиоды некогерентного излучения на основе тройных соединений типа $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$.

Осветительная система. Повышение эффективности передачи световой энергии от лампы накачки к активному элементу достигается с помощью отражателя осветителя, который формирует требуемое распределение излучения накачки на активном элементе (рис. 7.22). Основное требование к осветителю — обеспечить максимальную эффективность светопередачи при равномерном и симметричном освещении активного элемента. Внутренняя поверхность отражателя полируется и покрывается отражающим материалом (серебром, золотом). При использовании отражателя с диффузным отражением форма отражающей поверхности не имеет значения.

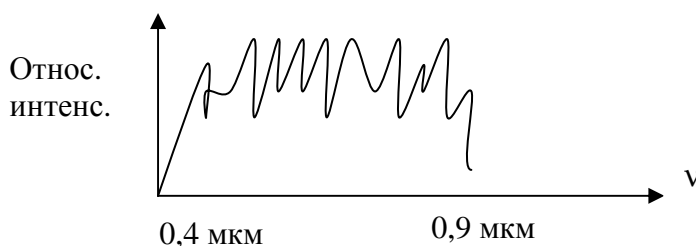


Рис. 7.21

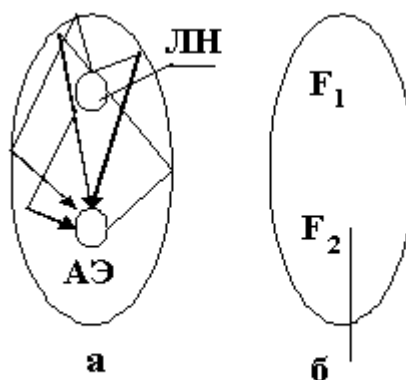


Рис. 7.22

Тип осветителя зависит от конфигурации активного элемента и лампы накачки. Для полного использования световой энергии лампы накачки применяют различные схемы фокусировки. Например, лампу и рубиновый стержень размещают в фокусах эллиптического цилиндрического рефлектора, рис. 7.22, *а*. В основе работы этого осветителя лежит свойство эллипса, состоящее в том, что всякий луч, проходящий через одну из фокальных осей эллипса, после отражения от его поверхности обязательно пройдёт через вторую фокальную ось. В некоторых случаях применяются эллипсоидные рефлекторы, рис. 7.22, *б*.

Для накачки активных элементов диаметром, превосходящим диаметр лампы накачки, а также для увеличения энергии накачки иногда вместо одной лампы применяют два или четыре (рис. 7.23) многоламповых осветителя. При этом используют совмещенные эллиптические отражатели.

Накачку активных элементов прямоугольного сечения осуществляют также в многоламповых осветителях.

Для исключения ненужного спектра излучения лампы накачки используются также диэлектрические интерференционные покрытия.

Оптический резонатор твердотельного лазера может быть волноводного или открытого типа. В волноводном резонаторе активной средой является отрезок диэлектрического волновода, в котором высокочастотные колебания устанавливаются за счет полного внутреннего отражения поперечных мод от боковых и торцевых поверхностей активной среды. Могут применяться комбинированные резонаторы с активным элементом волноводного типа, у которого торцевые поверхности служат лишь для преломления излучения и вывода его из активного элемента, а обратная связь осуществляется внешними отражателями (рис. 7.24, *а*). На рис. 7.24 показаны схемы оптических резонаторов твердотельных лазеров и введены следующие обозначения: 1 — призмный отражатель; 2 — отражатель осветителя; 3 — лампы накачки; 4 — активный элемент; 5 — стоп-резонансный отражатель; 6 — вы-

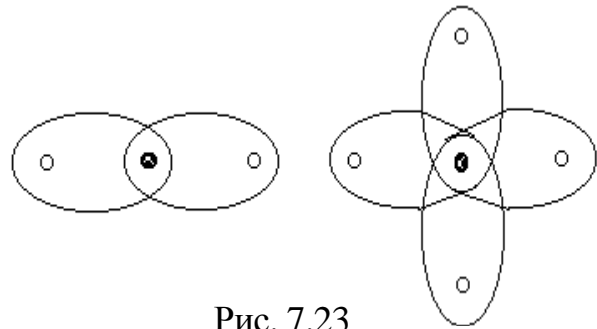


Рис. 7.23

ходное зеркало; 7 — зеркала резонатора.

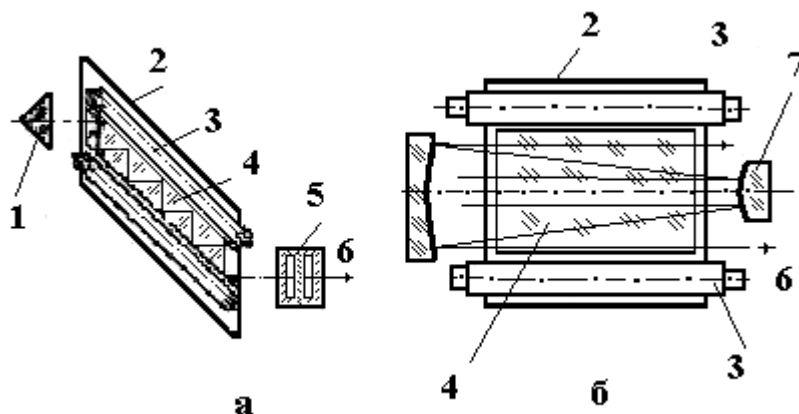


Рис. 7.24

При использовании выносных отражателей конфигурация резонатора выбирается с таким расчетом, чтобы обеспечить генерацию минимального числа поперечных мод. Это достигается в основном за счет применения резонаторов неустойчивой конфигурации.

На рис 7.24, б показана схема твердотельного лазера с телескопическим неустойчивым резонатором, образованным зеркалами, расположенными на расстоянии $L = f_1 - f_2$ друг от друга, и дифракционным выводом излучения.

Блок-схема импульсного рубинового лазера показана на рис. 7.25, где 1 — ксеноновая лампа, 2 — запускающий электрод, 3 —

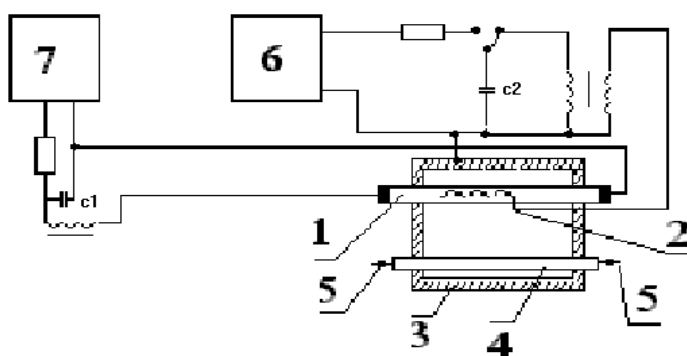


Рис. 7.25

рефлектор, 4 — рубиновый стержень, 5 — выходное излучение, 6, 7 — источники питания.

При подаче на запускающий электрод импульса лампа загорается и продолжает гореть, пока не израсходуется запасенная в

конденсаторе C_1 энергия. Поджигающий импульс напряжением в несколько десятков киловольт снимают со вторичной обмотки повышающего трансформатора.

Энергетическая диаграмма уровней трехвалентного иона хрома с рубином $\text{Al}_2\text{O}_3\text{Cr}^{+3}$ и схема переходов, имеющих непосредственное отношение к работе рубинового лазера, без указания второстепенных уровней и переходов изображена на рис. 7.26. Накачка производится оптически за счет интенсивного облучения кристалла внешним источником. Излучение накачки, лежащее в синезеленой области спектра

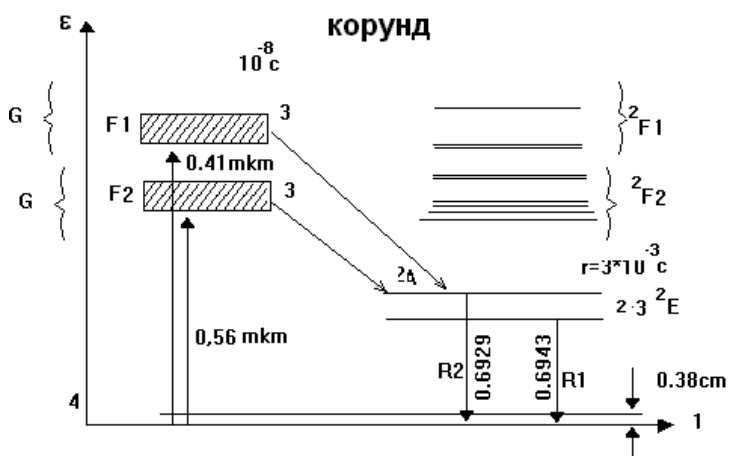


Рис. 7.26

(длина волны поглощения примерно 0,41 мкм и 0,56 мкм), поглощается ионами Cr, которые переходят из основного состояния 1 на два широких уровня 3. За короткое время основная часть возбужденных частиц переходит безызлучательно на два близко расположенных металлических уровня 2, отдавая избыток энергии кристаллической решетке. Значительно меньшая часть ионов возвращается в исходные состояния посредством перехода $3 \rightarrow 1$. На метастабильных уровнях 2 из-за большого времени жизни ($\sim 3 \cdot 10^{-3}$ с) накапливаются частицы. При достаточной величине энергии накачки возникает инверсная населенность в переходе $2 \rightarrow 1$, таким образом, генерация возникает на двух линиях R_2 и R_1 . При комнатной температуре длина волны генерации составляет $\lambda_1 = 0,6943$ мкм для линии R_1 и $\lambda_2 = 0,6929$ мкм для линии R_2 . Ширина и положение на шкале частот линии усиления зависят от температуры активной среды. При температуре 300 К ширина линии составляет около 300 ГГц и при температуре 77 К около 10 ГГц, причем линия уширена однородно.

Условия самовозбуждения. Для возникновения и поддержания в ОКГ стационарных автоколебаний должен поддерживаться баланс мощностей, а именно, равенство мощности, отданной

активным веществом, и мощности всех видов потерь $P_{отд} = P_{потерь}$. Мощность, отданная на выбранном рабочем переходе, определяется согласно формуле в основном разностью населенностей уровней $N_2 - N_1$, а значит, и интенсивностью накачки:

$$P_{отд} = h\nu W\rho(N_2 - N_1) \cdot V_a, \quad (7.7)$$

где V_a — объем активного вещества.

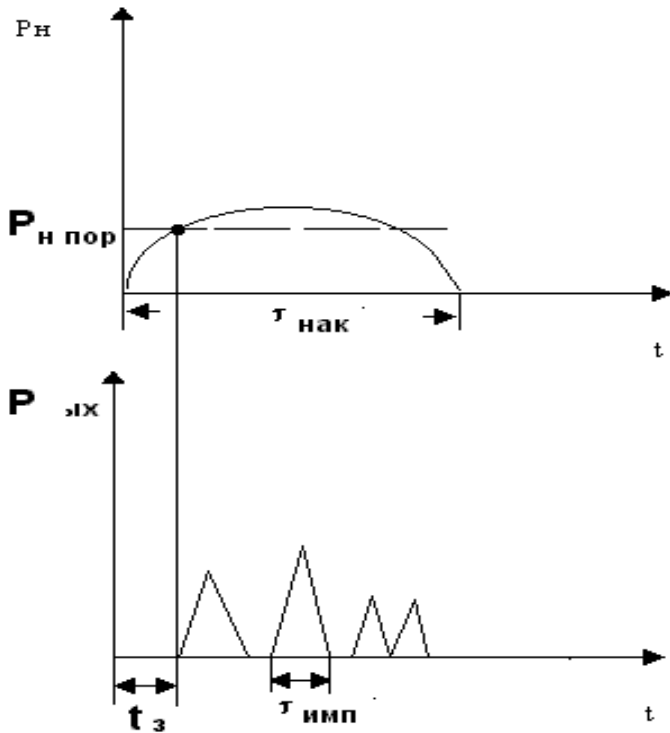


Рис. 7.27

Следовательно, существует минимальная пороговая величина энергии накачки $W_{н.пор}$, при которой возникают автоколебания.

Устройство и работа ОКГ на кристаллах и стеклах с Nd^{3+}

В лазерах на стекле активные элементы представляют собой неорганические термопластичные аморфные материалы (стекла), полученные на основе кислородных или фтористых соединений В, Рб, Р, Ва, Si, Ве и других

элементов. Активные редкоземельные элементы, преимущественно Nd, вводятся в стекло также в виде соединений. Оптические и технологические особенности стекла позволяют производить дешевые активные элементы любой формы и размеров. Структура энергетических уровней Nd позволяет использовать четырехуровневую схему оптической накачки (рис. 7.28). Наиболее интенсивные полосы поглощения расположены в области 0,5–0,9 мкм. Полосы усиления уширены неоднородно и лежат в ближней инфракрасной области спектра. Наиболее интенсивная люминесценция соответствует длине волны $\lambda = 1,06$ мкм. Ширина линии усиления зависит от сорта стекла и концентрации ионов Nd и может достигать значения 10^{13} Гц. Накачка в таких системах производится лампами накачки, у которых спектр излучения вызывает пе-

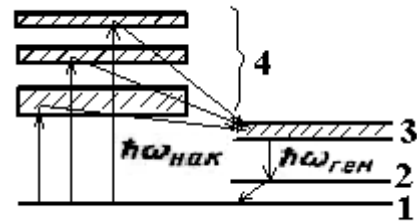


Рис. 7.28

переход частиц с первого на четвертый уровень рис. 7.28. С 4-го уровня атомы безызлучательно переходят на 3-й. Со 2-го уровня также идет опустошение за счет безызлучательных переходов. Населенность уровня 3 всегда превышает населенность уровня 2 и, следовательно, на переходе 3–2 возникает инверсия. Порог в 4-уровневых системах значительно меньше, чем в 7-уровневых. Это обстоятельство связано с тем, что в 4-уровневой системе в качестве нижнего используются не заселенные уровни.

В режиме свободной генерации получают большие энергии излучения от 1 до 5000 Дж при КПД, достигающем нескольких процентов. Длительности импульсов излучения определяются режимом работы ламп накачки и составляют несколько миллисекунд. Расходимость излучения меньше, чем в рубиновых лазерах, что обусловлено лучшей оптической однородностью стекла. Малая теплопроводность стекла ограничивает частоту повторения импульсов.

На стекле, активированном неодимом, созданы ОКГ с рекордно большой энергией генерации порядка килоджоулей в импульсе ($L = 80$ см, $\varnothing 50$ мм). КПД таких генераторов составляет доли процента, выходное излучение имеет также пиковый режим. Ширина спектра излучения достигает 20 нм. Излучение ОКГ на неодимовом стекле не поляризовано. Это связано с хаотической ориентацией ионов неодима и оптической неоднородностью стекла. Угловая расходимость составляет единицы минут и значительно меньше, чем у рубиновых лазеров. Это обусловлено высокой оптической неоднородностью стекла.

В лазерах на гранате активные элементы представляют собой синтетические гранаты, служащие основой для замещения ионами редкоземельных элементов и ионами металлов переходных групп и обладающие низким порогом возбуждения и высокой теплопроводностью. Вследствие этого такие лазеры могут работать в импульсном и непрерывном режимах при достаточно высоком КПД (до двух процентов). Наибольшее распространение получили лазеры на иттрий-алюминиевом гранате (ИАГ), активированном неодимом. Для повышения эффективности накачки в кри-

сталлическую решетку граната, кроме ионов активатора (Nd^{3+}), вводят ионы сенсibilизатора (Cr^{3+}), спектр поглощения которых лучше согласован со спектром излучения ламп накачки.

Лазеры на гранате могут работать в режиме свободной генерации с высокой частотой следования импульсов, недоступной генераторам на стекле и рубине, а также в режиме модулированной добротности. Предельные энергетические характеристики лазеров определяются, прежде всего, технологическими возможностями изготовления оптически качественных кристаллов больших размеров. Во многих лазерах используют небольшие по размерам активные элементы, обеспечивающие компактные и простые конструкции лазеров. Высокий КПД обуславливает низкое энергопотребление прибора.

В промышленных образцах генераторов мощность непрерывного излучения составляет до 1 кВт, в режиме модулированной добротности до 10^4 Вт. Умножение частоты в нелинейных кристаллах излучения ИАГ-лазера позволяет получать мощное импульсное и непрерывное излучение в видимом и ультрафиолетовом диапазоне волн.

Многообразие режимов работы, возможность генерирования больших мощностей и излучения и сравнительно высоким к.п.д. ставит лазеры на гранате в число наиболее перспективных.

Структура энергетических уровней АИГ: Nd сложна и генерация может осуществляться по 4-уровневой схеме на большом числе инфракрасных переходов в диапазоне длин волн $0,94 \div 2,1$ мкм. Основной из переходов при комнатной температуре излучает волны $\lambda = 1,064$ мкм. Накачка наиболее эффективна на $\lambda = 0,81$ мкм и $\lambda = 0,75$ мкм. В кристаллах на АИГ: Nd⁷ мощность в непрерывном режиме лежит в пределах $10 \div 100$ Вт, а в импульсном — $10^6 \div 10^{10}$ Вт.

Конструкция генератора на АИГ: Nd сходна с конструкцией рубинового ОКГ, однако активный стержень приходится охлаждать проточной водой. В непрерывном режиме на стержне $L = 15$ см, $\varnothing 1$ см была получена $P_{\text{макс}} = 750$ Вт при КПД 1,7 %. Для связи обычно необходимы средние мощности порядка нескольких ватт. Они легко получаются в генераторах на гранате. Достоинством таких ОКГ является относительно низкий уровень флуктуаций выходной мощности — 0,1 до 1 %. Наибольшая энергия в импуль-

се до 1 кДж достигнута в настоящее время в ОКГ на стекле с неодимом. Активный элемент такого ОКГ представляет собой стержень \varnothing 70 мм и длиной до 80 см, они сравнительно дешевы, но использовать их в непрерывных ОКГ нельзя из-за плохой термостойкости кристалла.

Пички и режим свободной генерации. Излучение генераторов на твердотельных ОКГ существенно не стационарно (см. рис. 7.27). Даже при непрерывном питании лампы накачки излучение имеет вид импульсов, амплитуда которых и расстояние между которыми могут изменяться. Для рубиновых ОКГ длительность этих импульсов называется пичками \sim мксек, расстояние между ними в 10 раз больше. Характер пичковой генерации зависит от свойств резонатора и уровня накачки. В резонаторах с плоскими зеркалами пички носят нерегулярный характер. В резонаторах со сферическими зеркалами последовательность пичков может быть вполне регулярной незатухающей или же затухающей по постоянному уровню.

ОКГ с модуляцией добротности резонатора. В большинстве твердотельных лазеров имеются устройства, предназначенные для управления кинетикой процессов генерации. Это лазерные затворы и модуляционные устройства. Распространенными являются электрооптические, акустооптические, оптико-механические и пассивные затворы. Изменение добротности резонатора, осуществляемое затвором, позволяет получать заданные импульсные режимы работы лазера. Электрооптические затворы наиболее распространены, так как наилучшим образом согласовывают во времени процессы накачки, генерации и изменения добротности. Однако при использовании таких затворов необходимо применение специальных радиоэлектронных схем формирования высоковольтных импульсов наносекундной длительности. Акустооптические затворы управляют добротностью резонатора с высокой частотой при различных размерах модулируемых лазерных пучков. В тех случаях, когда не требуется особого быстродействия, применяют оптико-механические затворы. Пассивные затворы используют, когда частота следования моноимпульсов невелика, а время появления моноимпульса излучения некритично.

Способы модуляции добротности. Модуляция добротности ОКГ может быть осуществлена разными способами:

I. С помощью вращающегося зеркала, как на рис. 7.29, где 1 — выходное неподвижное зеркало; 2 — вращающееся зеркало; 3 — активный кристалл.

Когда зеркало 2 расположено под углом к зеркалу 1, добротность резонатора мала. В некоторый момент времени зеркала оказываются параллельными, добротность резонатора резко возрастает и ОКГ излучает мощный импульс света. Скорость вращения зеркала должна быть не менее 20 000 – 70 000 об/мин, время переключения добротности составляет 10^{-17} сек.

Увеличение скорости переключения при использовании дополнительного неподвижного отражателя (см. рис. 7.30).

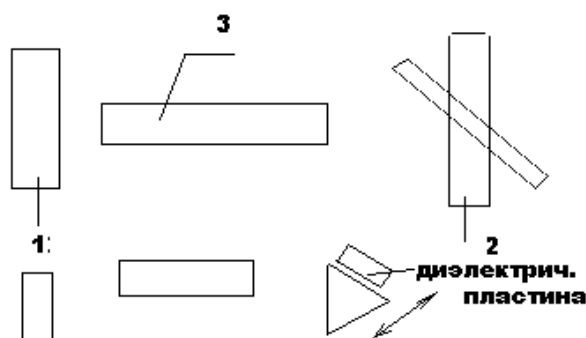


Рис. 7.29

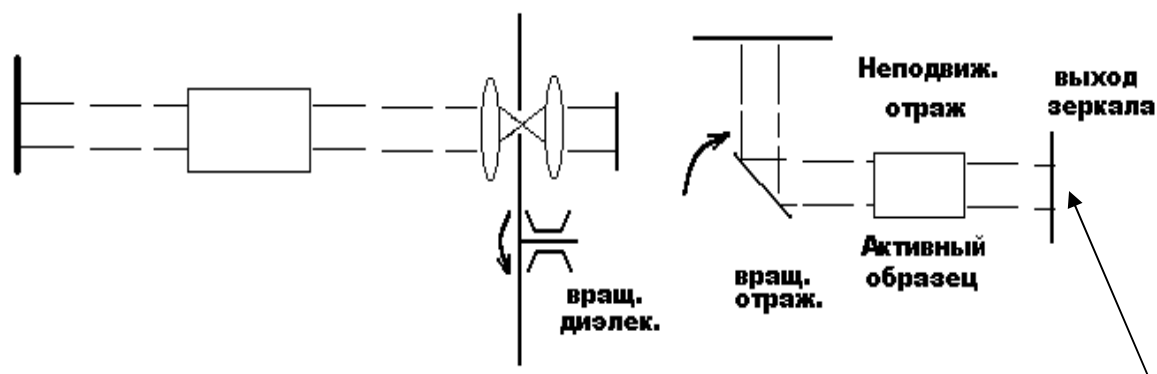


Рис. 7.30

Для управления добротностью с более высокими скоростями используют электрооптические затворы, основанные на использовании эффектов Керра, Погкельса, Фарадея.

Эффект Керра — искусственная оптическая анизотропия в жидкости.

Эффект Погкельса — оптическая анизотропия в кристаллах.

Эффект Фарадея — влияние магнитного поля на магнитооптические затворы. Основным элементом такого затвора является

электрооптический кристалл, который при приложении к нему разности потенциалов изменяет свой показатель преломления, причем различно для различных ориентаций вектора E светового поля.

При прохождении через такой кристалл, световой пучок изменяет свою поляризацию. Помещая между зеркалом и электрическим кристаллом поляризационную призму, можно добиться, чтобы в отсутствие напряжения на электрическом кристалле зеркало было бы экранировано от активного элемента, а при приложении напряжения свет почти без потерь достигал зеркала. Длительности импульсов при такой модуляции можно получать $\tau_{имп}$ — десятки наносекунд. Амплитуды генерируемых импульсов могут увеличиваться в 10^5 раз, т.е. достигать примерно 10^8 Вт.

Мощность излучения лазеров зависит от временного режима работы и ограничена лучевой стойкостью активной среды и элементов резонатора. Мощность излучения при увеличении мощности накачки растет практически линейно, достигая в сверхмощных лазерах значений до 10^{14} Вт в импульсе длительностью 10^{-9} с. Таким образом, энергия излучения в импульсе может достигать значения 10^5 Дж. Одним из эффективных способов повышения энергии и мощности излучения является применение лазерных усилителей. При этом могут быть использованы многоканальные усилители, позволяющие получить когерентное сложение мощностей, или многоканальная система генераторов, дающая возможность производить как некогерентное, так и когерентное сложение излучения отдельных каналов.

Диаграмма направленности излучения лазеров шире предела, определяемого дифракцией на выходной апертуре. Это обусловлено сильной оптической неоднородностью активных элементов, которая больше для кристаллов, чем для стекол, а также многомодовым характером излучения. Селекция мод, использование волноводных и неустойчивых резонаторов, резонаторов с вращением поля позволяет уменьшить расходимость излучения. Однако уменьшение ширины диаграммы направленности обычно сопровождается уменьшением мощности излучения. Уменьшение расходимости лазерного излучения осуществляют за счет увеличения излучающей апертуры во внешних телескопических устройствах.

Стабильность характеристик излучения лазеров достигается за счет стабилизации температурного режима, уровня накачки и параметров резонатора. В ряде случаев бывает необходима дополнительная цепь обратной связи, представляющая собой нелинейный оптический элемент или оптронную цепочку: фотодетектор — оптический модулятор или дефлектор.

Спектр излучения лазеров определяется временным режимом работы, шириной и формой линии усиления. В кристаллических активных средах линия усиления уширена обычно однородно, а в стеклянных неоднородно, причем наиболее широкой линией усиления обладают стеклянные среды. Спектр излучения импульсного лазера изменяется в процессе работы, что обусловлено температурным дрейфом центральной линии перехода, нестабильностью параметров резонатора, вызываемых тепловыми и механическими деформациями, конкуренцией мод. Узкий спектр излучения удастся реализовать лишь при устранении пространственной неоднородности усиления активной среды, использовании высокоселективных резонаторов или путем синхронизации внешним узкополосным излучением. Ширина огибающей спектра излучения в твердотельных лазерах составляет от тысячных долей до нескольких десятков ангстрем.

Хотя излучение ОКГ обладает на несколько порядков меньшей шириной спектра по сравнению с излучением обычных источников света, тем не менее полностью монохроматичным его считать нельзя. Так, ширина спектра рубинового ОКГ имеет $\approx 1 \text{ см}^{-1}$, т.е. $\approx 70 \text{ 000 МГц}$. Хотя это составляет около $5 \cdot 10^{-5}$ от частоты несущей, тем не менее для многих приложений столь большая ширина спектра не допускается.

7.3 Полупроводниковые оптические квантовые генераторы

Полупроводниковые лазеры находят самое широкое применение: оптическая связь, системы записи и считывания информации, локация в инфракрасном диапазоне и т.д.

Импульсная мощность полупроводниковых лазеров может достигать нескольких киловатт, частота следования импульсов — до 1 ГГц.

Полупроводниковые лазеры обладают рядом преимуществ перед другими видами лазеров: 1) миниатюрностью, обусловленной очень большим усилением; 2) большим КПД; 3) возможностью широкополосной внутренней модуляции излучения по цепи накачки; 4) перестройкой длины волны излучения в широком диапазоне. Возможность перестройки частоты излучения осуществляется за счет использования зависимости оптических характеристик полупроводников от внешних воздействий (температуры, давления, напряженности магнитного поля и др.). В соответствии с методами создания инверсии населенности уровней полупроводниковые лазеры подразделяют на инжекционные, лазеры с электронной и оптической накачкой.

Инжекционные лазеры. В таких лазерах активная среда создается в результате инжекции свободных носителей заряда в области *p-n*-перехода.

Условия получения инверсной населенности. Получение инверсии в полупроводниковом лазере осуществляется на энергетическом спектре активных центров, где выделяются широкие энергетические зоны разрешенных состояний, разделенные отчетливо проявляющейся запрещенной зоной. Отличительной особенностью инжекционных 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 в сильном периодическом, внутрикристаллическом поле собственных атомов кристалла. В этом поле индивидуальные атомы теряют свои валентные электроны. 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. Определено, что носителями тока в полупроводниках являются электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне.

Условия получения инверсной населенности в полупроводнике зависят от типа перехода, который используется в качестве рабочего. В полупроводнике возможны различные переходы электронов, например: зона — зона, зона — примесь и переходы между примесями. Переходы с уровня на уровень сопровождаются поглощением или выделением энергии. Выделяющаяся энергия может передаваться кристаллической решетке, вызывая её нагрев, или излучаться в виде электромагнитных колебаний.

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. 7.31).

Для получения инверсной населенности необходимо создать разность между скоростями вынужденного испускания фотонов на переходе зона — зона при излучательной рекомбинации и поглощения фотонов на том же переходе, то есть для получения индуцированного излучения в полупроводнике необходимо создать неравновесную концентрацию электронов и дырок. Инверсное состояние определяется условием

$$E_{Fe} - E_{Fp} > \Delta E_0, \quad (7.9)$$

где E_{Fe} и E_{Fp} — квазиуровни Ферми, ΔE_0 — ширина запрещенной зоны.

Расстояние между E_{Fe} и E_{Fp} должно быть больше ΔE , это приводит к тому, что уровни электронов или дырок находятся в зоне проводимости или валентной зоне. Условие Ферми означает, что в случае прямых межзонных переходов электроны и дырки должны

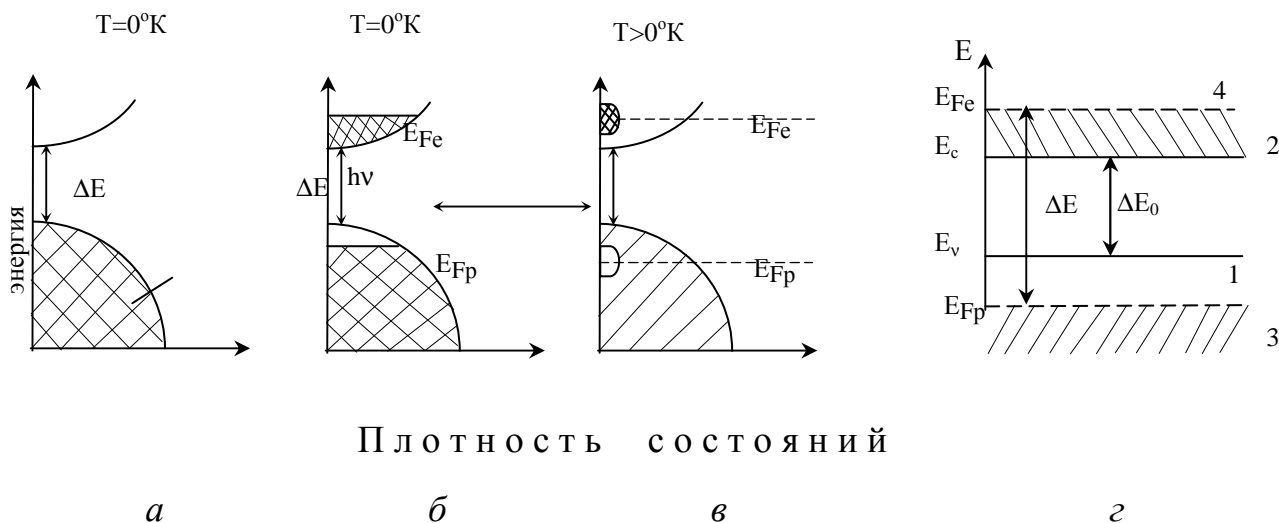


Рис. 7.31

быть вырождены, см. рис. 7.31, где показана энергетическая структура полупроводника при разных температурах и введены обозначения: *a* — нормальная населенность; *б* — инверсная населенность ($T=0$ K); *в* — инверсная населенность ($T>0$ K); *г* — верхние уровни области 2 полностью заполнены электронами проводимости, а нижние в области 1 заполнены дырками.

Инжекция носителей. Если *p*- и *n*-области кристалла сильно легированы, то электронный и дырочный газы в соответствующих областях кристалла могут быть сильно вырождены. Условием сильного вырождения электронов является выполнение неравенства

$$\exp((E_c - F_n) / kT) < 1. \quad (7.11)$$

Это означает, что, как было рассмотрено выше, 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. Таким образом, становится правомочным использование понятия «квазиуровня Ферми».

Для нашего рассмотрения существенно, что положение квазиуровней 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. При температуре 300 К и равенстве эффективной массы носителя массе покоя свободного электрона эффективная плотность состояний примесей, по превышении которой полупроводник вырождается, составляет примерно $2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

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. На рис. 7.32 показаны квазиуровни Ферми в вырожденном полупроводнике: a — без инжекции; b — при инжекции.

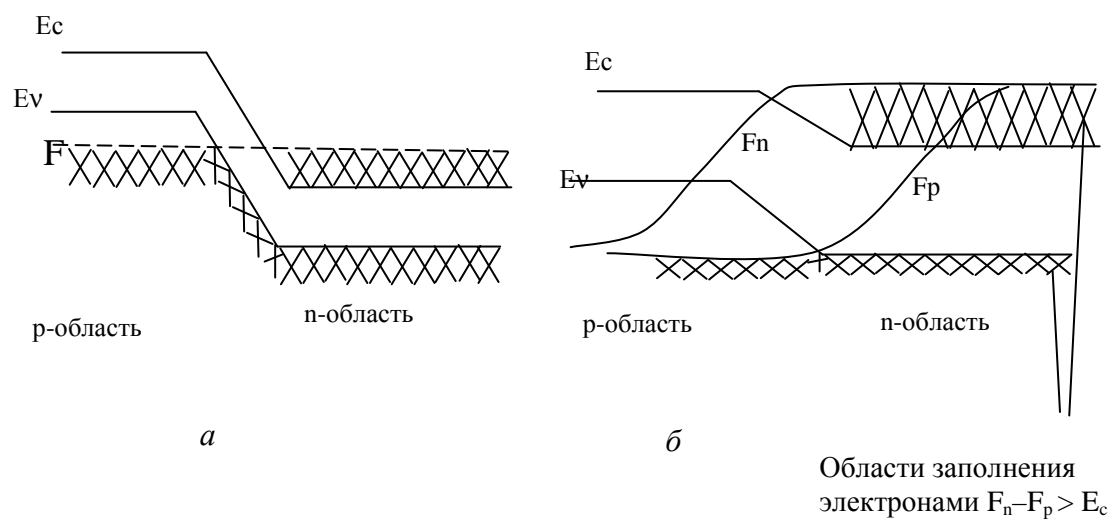


Рис. 7.32

Только в сильно вырожденных кристаллах возможно выполнение условия

$$F_p - F_e = E_g.$$

$\exp\{(E - F)/kT\} \gg 1$ — нет вырождения;

$\exp\{(E - F)/kT\} \approx 1$ — слабое вырождение;

$\exp\{(E - F)/kT\} \ll 1$ — сильное вырождение.

Уровень Ферми должен лежать внутри зоны проводимости или валентной зоны. Пример: при температуре 300 К и $m_{\text{эфф}}^{\text{носителя}} = m_{01}$ эффективная плотность состояний примесей, по превышению которой полупроводник вырождается, составляет $2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Искажение зонной структуры вблизи p - n -перехода при инжекции носителей в положительном направлении приводит к выполнению условия инверсии (2.26), как это показано схематически на рис. 7.31, з. Ширина активной области, в которой

$$F_n - F_p > E_c - E_v = E_g, \quad (7.12)$$

может быть значительно больше технологической ширины перехода. В этой области в спектральном интервале (7.12) созданы условия для усиления на вынужденных рекомбинационных переходах зона — зона.

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.

Принцип работы инжекционных излучателей. При приложении прямого напряжения, компенсирующего потенциальный барьер в области p - n -перехода, происходит рекомбинация электронов и дырок с излучением квантов света с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны. В области, где имеется инверсная заселенность, излучение квантов преобладает над их поглощением, поэтому область инверсии является для электромагнитной волны областью с отрицательным сопротивлением, наличие которого, как известно, является условием усиления электромагнитных колебаний. Рекомбинация неравновесных носителей приводит к обеднению соответствующих зон. Процесс этот протекает весьма быстро — за время порядка $10^{-4} - 10^{-12}$ с. Поэтому для поддержания инверсной заселенности необходимо непрерывно компенсировать убывание неравновесных носителей путем введения (инъекции) электронов в n -область полупроводника. Этот процесс можно также рассматривать как инжекцию дырок в p -область. Такое перемещение носителей осуществляется за счет внешнего ис-

точника, называемого генератором накачки. Длительность токового импульса накачки определяет длительность свечения p - n - перехода, который создается путем образования внутри единого моно-

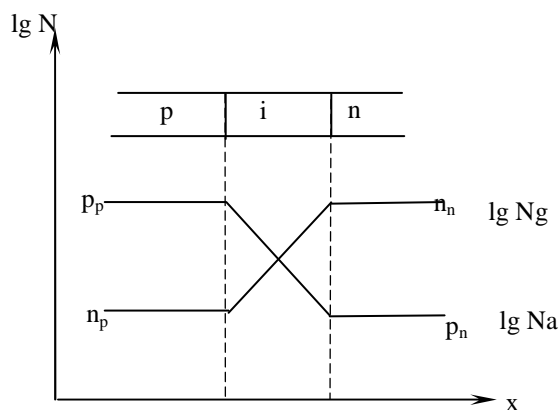


Рис. 7.33

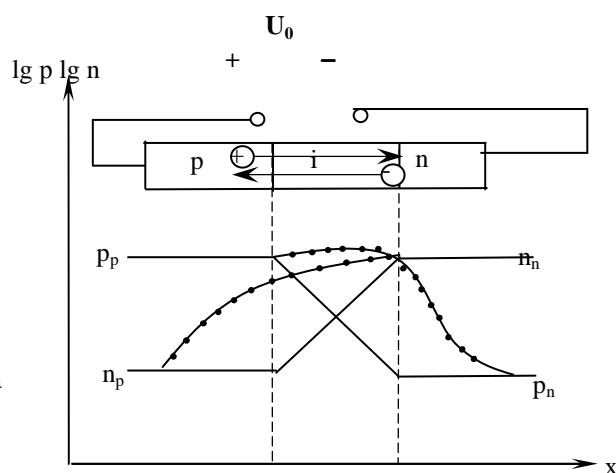


Рис. 7.34

кристалла нужного распределения донорной и акцепторной примесей рис. 7.33. Если эти примеси полностью ионизированы, то в левой части кристалла, где велика концентрация акцепторов N_a , доминирует дырочная проводимость с концентрацией основных носителей $p \approx N_a - N_d$. В правой части кристалла преобладает электронная проводимость с концентрацией основных носителей $n \approx N_d - N_a$.

В переходном слое концентрации примесей резко изменяются по толщине слоя. Для некоторой тонкой области переходного слоя, где доноры и акцепторы компенсируют друг друга ($N_a = N_d$), характерна собственная (i) проводимость. Акцепторами являются элементы Менделеева слева от группы, содержащей основной элемент p - n кристалла. Доноры принадлежат к группе элементов, расположенных справа. Для GaAs (III и V) акцепторной примесью являются цинк и кадмий (II группа), а донорной — селен и теллур (VI группа).

Если к переходу приложено прямое напряжение, как показано на рис. 7.34, то через переход течет прямой (положительный) ток. При этом дырки, пришедшие в n -область, и электроны, пришедшие в p -область, становятся неосновными носителями, они должны рекомбинировать с соответствующими им основными носителями. Так как время жизни носителей по отношению к рекомбинации ($\tau_s \ll \tau_p$) конечно и рекомбинация происходит не сразу,

вдоль по току в некотором объеме за пределами перехода концентрации электронов в p -области и дырок в n -области 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 увеличивается, т.е. вблизи перехода возникает квазинейтральная область повышенной проводимости.

При $T=300\text{ К}$ $e/kT \approx 40\text{ В}^{-1}$. Поэтому небольшое напряжение сильно меняет концентрацию неосновных носителей на границах p - n -перехода. При $U \approx 0,25\text{ В}$ изменение составляет $e^{10} \approx 10^4$ раз.

При достижении инверсной населенности среда усиливает проходящее через неё излучение за счет индуцированной излучательной рекомбинации электронов и дырок.

Усиление в активной среде при переходе между двумя дискретными уровнями описывается выражением

$$\chi_0 = \frac{c^2 (N_2 - N_1 \cdot \frac{g_2}{g_1}) \cdot \varphi(\nu)}{8 \cdot \pi \cdot \nu^2 \cdot n^2 \cdot \tau}, \quad (7.13)$$

где $\varphi(\nu)$ — нормированная функция формы линии $\varphi(\nu)d\nu = 1$, N_i — число атомов в см^3 , g_i — статические веса уровней, τ — время жизни неравновесных носителей, n — показатель преломления полупроводника.

Для превращения усилителя в генератор используется резонатор. В полупроводниковом оптическом квантовом генераторе (ОКГ) отражающие поверхности создаются на границе раздела кристалла с воздухом путем полировки двух противоположных граней или скалывания по кристаллографическим плоскостям. Вследствие высокого показателя преломления $n > 3$ усиление достигается уже при $R = 30\%$. Таким образом, несмотря на небольшую длину (десятые доли мм), такое R достаточно для генерации благодаря большому χ_0 . Обратная связь может быть также получена посредством периодического изменения показателя преломления внутри оптического волновода, которое обычно создается гофрированием границы раздела между двумя диэлектрическими слоями. Лазеры, в которых обратная связь образуется за счет та-

кой гофрированной структуры, называются лазерами с распределенной обратной связью (РОС).

Генерация в полупроводниковом лазере возникает, когда величина потерь мощности меньше коэффициента усиления инверсной среды:

$$R \cdot e^{(\chi_0 - \alpha) \cdot L} \geq 1, \quad (7.14)$$

где χ_0 — ненасыщенный показатель усиления активной среды, R — коэффициент отражения от полированной поверхности, α — показатель потерь.

Вследствие потерь на поглощение свободных носителей заряда, которые передают энергию в энергию тепловых колебаний решетки, из-за рассеяния фотонов и за счет дифракционных потерь коэффициент полезного действия невысок (КПД — 30 %).

Внутреннее оптическое усиление и обратная связь. Инжекционный лазер может рассматриваться как оптический генератор с внутренним оптическим усилением и обратной связью.

При приложении прямого напряжения, компенсирующего потенциальный барьер, в области p - n -перехода происходит рекомбинация электронов и дырок с излучением квантов света с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны. В области, где имеется инверсная заселенность, излучение квантов преобладает над их поглощением, поэтому область инверсии является для электромагнитной волны областью с отрицательным сопротивлением, наличие которого, как известно, является условием усиления электромагнитных колебаний. Рекомбинация неравновесных носителей приводит к обеднению соответствующих зон. Процесс этот протекает весьма быстро — за время порядка 10^{-14} – 10^{-12} с. Поэтому для поддержания инверсной заселенности необходимо непрерывно компенсировать убывание неравновесных носителей путем введения (инъекции) электронов в n -область, а дырок в p -область полупроводника. Инжекция осуществляется за счет внешнего источника, называемого генератором накачки. Длительность токового импульса накачки определяет длительность свечения p - n -перехода.

Резонатор инжекционного лазера состоит из активного волновода и торцевых отражателей. Обычно отражателями являются грани кристалла, сколотого по кристаллографическим плоскостям.

На грани могут наноситься отражающие покрытия, но обычно френелевского отражения бывает достаточно для достижения высокой добротности резонатора. Выносные отражатели используют лишь в случае, когда необходима дополнительная селекция мод.

Отражатели на торцах волновода могут заменяться периодической структурой, образованной за счет пространственной модуляции параметров волновода. Для создания распределенной обратной связи пространственной модуляцией может быть охвачен весь волновод. Для уменьшения добротности паразитных мод нерабочие поверхности кристалла делают шероховатыми.

Большое значение при конструировании лазерного диода имеет создание малого омического контакта с подводящими электродами и обеспечение эффективного отвода тепла. В галетных конструкциях лазерный диод зажимается между двумя массивными хладопроводами или спаивается с ними. Для обеспечения механической прочности данная конструкция помещается в герметический корпус вместе с трансформатором, согласующим низкую нагрузку лазерного диода с импульсным генератором тока.

Несколько лазерных диодов могут быть конструктивно объединены в один блок, образуя лазерную многоэлементную решетку. Обычно такие решетки конструируют по принципу некогерентного сложения излучения, когда каждый лазерный диод оптически не связан с остальными.

К числу параметров, определяющих *рабочие характеристики* лазеров, относят времена релаксации, параметры среды и резонансной структуры. Структура энергетических уровней полупроводника такова, что за время $T_2 \approx 10^{-13}$ с происходит быстрое установление квазиравновесного распределения электронов внутри зон. Время спонтанной электронно-дырочной рекомбинации $T_1 \approx 10^{-10}$ с. Малая длина резонатора и большая величина потерь на поглощение и рассеяние излучения приводят к небольшим временам затухания поля в резонаторе $T_p \approx 10^{-11}$ с.

Спектр излучения лазеров зависит от ширины и формы линии усиления (инжекционной электролюминесценции), которые меняются при изменении уровня накачки. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны и плотности заполнения электронных состояний в энергетических зонах влияет на изменение

формы линии усиления и положения центральной частоты перехода. Линия спонтанного излучения является однородно уширенной, однако получение одномодового излучения в инжекционных лазерах затруднено из-за сильного влияния пространственной неоднородности насыщения усиления в поле стоячей волны в резонаторе и сложности создания пространственно однородной накачки.

Для продольной моды резонатора длина пробега световой волны в резонаторе туда и обратно равна целому числу длин волн. Если N — порядок моды, то для этой моды имеем $N\lambda = 2Ln$.

Для следующей соседней моды порядка $N+1$ с длиной волны λ_{N+1} аналогично можно записать $(N+1)\lambda_{N+1} = 2nL$. Интервал между соседними модами определяется выражением $\Delta\nu_N = c/2Ln$.

Так при $\lambda = 0,9$ мкм, $n = 3,6$ и $L = 300$ мкм интервал между модами составляет $\Delta\lambda = 0,4$ нм. Обычно ширина спектральной линии много больше интервала между частотами соседних мод резонатора. В этом случае в пределах ширины спектральной линии среды размещается несколько продольных мод. Это можно видеть на регулярной линейной структуре спектра излучения. Число мод, выходящих в генерацию, можно изменять размерами резонатора, при большой длине резонатора число мод в пределах спектральной ширины линии возрастает, так как уменьшается интервал частот соседних мод.

Расстояние между соседними модами $\approx 1 \text{ \AA}$, что соответствует:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL}, \quad (7.15)$$

где длина волны излучения $\lambda = 8400 \text{ \AA}$, при длине резонатора $L = 1$ мм, и показателе преломления $n = 3,6$.

При превышении порогового значения плотности тока накачки спектр излучения обогащается новыми типами колебаний, причем обычно генерация становится многомодовой, если и не на самом пороге генерации, то при весьма незначительном превышении (на несколько процентов). Несмотря на использование полосковой геометрии в ЛД, число генерируемых мод все-таки доста-

точно велико. Исключение представляют специальные селективные резонаторы, а также резонаторы очень малых размеров.

Рассмотрим влияние температуры на изменения частоты излучения. Оно связано, во-первых, с зависимостью показателя преломления от температуры. Для ОКГ на арсениде галлия изменение частоты от температуры имеет вид

$$\frac{d\nu}{dT} = 595 \left[\frac{(n_0 - n) \cdot T}{n_0} \right] \frac{\text{мГц}}{^\circ\text{К}}. \quad (7.16)$$

Следовательно, для получения стабильной частоты излучения желательно работать при низкой и постоянной температуре.

При изменении температуры изменяется ширина запрещенной зоны и область усиления сдвигается по шкале частот, причем этот сдвиг происходит в ту же сторону, но быстрее, чем сдвиг мод резонатора. Это приводит к скачкообразному изменению мод при импульсном режиме работы. Во время импульса температура полупроводника меняется и изменяется частота излучения. Генерация на данной моде будет происходить до тех пор, пока усиление на данной моде будет превосходить потери. Когда из-за сдвига запрещенной зоны это условие нарушится, медленное изменение частоты должно превратиться в скачкообразное. Излучение будет происходить на другой моде, характеризующейся превышением усиления над потерями при измененной запрещенной зоне.

Увеличение температуры из всего вышеописанного можно определить как

$$\Delta T = \frac{1,24 \cdot 10^{-4}}{4n_0\beta TL}, \quad ^\circ\text{К}. \quad (7.17)$$

Например, при 20°К и $L=0,3$ мм $T = 7^\circ\text{К}$. При меньших изменениях температуры скачка мод происходить не будет, но частота выходного сигнала изменяться будет.

Скорость смещения центра линии усиления при нагреве лазерного диода импульсом накачки превышает скорость температурного дрейфа частот резонатора. Это приводит к непрерывному или дискретному изменению спектрального состава излучения в течение действия импульса.

Таким образом, спектр излучения инжекционных лазеров составляет несколько десятков ангстрем. Одномодовый режим излу-

чения и узкий спектр можно получить лишь в генераторах непрерывного режима с внешним селективным резонатором и при условии стабилизации тока накачки и температуры.

Пороговая плотность тока. Для возникновения индуцированного излучения необходимо, чтобы потери энергии на поглощение компенсировались усилением. Выполнение этого условия характеризуется минимальным значением плотности тока, необходимого для перевода генератора на полупроводниковом диоде в режим когерентного излучения. Причем пороговая плотность тока сильно зависит от температуры. Так, например, при изменении температуры от 4,2 до 125 °К величина плотности энергии возрастает в 25 раз. При высоких температурах изменения плотности порогового тока (J_{nop}) пропорциональны T^3 . При комнатной температуре в гомогенных лазерах пороговый ток достигает плотности 10^5 А/см². При температуре $\rightarrow 0$ °К J_{nop} может быть рассчитана по формуле:

$$J_{nop}(0) = \frac{8\pi 10^{-4} e n^2 E^2 \Delta E \cdot d \cdot \gamma}{\eta_{вн} \cdot c^2 h^3} \left(\alpha + \frac{20}{L} \lg \frac{1}{\sqrt{r_1 \cdot r_2}} \right), \quad (7.18)$$

где e — заряд электрона, E — энергия перехода, ΔE — ширина запрещенной зоны, h — постоянная планка, c — скорость света, α — внутренние потери, $\eta_{вн}$ — внутренний квантовый выход излучения, γ — некоторый множитель, зависящий от формы спектра и степени вырождения (т.е. в конечном счете от формы энергетического спектра и от температуры), r_1 и r_2 — коэффициенты отражения зеркал.

Квантовая эффективность лазеров характеризуется отношением числа излучаемых из резонатора фотонов к числу инжектированных электронов. Полная квантовая эффективность лазера

$$\eta = \left[1 - \frac{J_{nop}}{j} \right] \left[\frac{\alpha'_p}{\alpha'_p - \alpha} \right] \nu, \quad (7.19)$$

где J — плотность тока; J_{nop} — пороговая плотность тока; α'_p — потери в резонаторе.

Первый сомножитель определяет эффективность индуцированного излучения по сравнению со спонтанным, второй — эффективность резонатора как отношение потерь на вывод излуче-

ния α_p' к полным потерям α ; последний сомножитель ν — квантовую эффективность инжекции электронов как отношение числа излучательных переходов к полному числу переходов. Максимальное значение квантовой эффективности достигается при оптимальном согласовании добротности резонатора с усилением среды:

$$\eta \approx \left[1 - \frac{j_{nop}}{j} \right]^2. \quad (7.20)$$

Мощность излучения лазеров ограничена лучевой стойкостью и предельно допустимой температурой кристалла. Для одноэлементных лазеров мощность излучения растет практически линейно с увеличением тока накачки, достигая импульсной мощности в несколько десятков ватт и непрерывной мощности в несколько милливатт. Пороговая плотность тока накачки пропорциональна ширине спектральной линии; глубине проникновения поля в поглощающие области перехода; потерям, обусловленным поглощением, рассеянием излучения и выводом из резонатора. Перегрев лазерного диода является причиной снижения мощности излучения.

Диаграмма направленности лазеров значительно шире диаграммы, определяемой дифракционной расходимостью излучения. Это обусловлено сильной оптической неоднородностью p - n -перехода. Диаграмма направленности шире в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода, чем в плоскости p - n -перехода, так как размер излучающей поверхности в плоскости p - n -перехода больше.

Для уменьшения расходимости излучения инжекционные лазеры делают с коллимирующей оптикой. Расходимость излучения также может быть уменьшена при использовании резонаторов с внешними зеркалами или вывода излучения через боковую поверхность активного волновода, что характерно для лазеров с распределенной обратной связью.

Поляризация излучения лазеров определяется степенью поляризационной селективности резонатора. При использовании лазеров с ярко выраженными полноводными свойствами активной области наблюдается плоскополяризованное излучение по главным плоскостям волновода. Направление плоскости поляризации регу-

лируют с помощью одноосного давления, которое вызывает двухлучепреломление кристалла. Спектры ортогональных поляризаций отличаются друг от друга из-за разных фазовых скоростей обеих волн. Деполяризующее рассеяние на оптических неоднородностях нередко приводит к синхронизации частот ортогональных поляризаций и генерации плоскополяризованного излучения с плоскостью поляризации, не совпадающей с главными плоскостями волновода.

Стабильность характеристик лазеров зависит от стабильности температурного режима при генерации. Нестабильность температурного режима вызывается нестабильностью тока накачки. Причиной нестационарности является неоднородность накачки активного элемента. Неоднородность усиления активного элемента приводит к нестационарным колебательным процессам вследствие нелинейных явлений неоднородного пространственного насыщения активной среды и нелинейных потерь за счет температурной неравномерности нагрева и многофотонного поглощения.

Вольт-амперная характеристика описывает обычный диффузионный ток в гомопереходе. В гетеропереходе диффузионный ток определяется главным образом инжекцией из широкозонного в узкозонный полупроводник. Этот диффузионный ток, инжектированный в активную область, поддерживает излучательную рекомбинацию, необходимую для вынужденного излучения. Уравнение, определяющее величину диффузионного тока, имеет вид.

$$I = I_0 \exp(eV_a / 2kT), \text{ где } I_0 = (eD_n n_i / L_n) s. \quad (7.21)$$

В этих формулах: V_a — напряжение смещения, n_i — концентрация электронов, D_n — коэффициент диффузии электронов, L_n — длина диффузии электронов, s — площадь поперечного сечения торца полупроводникового элемента.

Добротность резонатора. Одной из самых основных характеристик резонатора является его добротность. Здесь потери энергии в резонаторе делятся на потери за счет связи с нагрузкой и потери, обусловленные неидеальностью резонатора. Добротность, учитывающая потери на зеркалах и дифракционные потери, определяется по формуле:

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda(1 - R + \frac{\lambda L}{D^2})}, \quad (7.22)$$

где R — коэффициент отражения от зеркал, L — длина резонатора, D — размер торца полупроводникового элемента.

Зная добротность резонатора, можно определить ширину резонансной кривой

$$\Delta\nu_p = \frac{\nu_0}{Q}, \quad (7.23)$$

где ν_0 — резонансная частота.

Как уже отмечалось, ширина спектральной линии среды больше ширины резонансных линий. При наличии в резонаторе активной среды происходит компенсация потерь, что эквивалентно увеличению добротности и уменьшению ширины резонансной кривой $\Delta\nu_p$ до величины $\delta\nu$. В случае генерации одной моды с частотой ν_0 ширина линии лазерного излучения может быть определена по формуле

$$\delta\nu_T = \frac{8\pi h\nu_0}{P} \Delta\nu_p^2, \quad (7.24)$$

где P — излучаемая мощность.

Теоретическое значение ширины излучения оказывается чрезвычайно малым. Однако в реальных условиях из-за акустических воздействий и колебаний температуры наблюдается нестабильность размеров резонатора, приводящая к нестабильности собственных частот резонатора и, следовательно, частот линий лазерного излучения, содержащего несколько линий излучения. Таким образом, можно ввести параметр монохроматичности (M)

$$M = \frac{\delta\nu}{\nu_0} \text{ или } M = \frac{\delta\nu_{oc}}{\nu_0}. \quad (7.25)$$

Важным параметром для многих применений является длина когерентности, определяемая по следующим выражениям

$$L_{ког} \approx \frac{c}{\Delta\nu} \approx c \cdot \tau, \text{ где } \tau = \frac{1}{2\pi\delta\nu}. \quad (7.26)$$

Мощность излучения. Неосновные носители тока, инжектированные через p - n -переход, могут рекомбинировать как излучательным, так и безизлучательным способом. Рекомбинационное излучение может взаимодействовать с валентными электронами и

поглощаться ими или взаимодействовать с электронами зоны проводимости и вызывать испускание идентичного фотона. Когда концентрация инжектированных носителей становится достаточно высокой, уровень вынужденного излучения может превысить уровень поглощения, в результате чего возникает оптическое усиление. Для возникновения генерации необходима положительная обратная связь. Эта обратная связь создается обычно за счет пары сколотых граней, перпендикулярных оси волновода. Генерация возникает тогда, когда усиление за один проход излучения между такими полученными сколом зеркалами сравнивается с суммой всех потерь на том же пути. Внутренние потери α обычно обусловлены поглощением на свободных носителях и рассеянием на оптических неоднородностях. Поскольку полезный выход излучения во внешнюю среду может быть сосредоточен на концах резонатора или распределен по его длине, следует рассматривать разные варианты выполнения резонатора. Если выходной поток направлен вдоль оси резонатора, то в простейшем случае резонатора Фабри-Перо применима функция выхода

$$f(\alpha, L) = [1 - 2\alpha L / \ln r_1 r_2]^{-1}.$$

При выводе этой формулы допущено, что коэффициент усиления постоянен по длине резонатора L . При этом мощность, снимаемая с элемента длины, изменяется вдоль оси резонатора. Мощность излучения лазера P можно представить в следующем виде:

$$P = \frac{I - I_0}{e} \cdot h\omega \frac{\frac{1}{L} \ln 1/R}{\frac{1}{L} \ln 1/R + \alpha}, \quad (7.27)$$

где α — внутренние потери, I_0 — пороговый ток.

Особенности инжекционных лазеров. Микроминиатюрность $L_{min}=10$ мкм, $S = 1$ мкм², $V = 10^{-12}$ см³; усиление полупроводника ($g = 10^3-10^4$ 1/ом). Компактность, обусловленная гигантским коэффициентом усиления в полупроводниках. Высокий КПД обусловлен высокой эффективностью преобразования подводимой энергии в лазерное излучение при накачке достаточно совершенных полупроводниковых монокристаллов электрическим током. Удобство управления. Низкие напряжения и токи, совместимые с интегральными микросхемами. Модулирование источником питания.

Скорость переключения в пикосекундном диапазоне. Возможность генерации требуемой спектральной линии, возможность создания одномодового режима. Использование твердотельной микроэлектронной групповой технологии, отсюда высокая воспроизводимость параметров. Пригодность для массового производства, долговечность. Совместимость с основным элементом микроэлектроники — транзистором — это позволяет создание интегрированных лазерных излучателей, широкий диапазон длин волн генерации практически в любой точке спектрального интервала от 0,3 до 30 мкм, простота конструкции.

Недостатки полупроводниковых лазеров: малые размеры приводят к низким значениям выходной мощности или энергии. Невысокая когерентность, значительная ширина спектральной линии, большая расходимость, временная деградация, малая $P_{вых}$, где P — выходная мощность лазерного излучения.

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 свыше некоторой характерной для каждого типа лазера температуры.

Лазеры с оптической накачкой. Метод оптической накачки применим к прямозонным полупроводникам, если полупроводники возбуждаются излучением с энергией фотонов, превышающей ширину запрещенной зоны. Условия возникновения генерации аналогичны при различных методах накачки, однако при оптической накачке поглощение излучения накачки происходит на очень небольшой глубине от поверхности полупроводников. Это приводит к тому, что характеристики лазеров становятся чувствительны к свойствам поверхности полупроводников.

Глубину проникновения фотонов и объем активной среды можно увеличить, используя двухфотонное поглощение; излучение накачки. При двухфотонном возбуждении электронно-дырочные пары образуются за счёт нелинейного поглощения фотонов с энергией $\hbar\omega < \Delta W_3$. Это позволяет получать большой объем активной среды, реализовать возможность создания распределенной

обратной связи за счет пространственной модуляции излучения накачки.

Использование оптической накачки не дает существенных преимуществ перед другими способами накачки. Вместе с тем теряются такие преимущества полупроводниковых лазеров, как простота конструкции, высокий КПД, миниатюрность. Поэтому лазеры с оптической накачкой применяют лишь в случаях, когда использование других методов накачки менее целесообразно.

7.4 Жидкостные оптические квантовые генераторы

Основное преимущество жидкостных квантовых генераторов (ЖКГ) — возможность перестройки частоты генерации в широком диапазоне длин волн. Кроме этого, охлаждение лазерной среды, осуществляемое при ее циркуляции, позволяет получать высокие выходные мощности. Потери излучения из-за неоднородности и дефектов оптической среды, характерные для твердотельных лазеров, в жидкостных активных элементах или отсутствуют, или происходит самовосстановление оптической однородности в случае ее нарушения.

ЖКГ характеризуются использованием в качестве активного вещества жидких сред — растворов неорганических соединений редкоземельных элементов (преимущественно неодима) или растворов органических красителей. В связи с этим различают ЖКГ на основе жидких неорганических сред и ЖКГ на основе органических красителей. Эти лазеры имеют ряд достоинств, делающих их весьма перспективными для некоторых областей применения.

Во-первых, в жидкостных лазерах можно обеспечить примерно такую же концентрацию активных частиц, как и в активных элементах твердотельных лазеров, что позволяет получить высокий энергосъем с единицы объема активной среды. Во-вторых, в ЖКГ в силу высокой однородности активной среды отсутствуют потери излучения, имеющие место в твердотельных лазерах из-за неоднородности и дефектов структуры активных элементов. В-третьих, охлаждение активной среды достаточно просто осуществляется за счет прокачки ее через кювету, что позволяет при импульсном режиме работы полностью обновить рабочий объем жидкости, участвующий в генерации, в интервале между после-

дующими импульсами накачки, а при непрерывном режиме работы обеспечить ее эффективное охлаждение.

Достоинством ЖКГ является также их повышенная устойчивость к термическим напряжениям по сравнению с твердотельными лазерами. Долговечность жидкостных генераторов определяется в основном фотохимической стойкостью жидкостей к оптическому излучению накачки и стойкостью торцов кюветы к поверхностным напряжениям, вызванным высокой плотностью мощности или энергии излучения.

К недостаткам таких лазеров можно отнести небольшой срок сохраняемости рабочих растворов (через 1–2 месяца в растворах наблюдаются значительные изменения, которые могут привести к исчезновению генерации). Кроме того, в жидких генерирующих средах появляются термические линзы с фокусным расстоянием, меняющимся в течение импульса излучения. Вследствие этого расходимость выходного излучения, особенно в мощных лазерах, существенно возрастает и достигает величин порядка единиц, а иногда и десятков градусов.

Жидкостные лазеры работают в импульсном и непрерывном режимах при оптической некогерентной или лазерной накачке с перестройкой по частоте в диапазоне от ультрафиолетовом до инфракрасной области спектра. В качестве активной среды используют растворы неорганических соединений редкоземельных элементов или органических красителей.

Энергетические уровни молекулы органического красителя представляют собой совокупность электронно-колебательных уровней с большим количеством вращательных подуровней, которые сильно уширены за счет соединения молекул красителя с молекулами растворителя. Таким образом, каждому электронному уровню соответствует квазиконтинуум подуровней, населенность которых определяется законом Больцмана.

На рис. 7.35 показана типичная схема энергетических уровней красителя в растворе.

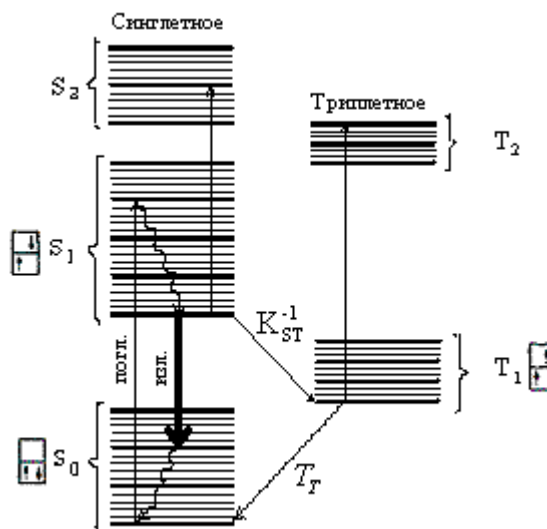


Рис. 7.35

Синглетные и триплетные уровни приведены отдельно слева и справа.

Молекулярные системы с неспаренными электронами называются радикалами. Такие системы легко вступают в реакцию друг с другом, образуя при этом систему со спаренными электронами. В молекуле красителя находится четное число электронов. Если предположить, что это число равно $2N$, то основное состояние молекулы будет соответствовать ситуации, при которой все электроны находятся на N нижних энергетических уровнях (рис. 7.35). Каждый уровень может быть занят двумя электронами с противоположными спинами. Таким образом, это молекулярное состояние имеет нулевой результирующий спин (синглетное состояние); на рис. 7.35 оно обозначается через S_0 . На этом же рисунке самый верхний занятый уровень и следующий над ним (пустой) уровень обозначены двумя квадратами, расположенными друг над другом. Первое возбужденное синглетное состояние (S_1) получается при переходе одного из двух высоколежащих электронов на следующий, более высокий уровень без переворота спина. Если спин при этом переворачивается, то образуется триплетное состояние (T_1), полный спин $S=1$. Возбужденные синглетное (S_2) и триплетное (T_2) состояния получаются, когда электрон поднимается на следующий уровень, и т.д. Каждое электронное состояние в действительности состоит из ряда колебательных (жирные горизонтальные линии на рисунке) и вращательных (тонкие линии) уровней. Обычно расстояние между колебательными уровнями составляет $1400\text{--}1700\text{см}^{-1}$, а между вращательными уровнями — в 100 раз меньше. Поскольку в жидкостях механизмы, вызывающие уширение линий, оказываются гораздо более сильными, чем в твердых телах, вращательные уровни в жидкостях не разрешаются, что приводит к сплошному спектру между колебательными уровнями.

Рассмотрим, что происходит с молекулой под действием электромагнитного излучения. Перейдя на возбужденный колебательно-вращательный уровень основного состояния S_0 , молекула возвращается на самый низкий колебательный уровень за счет другой очень быстрой (порядка пикосекунд) безызлучательной релаксации. Молекула также может перейти в состояние T_1 с нижнего уровня состояния S_1 . Этот процесс обусловлен столкнове-

ниями и называется синглет-триплетной конверсией. Аналогичным образом преимущественно за счет столкновений осуществляется переход $T_1 \rightarrow S_0$. Этот переход частично происходит также и за счет излучательных процессов (излучательный переход $T_1 \rightarrow S_0$ является запрещенным). Излучение, возникающее в результате таких переходов, называется фосфоресценцией. Если время жизни состояния S_1 обозначить через τ , то можно для него записать следующее соотношение:

$$1/\tau = 1/\tau_{cn} + k_{ST},$$

где τ_{cn} — время жизни состояния S_1 , определяемое спонтанным излучением; k_{ST} — скорость синглет-триплетной конверсии (с^{-1}). Излучательное время жизни τ_{cn} невелико (всего несколько наносекунд). Поскольку k_{ST} обычно гораздо больше (~ 100 нс), то, следовательно, наибольшее число молекул из состояния S_1 будет релаксировать за счет флуоресценции. Вследствие этого квантовый выход флуоресценции (число испущенных за счет флуоресценции фотонов, деленное на число атомов, переведенных в состояние S_1) близок к единице. Действительно, для квантового выхода имеем $\eta = \tau/\tau_{cn}$. Время жизни τ_m триплетного состояния T_1 зависит от экспериментальных условий и, в частности, от содержания кислорода в растворе. Оно может колебаться от 10^{-7} с в растворах, насыщенных кислородом, до 10^{-3} с и более в бескислородных растворах.

Накачка излучением импульсных лазеров. Лазеры на ЖКГ могут работать в импульсном режиме при ламповой и лазерной накачке и в непрерывном режиме при лазерной накачке

Для возбуждения растворов красителей в импульсном режиме чаще всего используются основные частоты излучения и гармоники твердотельных лазеров [вторая гармоника рубинового (0,347 мкм), вторая (0, 530 мкм), третья (0,353 мкм) и четвертая (0,285 мкм) гармоники неодимовых лазеров], а также излучение импульсных газовых лазеров: азотного (0,337 мкм) и ксенонового (0,172 мкм). Мощность излучения накачки разных импульсных источников варьируется обычно в пределах от нескольких киловатт до десятков мегаватт.

При лазерном возбуждении наиболее распространены две основные геометрии накачки: поперечная, когда направление воз-

буждающего потока перпендикулярно направлению генерации красителя, и продольная, когда оба эти направления совпадают.

В жидких растворах термодинамическое равновесие устанавливается быстро (за время порядка 10^{-12} с), поэтому оптическая накачка приводит к заселению наиболее низкого возбуждаемого лазерного уровня. Инверсия населенностей создается, таким образом, между возбужденным уровнем с наименьшей энергией и большой группой колебательно-вращательных подуровней основного состояния. Такой механизм создания инверсии населенностей характерен для четырехуровневого возбуждения.

Накачка импульсными лампами. Генерация на красителях может быть возбуждена с помощью разнообразных источников некогерентного света: трубчатых и коаксиальных импульсных ламп, «пинчевых» источников, излучением разряда в воздухе и плазменным фокусом магнитоплазменного компрессора.

При использовании трубчатых ламп накачка красителя обычно производится при режимах разряда, обеспечивающих длительность импульсов излучения от 1 до 500 мкс при вводимой энергии от десятков джоулей до килоджоуля (в зависимости от типа ламп). Трубчатые лампы позволяют создавать сравнительно простые конструкции лазерных головок на основе красителей, излучающие в спектральной области 400–700 нм с энергией генерации в импульсе 5–10 Дж. КПД генерации лазера с накачкой трубчатыми лампами при использовании наиболее эффективных красителей (родамин 6 G) превышает 1 %.

Для возбуждения генерации красителей разработано несколько вариантов специальных коаксиальных импульсных ламп, обеспечивающих импульсы излучения накачки длительностью в несколько десятых долей микросекунды. Отличительной особенностью конструкции таких ламп является весьма малая толщина кольцевого разрядного промежутка (десятые доли миллиметра). Осуществление разряда с такой малой длительностью предъявляет жесткие требования к индуктивности питающего конденсатора и другим элементам разрядной цепи.

Благодаря высокой интенсивности и малой длительности накачки коаксиальные лампы позволяют возбуждать генерацию большего числа красителей и в более широкой спектральной области (до 340 нм), чем трубчатые лампы. Однако выходная энер-

гия генерации, достигаемая при использовании таких ламп, существенно ниже, чем при накачке лампами трубчатого типа.

С помощью коаксиальной лампы с высоким энерговкладом удается осуществить генерацию излучения на красителе (родамине 6 G) с выходной энергией до 400 Дж при достаточно высоком КПД (0,8%) .

Как правило, при ламповом возбуждении импульс генерации красителя короче импульса накачки и имеет беспичковый характер. При использовании активных или пассивных модуляторов добротности в генераторах на красителях с ламповым возбуждением легко осуществляется синхронизация мод. Лазеры на красителях с ламповой накачкой могут работать и в режиме периодического действия с частотой повторения импульсов ~ 100 Гц. В последнем случае необходимым условием является прокачка рабочего раствора через кювету.

При использовании ламповой накачки конструкции жидкостных лазеров практически не отличаются от конструкции твердотельных лазеров. Вокруг кюветы с красителем расположены лампы накачки, окруженные диффузным рассеивателем для получения однородного освещения активной среды. Активная среда помещается в селективный резонатор, в котором осуществляется выделение заданной длины волны излучения. Для селекции длин волн генерации используют диспергирующие призмы и интерференционные фильтры, дифракционные решетки и оптические элементы с распределенной обратной связью.

В качестве источника импульсной лазерной накачки используют лазеры на стекле и рубине, работающие в режиме модулированной добротности с удвоением частоты, а также импульсные газовые лазеры на молекулярном азоте, излучающие в ультрафиолетовой области спектра.

При лазерной накачке применяют чаще всего продольную накачку, когда излучения накачки и генерации жидкостного лазера распространяются в одном направлении. Генерация в продольной схеме особенно эффективна, если возбуждение проводится через селективное зеркало, хорошо пропускающее излучение накачки и обладающее высоким коэффициентом отражения в спектральной области генерации красителя.

При возбуждении в продольной схеме линейно поляризованным светом, излучение лазера на красителе всегда полностью поляризовано. В поперечной схеме степень поляризации генерируемого излучения зависит от угла между электрическим вектором возбуждающего излучения и осью резонатора лазера на красителе. Стопроцентная поляризация обычно наблюдается лишь при ортогональном направлении вектора поляризации накачки к оси лазера.

Лазерная накачка красителей может осуществляться с большой частотой повторения импульсов. При циркуляции раствора, обеспечивающей достаточно быструю смену активной среды в рабочей зоне лазера, частота следования импульсов генерации красителя ограничивается лишь рабочей частотой возбуждающего лазера. Для таких целей в настоящее время наиболее удобными являются лазеры периодического действия (азотный, ксеноновый, на парах меди), а также на основе иттрий-алюминиевого граната с неодимом.

При возбуждении излучением твердотельных или газовых лазеров с синхронизацией мод в красителях может быть осуществлен режим генерации ультракоротких импульсов. Для этого достаточно, чтобы оптические длины резонаторов задающего генератора и лазера на красителе были равны или кратны. Длительность импульсов генерации при таком способе возбуждения может составлять около 5 пс.

КПД лазеров на красителях с возбуждением импульсными лазерными источниками достигает десятков процентов. Максимальный КПД (75 %) был реализован для этанольного раствора родамина 6G при накачке излучением 2-й гармоники лазера на стекле с неодимом.

При возбуждении импульсными лазерами генерация на красителях может быть осуществлена практически на любых длинах волн в пределах спектрального диапазона от 340 до 1100 нм.

Для жидкостных лазеров *непрерывного режима* используют накачку излучением аргонового лазера или излучением с частотой второй гармоники непрерывного лазера на граните.

Источником непрерывной накачки красителя в большинстве случаев служит аргоновый ионный лазер.

8. НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

8.1 Нелинейное взаимодействие электромагнитных полей

Понятие о «нелинейной оптике». Рассмотрим, изменяются ли физические характеристики вещества под действием светового пучка?

Световые поля обычных (нелазерных) источников света характеризуются электрической напряженностью порядка $1\text{--}100 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$. Это намного меньше напряженности полей в атомах и молекулах вещества ($10^8\text{--}10^{10} \text{ В/см}$). Вполне естественно, что при таком «соотношении сил» световая волна не может сколько-нибудь заметно повлиять на связанные с внутриатомными полями физические характеристики вещества.

Однако с появлением лазеров ситуация резко изменилась. Лазеры позволяют получать световые поля напряженностью до $10^7\text{--}10^8 \text{ В/см}$. Теперь напряженность поля световой волны оказывается сопоставимой с напряженностью полей в атомах и молекулах. А это приводит к тому, что при прохождении такой световой волны через вещество его характеристики резко изменяются. Изменение имеет обратимый характер: как только прекращается облучение вещества лазерным излучением, характеристики вещества становятся прежними — такими, какими они были до облучения.

Хорошим примером может служить изменение прозрачности вещества под воздействием лазерного луча. Это происходит, например, в просветляющихся фильтрах, где под действием интенсивного света непрозрачный вначале фильтр становится прозрачным (просветляется); после прекращения действия света фильтр быстро возвращается в исходное состояние. Не менее удивительно и явление затемнения среды. Здесь пластинка, бывшая вначале прозрачной, мутнеет при облучении ее светом. Чем больше интенсивность света, тем сильнее мутнеет такая пластинка. Она может стать вообще непрозрачной. Но как только облучение светом прекращается, прозрачность пластинки сразу же восстанавливается. В таких явлениях просветления и затемнения среды обнаруживают зависимость коэффициента поглощения от интенсивности света.

Явления, когда те или иные характеристики вещества обратимым образом изменяются под действием света, изучает особый раздел современной оптики, называемый *нелинейной оптикой*.

Почему оптика может быть «нелинейной»? Под действием внешнего электрического поля диэлектрики поляризуются: поле вызывает смещение электронных оболочек атомов относительно ядер, в результате чего атомы приобретают электрический дипольный момент. Степень поляризации — это физическая величина, представляющая собой электрический дипольный момент единицы объема среды, наведенный внешним полем. Она связана с напряженностью E поляризующего электрического поля простым соотношением: $P = \chi E$. Здесь χ — одна из физических характеристик диэлектрика; ее называют диэлектрической восприимчивостью. Поляризацию P можно рассматривать как своеобразный отклик среды в ответ на внешнее воздействие, в качестве которого здесь выступает электрическое поле.

Чтобы поляризовать диэлектрик, через него нужно пропустить световой пучок. В этом случае роль внешнего воздействия будет выполнять электрическое поле световой волны. Если интенсивность световой волны невелика, то диэлектрическая восприимчивость не зависит от интенсивности света. Можно сказать, что отклик среды (поляризация диэлектрика) на напряженность поля световой волны в рассматриваемом случае является линейным. Такая ситуация характерна для обычных (нелазерных) источников света. Поэтому долазерную оптику можно назвать «линейной оптикой».

Направим на диэлектрик мощный лазерный луч. При этом характеристики диэлектрика изменятся — теперь они будут зависеть от напряженности поля световой волны (а значит, и от интенсивности света). В частности, и диэлектрическая восприимчивость будет теперь не постоянной для данного диэлектрика величиной, а некоторой функцией напряженности поля. Во многих случаях эту функцию можно представить так: $\chi(E) = \chi_0 + \chi_1 E$, где χ_0 и χ_1 — некие постоянные параметры. В результате поляризация диэлектрика оказывается зависящей от напряженности светового поля по следующему закону: $P = \chi(E) E = \chi_0 E + \chi_1 E^2$.

В этом случае зависимость P от E теперь уже не является линейной, а носит квадратичный характер.

При воздействии на среду достаточно интенсивным световым пучком, отклик на это воздействие оказывается нелинейным. Поэтому говорят о «нелинейной поляризации» среды. Отсюда же происходят термины «нелинейная оптика», «нелинейно-оптические явления».

Рассмотрим взаимодействие двух волн друг с другом. Хорошо известно, что два световых пучка в воздухе свободно проходят один сквозь другой, как бы «не замечая» друг друга. При этом не изменяется ни направление распространения пучка, ни его расходимость, ни его частота. Точно так же ведут себя световые пучки, встречаясь друг с другом в твердых и жидких прозрачных диэлектриках. Однако это верно лишь для линейной оптики.

В нелинейной оптике мы имеем дело с принципиально иной ситуацией. Если интенсивность света достаточно велика для того, чтобы проявлялась нелинейность поляризации среды, то в такой среде можно наблюдать взаимодействие световых волн. В результате этого взаимодействия могут возникать новые световые волны. Например, взаимодействие световых волн, имеющих частоты ω_1 и ω_2 , может приводить к возникновению световых волн на частотах $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$, $\omega_1 - \omega_2$. Покажем это, используя максимум упрощений.

Пусть нелинейная поляризация среды описывается квадратичным выражением χE^2 . В это выражение надо подставить напряженность светового поля, определяемого суммой двух световых волн — с частотой ω_1 и ω_2 соответственно. Представим суммарное световое поле в упрощенном виде: $E_0(\cos 2\pi\omega_1 t + \cos 2\pi\omega_2 t)$. Возведя в квадрат стоящую в скобках сумму косинусов и воспользовавшись тригонометрическими формулами $2\cos^2\beta = 1 + \cos 2\beta$ и $2\cos\beta \cos\gamma = \cos(\beta + \gamma) + \cos(\beta - \gamma)$, мы получим выражение для поляризации среды, содержащее слагаемые (косинусы) с частотами $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$, $\omega_1 - \omega_2$. Следовательно, в среде возникают волны поляризации на таких частотах. Каждую волну поляризации можно уподобить бегущей по среде своеобразной «антенне», которая при определенных условиях способна излучить новую

световую волну — на той же частоте, какую имеет волна поляризации. Таким образом, происходящее в среде с нелинейной поляризацией взаимодействие световых волн с частотами ω_1 и ω_2 может приводить к появлению новых (переизлученных) световых волн на частотах $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1+\omega_2$, $\omega_1-\omega_2$.

Предположим, что в среде с нелинейной поляризацией отражается одна световая волна; пусть ее частота есть ω . В данном случае можно говорить о том, что взаимодействуют две волны на одной и той же частоте или, физически вернее, о том, что световая волна частоты ω взаимодействует сама с собой. Из предыдущих рассуждений следует, что в рассматриваемом случае может быть переизлучена световая волна на частоте 2ω , т.е. может наблюдаться удвоение световой волны. Это нелинейно-оптическое явление широко используется в лазерной технике, поэтому рассмотрим его подробнее.

8.2 Лазерные преобразователи частоты

Умножители частоты. Рассмотрим преобразование основной частоты ω в частоту второй гармоники. Как на практике можно удвоить частоту лазерного излучения. Чтобы происходила передача энергии от исходной световой волны частоты ω к переизлученной световой волне частоты 2ω , требуется выполнение вполне естественного условия: скорости указанных световых волн в данной среде должны совпадать. Скорость света в среде равна скорости света в вакууме, деленной на показатель преломления среды. Следовательно, данное условие означает, что должны совпадать показатели преломления среды n_ω и $n_{2\omega}$ для рассматриваемых световых волн. Показатель преломления изменяется с частотой света; обычно он растет с увеличением частоты. Поэтому условие $n_\omega = n_{2\omega}$ может показаться на первый взгляд невыполнимым. Однако это не так. Оказывается, что данное условие может быть выполнено, если воспользоваться особенностями прохождения света через кристаллы.

Рассмотрим вкратце эти особенности. Отметим, что в кристалле существует особое направление, называемое оптической осью кристалла. Для всех направлений, составляющих с оптической осью один и тот же угол, свойства кристалла одинаковы.

Плоскость, проходящую через оптическую ось и направление распространения световой волны, называют плоскостью главного сечения. Особенности распространения света внутри кристалла состоят в том, что световая волна, попадая в кристалл, превращается в две волны, характеризующиеся разными скоростями и поляризациями. Одну из этих волн принято называть обыкновенной, а другую — необыкновенной. Первая поляризована перпендикулярно к плоскости главного сечения, а вторая поляризована в этой плоскости. Световые лучи, проходящие сквозь кристаллы не отклоняясь, соответствуют обыкновенной световой волне, а отклоняющиеся световые лучи — необыкновенной волне.

Показатель преломления для обыкновенной волны не зависит от направления ее распространения в кристалле. Будем обозначать этот показатель преломления через n^o . Что же касается необыкновенной световой волны, то ее показатель преломления зависит от угла θ между направлением распространения волны и оптической осью кристалла $n^e(\theta)$.

Приведем график зависимости n^e от угла; эта зависимость изображается в виде эллипса, показанного на рис. 8,1, а. Здесь OA — оптическая ось кристалла, длина отрезка OA_1 есть значение функции $n^e(\theta)$ от угла θ между OA и OA_1 .

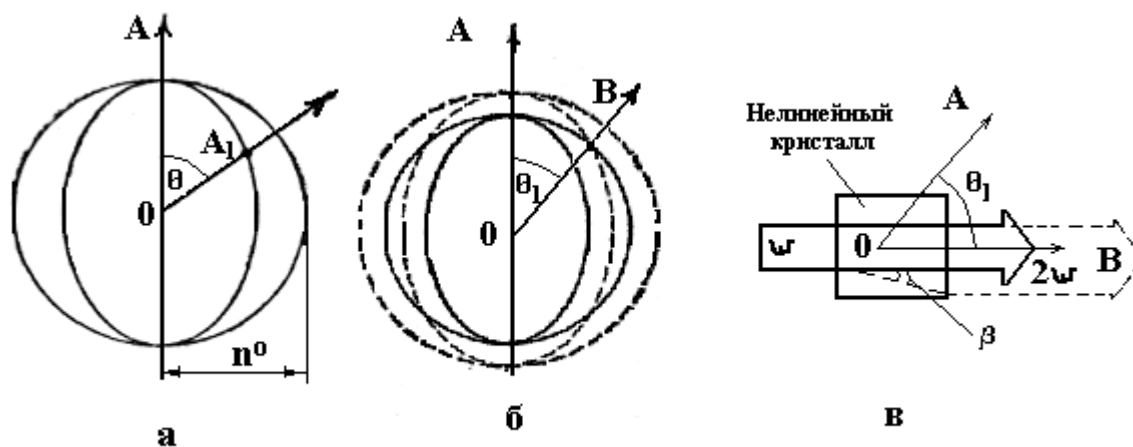


Рис. 8.1

На том же рисунке изображена окружность радиуса n^o (для обыкновенной волны). Из рисунка видно, что в направлении оптической оси (когда $n^o = 0$) показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн, а значит, и (скорости) указанных

волн различаются наиболее сильно.

Теперь вернемся к вопросу об удвоении частоты света. На рис. 8.1, б показаны сплошными линиями кривые для показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн некоторой частоты ω . На том же рисунке штриховыми линиями показаны соответствующие кривые для волн частоты 2ω . Как и следовало ожидать, с увеличением частоты света показатель преломления растет. Можно, однако, видеть, что существуют направления, — например направление OB , — вдоль которых выполняется равенство: $n_{\omega}^o = n_{2\omega}^e(\theta_1)$. Напомним, что именно это условие требуется для того, чтобы происходила передача энергии от исходной световой волны частоты ω к переизлученной световой волне частоты 2ω . Рассматриваемое условие называют условием волнового синхронизма. Соответственно говорят о направлении OB как о направлении синхронизма, а об угле θ_1 (угле между направлением синхронизма и оптической осью кристалла) как об угле синхронизма. Итак, в направлении синхронизма показатель преломления для обыкновенной световой волны частоты ω равен показателю преломления для необыкновенной волны частоты 2ω .

После сделанных замечаний нетрудно сообразить, как можно практически осуществить удвоение частоты лазерного излучения. Для этого надо взять подходящий кристалл и вырезать образец таким образом, чтобы падающий на него нормально лазерный луч частоты ω образовывал угол синхронизма θ_1 с оптической осью кристалла OA (рис. 8.1, в). Надо также позаботиться о поляризации исходного лазерного пучка: он должен быть поляризован перпендикулярно плоскости главного сечения (перпендикулярно к плоскости рисунка) — с тем, чтобы сыграть в кристалле роль обыкновенной световой волны. Благодаря нелинейности поляризации в кристалле возникнет световая волна частоты 2ω , поляризованная в плоскости главного сечения. Световой пучок частоты 2ω показан на рис. 8.1, в штриховыми линиями. Двойное лучепреломление приводит к сносу этого пучка в поперечном направлении; снос характеризуется углом β . Снос отсутствует ($\beta=0$), когда угол синхронизма равен 90° .

Сейчас уже освоили производство различных типов удвоителей оптических частот, позволяющих преобразовывать во вторую гармонику до 30–50% мощности исходного светового пучка. Применяется также термин «генерация оптических гармоник»: второй гармоники, третьей, четвертой и т.д. — в зависимости от того, во сколько раз умножается частота исходного лазерного излучения. Эти преобразователи используют в лазерах на гранате с неодимом. В качестве кристаллов с нелинейной поляризацией применяют кристаллы дигидрофосфата калия (KH_2PO_4), называемые условно кристаллами KDP, ниобата лития (LiNbO_3), ниобата бария-натрия ($\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$) и др. Их обычно называют нелинейными кристаллами.

Умножение оптических частот возможно лишь тогда, когда используется лазерное излучение. Здесь принципиально важна когерентность излучения. Ведь только благодаря высокой когерентности излучения лазеров можно достаточно сильно сконцентрировать световую мощность в каком-то определенном направлении в пространстве и притом в очень узком интервале частот. В связи с этим важно обратить внимание на то, что условие синхронизма относится всякий раз к определенной частоте света и к определенным направлениям распространения света в данном кристалле. Если, например, изменится частота исходного лазерного пучка, то изменится и угол синхронизма; иначе говоря, станут другими направления синхронизма. Поэтому очень важно, чтобы световой пучок был не только интенсивным, но и при этом остронаправленным и монохроматическим.

Взаимодействие волн с нелинейной средой. Преобразование частоты лазерного излучения может быть осуществлено при вынужденном излучении среды с инверсной населенностью уровней, возникающем при лазерной накачке. При этом возможно лишь уменьшение частоты преобразованного излучения. Преобразователи частоты, работающие по такому принципу, относятся к лазерным генераторам с лазерной накачкой. Возможно также преобразование частоты, подчиняющееся законам нелинейной оптики.

Плотность мощности лазерного излучения может быть настолько велика, что в среде индуцируются переходы, относящиеся к нелинейным эффектам. Спектр отклика нелинейной системы

всегда шире спектра возмущения, поэтому при нелинейном взаимодействии лазерного излучения со средой могут наблюдаться процессы преобразования частоты лазерного излучения.

При определенных условиях преобразованное по частоте лазерное излучение может усиливаться, распространяясь в нелинейной среде. На основе таких процессов возможно создание усилителей и генераторов на новых оптических частотах.

При линейном воздействии электромагнитного поля на атом среды в нем под действием электромагнитного поля индуцируется электрический дипольный момент (d), пропорциональный напряженности электрического поля $d = \chi E(t)$, где χ — поляризуемость атома.

При нелинейном взаимодействии поля и среды поляризацию среды необходимо рассчитывать с учетом нелинейного отклика на внешнее электромагнитное поле. Нелинейный отклик поляризации можно аппроксимировать степенным рядом:

$$P_i = a_{ij}E_j + b_{ijk}E_jE_k + c_{ijkl}E_iE_jE_l + \dots, \quad (8.1)$$

где a_{ij} , b_{ijk} , c_{ijkl} — тензоры линейной, квадратичной и кубической поляризуемости среды; $i, j, k, L = x, y, z$. Эти уравнения даны для анизотропной среды, в которой каждая составляющая напряженности электрического поля E_j вызывает поляризацию во всех трех направлениях осей системы. В разложении поляризации среды (8.1) могут быть учтены и члены более высоких порядков. Подставляя (8.1) в уравнение для поля

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} E + \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$$

и при учете первых двух членов в (8.1), получим

$$\nabla^2 E = +\mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_a \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (8.2)$$

где линейная поляризация среды характеризуется абсолютной проницаемостью ϵ_a , а квадратичная — последним слагаемым в (8.2).

В дальнейшем ограничимся рассмотрением одномерного случая, когда $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$, и взаимодействием трех частот, для которых $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$.

Подставив в уравнение (8.2) значения для P , выполним дифференцирование, предполагая, что напряженность электрического поля медленно меняется с расстоянием z , т.е. $\frac{dE}{dz}k \gg \frac{d^2E}{dz^2}$, и учитывая, что уравнение (8.2) решается для каждой частотной компоненты отдельно получим

$$\frac{dE_{1i}}{dz} = -\frac{\sigma_1}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon} \right]^{0,5} E_{1i} - \frac{i\omega_1}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon} \right]^{0,5} \cdot b_{ijk} E_{3j} E_{2k}^* e^{(k_3 - k_2 - k_1)z}; \quad (8.3)$$

$$\frac{dE_{2j}}{dz} = -\frac{\sigma_2}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon} \right]^{0,5} E_{2j} - \frac{i\omega_2}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon} \right]^{0,5} \cdot b_{jki} E_{3i}^* E_{3k} e^{(k_3 - k_1 - k_2)z}; \quad (8.4)$$

$$\frac{dE_{3k}}{dz} = -\frac{\sigma_3}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon} \right]^{0,5} E_{3k} - \frac{i\omega_3}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon} \right]^{0,5} \cdot b_{kij} E_{1i} E_{2j} e^{(k_1 + k_2 - k_3)z}. \quad (8.5)$$

Это исходные укороченные уравнения для амплитуд трех взаимодействующих волн с частотами, подчиняющимися соотношению $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Каждое уравнение описывает изменение напряженности поля с расстоянием z на одной из частот в зависимости от напряженности электрического поля на двух других, а также от разности фаз между полем и поляризацией.

Определим изменение энергии излучения в процессе распространения и взаимодействия полей. Введем некоторые упрощения. Будем считать, что среда изотропна, немагнитна, не обладает потерями: $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = 0$, кроме того, $k_3 = k_1 + k_2$.

Сделав некоторые преобразования в (8.3)–(8.5), найдем

$$\frac{1}{\omega_1} \frac{dJ_1}{dz} = \frac{1}{\omega_1} \frac{dJ_2}{dz} = -\frac{1}{\omega_3} \frac{dJ_3}{dz}, \quad (8.6)$$

где $j = n\epsilon_0 c |E(z)|^2 / 2$.

Проанализировав соотношение (8.6), можно сделать следующие выводы: 1) увеличение интенсивности на суммарной частоте $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ может происходить только за счет уменьшения интенсивности на других двух частотах; 2) увеличение интенсивности на одной из частот ω_1 или ω_2 обязательно сопровождается одновременным ростом интенсивности на другой частоте ω_2 или ω_1 за счет падения интенсивности на частоте ω_3 . Таким образом, в нелинейной квадратично поляризуемой среде возможно усиление

суммарной частоты ω_3 , когда имеется мощное излучение накачки на частотах ω_1 и ω_2 и усиление разностных частот ω_1 и ω_2 , когда присутствует мощное излучение накачки на суммарной частоте ω_3 .

На рис. 8.2, а, б приведены схемы преобразования частоты ω в частоту второй гармоники 2ω и зависимости интенсивности излучения J от длины нелинейной среды L . На рисунке введены обозначения 1 — лазер накачки; 2 — нелинейная среда.

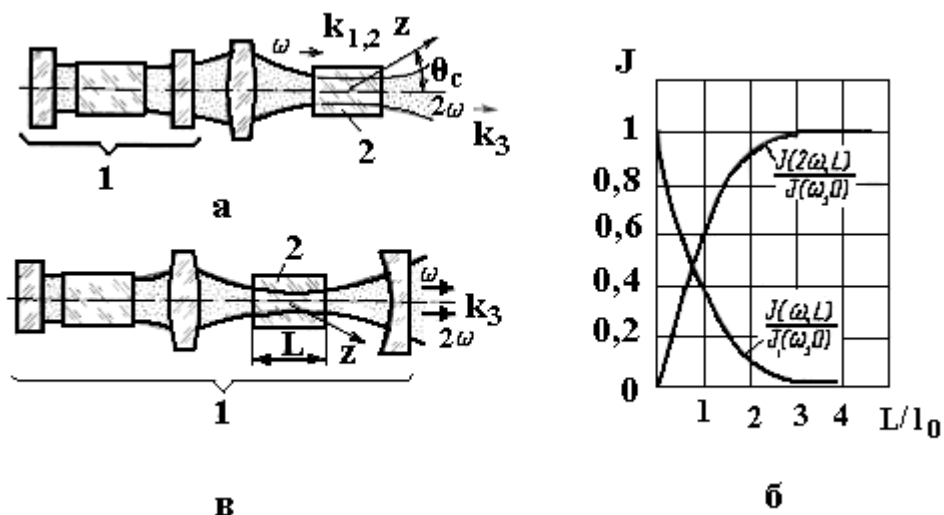


Рис. 8.2

Внутрирезонаторное преобразование частоты ω в частоту второй гармоники 2ω осуществляется для повышения КПД преобразования.

Помещая нелинейную среду в резонатор лазера (рис. 8.2, в), где она находится в более мощном поле, чем на выходе лазера, можно обеспечить выходное излучение лазера только на частоте второй гармоники. Для этого в резонаторе с зеркалами, непрозрачными для излучения на основной частоте ω , необходимо установить нелинейную среду с коэффициентом преобразования, обеспечивающим оптимальную связь с выходом.

Преобразование основной частоты ω в частоту высших гармоник. Такое преобразование основного излучения может производиться последовательно, когда излучение на удвоенной частоте лазерного излучения снова удваивается в среде с квадратичной нелинейностью. Таким образом, возможно получение четных гармоник основного излучения.

Использование нелинейных сред с кубической поляризацией [третий член в разложении (8.1)] позволяет получать поляризацию с утроенной частотой

$$P_i(3\omega) = \frac{1}{4} C_{ijkl} E_j(\omega) E_k(\omega) E_l(\omega) \quad (8.27)$$

при распространении мощного лазерного излучения на частоте ω . Поляризация на утроенной частоте является источником излучения на частоте 3ω , как это следует из уравнений Максвелла. При условии фазового пространственного синхронизма [$k_j(3\omega) = k_j(\omega) + k_k(\omega) + k_l(\omega)$] фазовые скорости распространения волн основной и утроенной частот равны: происходит эффективное когерентное преобразование основной частоты в частоту третьей гармоники.

8.3 Параметрическое преобразование частоты

Схемы параметрического преобразования частоты ω_2 показаны на рис. 8.3, *а*, *б*, где введены обозначения: 1 — лазер накачки; 2 — нелинейная среда. Зависимость интенсивности поля J от длины нелинейной среды L изображена на рис. 8.3, *в*. Параметрическое преобразование частоты является частным случаем трехволнового взаимодействия, при котором $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Если частота излучения лазера накачки $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$, то для соблюдения закона сохранения энергии необходимо вспомогательное излучение с частотой ω_1 (для суммирования частот), т.е. увеличения частоты излучения лазера накачки до ω_3 . Увеличение энергии на частоте ω_3 по мере распространения в нелинейной среде вызывает, согласно (8.11), уменьшение энергии на частоте лазерного излучения ω_2 и частоте вспомогательного излучения ω_1 . Когда энергия излучения лазера накачки полностью преобразуется в энергию излучения с частотой ω_3 , возможен обратный процесс передачи энергии от излучения с частотой ω_3 к излучению с

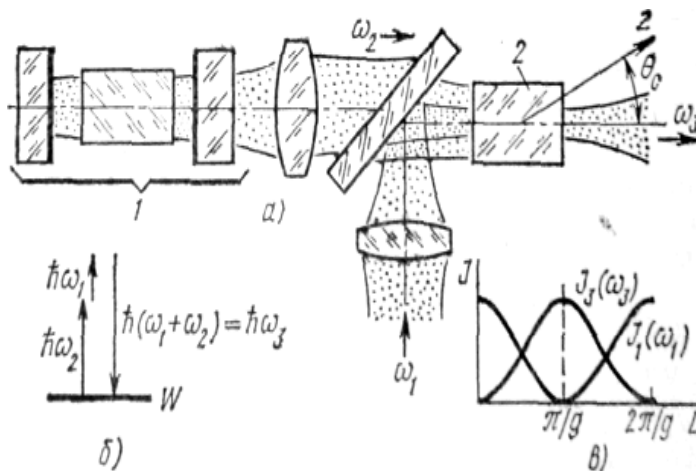


Рис. 8.3

частотами ω_2 и ω_1 .

Будем считать, что энергия излучения накачки велика и взаимодействие излучений не оказывает на нее влияния, т.е. $dE_2/dz=0$. При этом должно выполняться условие фазового синхронизма $\Delta k = 0$. Из уравнений (8.3)–(8.5) в отсутствие поглощения $\sigma_L = \sigma_2 = \sigma_3 = 0$ найдем

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\beta_C A_3; \quad \frac{dA_3}{dz} = -i\beta_C A_1, \quad (8.8)$$

где $A_{1,3} = E_{1,3} / \sqrt{\omega_{1,3}}$; $\beta_C = 0,5 \left[\frac{\omega_1 \omega_3 \mu_0}{\epsilon} \right]^{0,5} b E_2$.

Интегрируя (8.8) по длине нелинейной среды, получим

$$\left. \begin{aligned} A_1(z) &= A_1(0) \cos \beta_C z - i A_3(0) \sin \beta_C z \\ A_3(z) &= A_3(0) \cos \beta_C z - i A_1(0) \sin \beta_C z \end{aligned} \right\}; \quad (8.9)$$

Считая $A_3(0) = 0$ и переходя к интенсивности, определим

$$J_1(z) = J_1(0) \cos^2 \beta_C z; \quad J_3(z) = \frac{\omega_3}{\omega_1} J_1(0) \sin^2 \beta_C z. \quad (8.10)$$

Данные соотношения показывают, что энергия излучения на частоте ω_1 полностью переходит в энергию излучения на частоте ω_3 при критической длине $L_{кр} = \pi / 2\beta_C$. (8.11)

Если нелинейная среда обладает длиной $L > L_{кр}$, то энергия излучения ω_1 периодически преобразуется в энергию излучения с частотой ω_3 , и наоборот. Параметрическое преобразование частоты, таким образом, эффективно, если $L = L_{кр}$.

Параметрическое трехволновое взаимодействие, отличающееся от рассмотренного в разделе 8.3, имеет место, когда частота мощного излучения лазера накачки $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. В этом случае параметрическое преобразование сводится к усилению разностной частоты. Слабые сигналы на частотах ω_1 и ω_2 взаимодействуют в нелинейной среде с мощной волной накачки на частоте ω_3 и усиливаются. Если нелинейная среда помещена в резонатор, настроенный на частоту слабого сигнала, то система работает как параметрический резонаторный усилитель. Если потери в резонаторе могут быть скомпенсированы усилением, то усилитель с нелинейной средой самовозбуждается. Параметрический генератор может работать на любой из низкочастотных волн или излучать

обе волны одновременно, если система имеет двухволновой резонатор и условия самовозбуждения выполнены для обеих волн.

Параметрический усилитель. Такой усилитель (рис. 8.4, а, здесь: 1 — лазер накачки; 2 — нелинейная среда) представляет собой анизотропную нелинейную среду, в которой выполнены условия фазового синхронизма: $\Delta k = k_3 - (k_1 + k_2) = 0$, причем среда прозрачна для частот $\omega_1, \omega_2, \omega_3$. Если предположить, что изменением энергии лазера накачки можно пренебречь ($dE_3/dz = 0$), то уравнения (8.3)–(8.5) с учетом обозначений, аналогичных (8.8), примут вид

$$\frac{dA_1}{dz} = -\beta_n A_2^*; \quad \frac{dA_2}{dz} = -\beta_n A_1^*, \quad (8.12)$$

где

$$\beta_n = 0,5[\omega_1 \omega_2 / \varepsilon] b E_3.$$

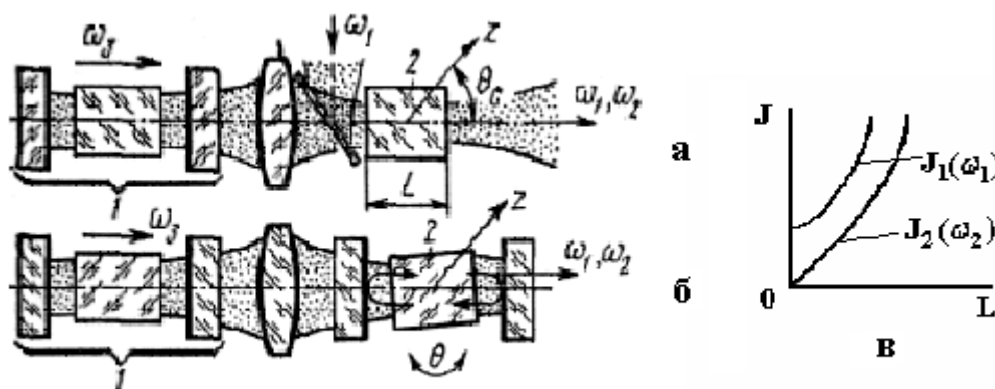


Рис. 8.4

Решая эти уравнения, найдем

$$A_1(z) = A_1(0) ch \beta_n z - i A_2^*(0) sh \beta_n z; \quad (8.13)$$

$$A_2(z) = A_{21}(0) ch \beta_n z - i A_1^*(0) sh \beta_n z. \quad (8.14)$$

Предполагая, что на вход усилителя подан слабый сигнал только одной частоты, например ω_1 , получим (рис. 8.4, б)

$$J_1(z) = J_1(0) ch^2(\beta_n z); \quad (8.15)$$

$$J_2(z) = J_1(0) sh^2(\beta_n z) \frac{\omega_2}{\omega_1}. \quad (8.16)$$

При больших значениях $\beta_n z$ интенсивность растет экспоненциально $e^{\beta_n z}$.

Параметрический генератор. Существуют различные оптические схемы параметрических генераторов света. Схема, показывающая принципиальную работу генератора, дана на рис. 8.5 (устройство для поворачивания нелинейного кристалла здесь не показано).

Схема не требует особых пояснений. Заметим только, что оба зеркала резонатора прозрачны на частоте волны накачки. Для более низких частот левое зеркало является полностью отражающим, а правое характеризуется некоторой прозрачностью.

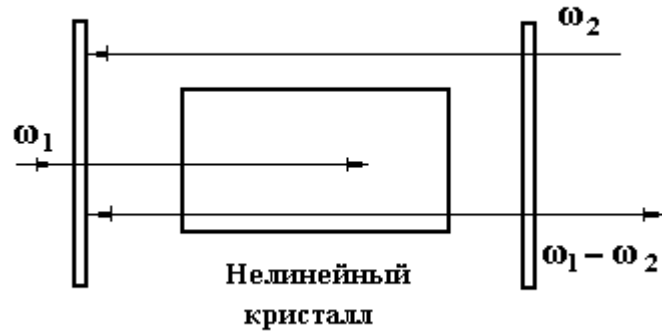


Рис. 8.5

В данной схеме генерируются одновременно обе световые волны — как на частоте ω_2 , так и на частоте $\omega_1 - \omega_2$. Используются также схемы, где генерируется только одна из этих волн; для другой волны специально создаются высокие потери, приводящие к срыву ее генерации.

Как уже отмечалось, при взаимодействии световых волн на частотах ω_1 и ω_2 в среде с нелинейной поляризацией может появиться световая волна на разностной частоте $\omega_1 - \omega_2$.

Поместим нелинейный кристалл между двумя зеркалами, образующими оптический резонатор. Ориентируем кристалл внутри резонатора так, чтобы направление синхронизма (для частот ω_2 и $\omega_1 - \omega_2$ совпадало с осью резонатора. Введем в такой резонатор вдоль его оси когерентную волну на частоте ω_1 , так называемую волну накачки. Эта световая волна должна быть достаточно интенсивной, чтобы могла проявиться нелинейность поляризации кристалла. Кроме того, в соответствии с условием синхронизма волна накачки должна быть определенным образом поляризована. Если все эти требования выполнены, в нелинейном кристалле будут происходить процессы, которые можно представить следующим образом. Мощная волна накачки на частоте ω_1 взаимодействует со слабым сигналом частоты ω_2 , который неизбежно присутствует в шуме, связанном с различными самопроизвольными пе-

реходами в кристалле (в шуме присутствуют сигналы практически на любых частотах). В результате этого взаимодействия переизлучается новая световая волна — волна на разностной частоте $\omega_1 - \omega_2$. Взаимодействие волны накачки с этой новой волной приводит в свою очередь к переизлучению волны на разностной частоте $\omega_1 - (\omega_1 - \omega_2)$ т.е. на частоте ω_2 . Таким образом, лазерный пучок частоты ω_1 преобразуется в нелинейном кристалле в два световых пучка — на частотах $\omega_1 - \omega_2$ и ω_2 . Это есть явление *параметрической генерации света* (термин взят из радиофизики). В существующих параметрических генераторах света удается преобразовать в новые световые волны до 40–50% мощности волны накачки.

Сумма частот двух новых световых волн, рождающихся в параметрическом генераторе света, равна частоте волны накачки. Можно сказать, что в данном случае происходит «разбиение» исходной частоты ω_1 на две составляющие: ω_2 и $\omega_1 - \omega_2$. Выбор конкретного разбиения (выбор конкретной частоты ω_2), разумеется, не случаен. Он зависит от того, как именно ориентирован в том или ином конкретном случае внутри резонатора нелинейный кристалл. Генерируются такие частоты ω_2 и $\omega_1 - \omega_2$, для которых направление синхронизма совпадает с осью резонатора.

Отсюда видно, что, изменяя ориентацию нелинейного кристалла внутри резонатора параметрического генератора света, можно управлять «разбиением» исходной частоты (частоты волны накачки) на составляющие частоты. Тем самым можно плавно и целенаправленно перестраивать частоту ω_2 (а значит, и частоту $\omega_1 - \omega_2$). С помощью специального устройства определенным образом слегка поворачивают нелинейный кристалл внутри резонатора, плавно изменяя угол между оптической осью кристалла и осью резонатора. При каждом конкретном значении этого угла будет генерироваться именно та комбинация частот ω_2 и $\omega_1 - \omega_2$, для которой направление синхронизма совпадает с направлением оси резонатора.

Использование высокодобротного резонатора (рис. 8.4, в) с зеркалами, имеющими коэффициенты отражения r_1 и r_2 , при

$$r_1 r_2 e^{2\beta L} = 1 \quad (8.17)$$

на частоте ω_1 или ω_2 приводит к самовозбуждению параметрического усилителя. Воспользуемся уравнениями (8.3) и (8.5), которые описывают взаимодействие трех бегущих волн. Зависимость амплитуд в поле стоячих волн в резонаторе можно получить подстановкой

$$\frac{d}{dz} - \frac{1}{c} \frac{d}{dt} = \sqrt{\mu_0 \epsilon} \frac{d}{dt} \quad (8.18)$$

в эти уравнения.

Условие самовозбуждения (8.17) запишем в виде

$$[E_3 b / \epsilon]^2 = 1 / Q_1 Q_2. \quad (8.19)$$

Выражение (8.19) показывает, что пороговое значение энергии накачки при генерации волн частотой ω_1 и ω_2 ниже, чем при генерации одной из них. Однако одновременная генерация двух волн значительно ухудшает стабильность параметров излучения параметрического генератора. Это обусловлено тем, что одновременное выполнение условия волнового синхронизма и совпадения резонансных частот резонатора с частотами, для которых равенство $\Delta k = 0$ выполнено, возможно только при высокой стабильности параметров резонатора.

Параметрические генераторы являются генераторами с очень широкой полосой перестройки частот. Теоретически возможна перестройка частот в диапазоне от 0 до ω_3 , однако практическая полоса перестройки частот генерации определяется диапазоном частот, для которого в данной нелинейной среде возможен пространственный волновой синхронизм. Технически перестройка частоты в параметрическом генераторе обычно осуществляется изменением ориентации анизотропной нелинейной среды относительно оптической оси резонатора и температуры нелинейной среды, а также с помощью электрооптических эффектов. При этом изменяется значение частот ω_1 и ω_2 , для которых условия волнового синхронизма оказываются выполненными.

Жесткие требования предъявляются к источнику накачки. Необходимо использовать генератор накачки с мощным одночастотным излучением и малой угловой расходимостью. Недостаточная временная и пространственная когерентность излучения генератора приводит к нарушению условий пространственного фазо-

вого синхронизма и, как следствие, снижению эффективности частотного преобразования.

В настоящее время достаточно широко применяют параметрические генераторы света на кристалле ниобата лития. Они накачиваются излучением лазера на гранате с неодимом или второй гармоникой излучения этого лазера. При накачке второй гармоникой (длина волны излучения накачки 0,53 мкм) удается осуществлять плавную перестройку длины волны когерентного света в диапазоне от 0,55 до примерно 3 мкм.

8.4 Обращение волнового фронта лазерного пучка

Существуют лазеры, генерирующие излучение с почти плоским волновым фронтом. К сожалению, это излучение имеет относительно низкую интенсивность. Для повышения интенсивности излучения надо пропустить лазерный луч сквозь каскад квантовых оптических усилителей — активных элементов, в которых за счет накачки обеспечена инверсная населенность уровней активных центров. Однако при этом заметно ухудшится когерентность луча. Из-за неоднородности свойств материала активных элементов, возникающих в них деформаций и ряда других факторов произойдет искажение волнового фронта лазерного пучка. Плоский вначале волновой фронт становится уже не плоским, а произвольным образом искаженным. Чем больше усилителей в каскаде на пути лазерного пучка, тем будет выше интенсивность пучка, но зато будут сильнее и искажения волнового фронта. Перед нами довольно распространенная ситуация: количественный выигрыш достигается ценой потери качества.

Отметим, что искажения волнового фронта наблюдаются при распространении световых пучков по любым оптическим трактам. Оптический тракт может состоять из каскада усилителей, но может представлять собой и просто естественную среду (воздушную или водную), через которую передают оптические сигналы. В последнем случае искажения волнового фронта вызываются турбулентностями и неоднородностями, которые всегда имеются в любой естественной среде.

Как получить количественный выигрыш без потери качества, как исправить искажения волнового фронта, накапливающиеся по мере распространения излучения по тому или иному оптическому тракту, как корректировать волновой фронт излучения? Можно это все выполнить, используя методы *адаптивной оптики* так называемое явление *обращения волнового фронта* в нелинейных средах. Рассмотрим понятие «обращение волнового фронта» с

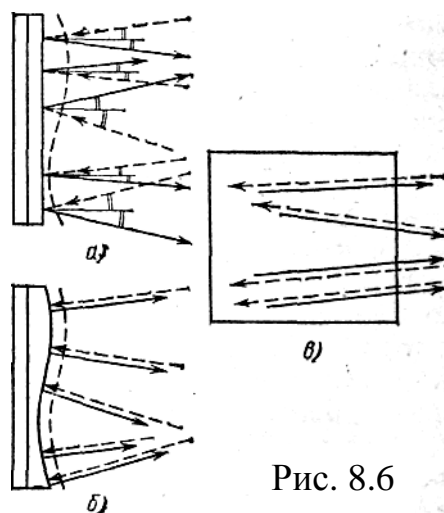


Рис. 8.6

помощью рис. 8.6. Предположим, что световой пучок с сильно искаженным фронтом отражается от обычного плоского зеркала. На рис. 8.6, *а* штриховой линией показано сечение такого фронта вблизи поверхности зеркала. Штриховые стрелки — это световые лучи, соответствующие изображенному фронту (напомним, что в каждой точке световой луч и поверхность волнового фронта взаимно перпендикулярны). При отражении от зеркала световые лучи изменяют свое направление в соответствии с законом отражения; отраженные лучи показаны на рисунке сплошными стрелками.

Теперь предположим, что вместо плоского зеркала используется совершенно необычное зеркало: форма его поверхности в точности копирует форму поверхности волнового фронта пучка, падающего на поверхность зеркала (рис. 8.6, *б*). Такое зеркало с гибкой поверхностью, которую можно «подстраивать» под форму падающего на зеркало волнового фронта, называют *адаптивным* (от слова «адаптироваться», что означает «приспосабливаться, подстраиваться»). При отражении от адаптивного зеркала каждый световой луч изменяет свое направление точно на 180° . В этом и состоит *обращение волнового фронта*. Обращенный волновой фронт (фронт, отраженный от адаптивного зеркала) имеет такую же форму, что и фронт, падающий на поверхность зеркала, но распространяется в обратном направлении — уже не к зеркалу, а от зеркала. Ясно, что каждый отраженный зеркалом световой луч будет иметь такую же траекторию, какую имел соответствующий луч, падающий на поверхность зеркала. Допустим, что на адаптивное зеркало падают лучи, вышедшие из лазера и прошедшие

через каскад оптических усилителей. Каждый отраженный адаптивным зеркалом луч вернется от зеркала через тот же каскад усилителей обратно к лазеру точно по такой же траектории, какую он описал ранее, распространяясь от лазера через усилители к зеркалу. А это означает, что, пройдя дважды через каскад усилителей (вперед и обратно), световой пучок будет иметь в итоге тот же волновой фронт, какой он имел, выходя из лазера. Обратив волновой фронт пучка, адаптивное зеркало выполнило тем самым необходимую корректировку, учитывающую искажения, вносимые каскадом усилителей. В результате мы получаем усиленное по мощности излучение, имеющее в то же время хороший (плоский) волновой фронт.

Однако каким образом можно на практике создать адаптивное зеркало, форма поверхности которого учитывала бы искажения волнового фронта, накапливающиеся в конкретном оптическом тракте? Оказывается, что создать такое зеркало совсем нетрудно, если воспользоваться некоторыми нелинейно-оптическими явлениями. Дело в том, что нелинейная среда способна при определенных условиях обращать волновой фронт светового пучка, посылаемого в эту среду. Иначе говоря, нелинейная среда может работать как адаптивное зеркало. При этом нет нужды выявлять, каким именно искажениям подвергся волновой фронт пучка; «нелинейное адаптивное зеркало» *автоматически* учитывает эти искажения, поскольку каждый световой луч, попавший в объем нелинейной *срi*, выйдет из нее обратно по той же самой траектории, по какой он распространялся, входя в среду (рис. 8.6, в). Таким образом, происходит не просто корректировка, а самокорректировка волнового фронта. Заметим, что термин «нелинейное зеркало» условен, так как на самом деле здесь нет какой-либо отражающей поверхности; «отражение» совершается в объеме нелинейной среды. Можно было бы указать несколько нелинейно-оптических явлений, позволяющих обращать волновой фронт. Так, возможно обращение фронта при взаимодействии световых волн в среде с нелинейной поляризацией. Для обращения фронта можно воспользоваться также рассеянием световой волны на сжатиях и разрежениях, возникающих в среде при распространении по ней звуковых волн. В данном случае обычно говорят о рассеянии световых волн на звуковых волнах. Это рассеяние изучал академик Л.П.

Мандельштам еще в 20-х годах двадцатого столетия; независимо от него в том же направлении работал французский физик Л. Бриллюэн. Поэтому рассеяние света на звуковых волнах в среде называют *рассеянием Мандельштама—Бриллюэна*.

Попадая в среду, световая волна рассеивается на звуковых волнах, которые порождаются тепловым движением молекул среды. Если рассеяние происходит на звуковой волне, распространяющейся попутно со световой волной, частота рассеянного света оказывается меньше частоты исходной световой волны на величину, равную частоте звука; такой рассеянный свет принято называть «стоксовым компонентом» (по имени английского физика Дж. Стокса). При рассеянии на встречной звуковой волне частота рассеянного света увеличивается — возникает «антистоксов компонент». Рассмотрим этот эффект подробнее.

Лазеры на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР). Мощное лазерное излучение с частотой ω при распространении в среде может вызвать интенсивные молекулярные колебания на частоте Ω , которые приводят к модуляции лазерного излучения, в результате чего появляются комбинационные составляющие на частотах $\omega + m\Omega$. Связанные колебания молекул и светового поля лежат в основе вынужденного комбинационного рассеяния. Уравнения связанных колебаний светового поля и молекул могут быть получены аналогично уравнениям (8.3)–(8.5). Волновые уравнения для лазерного излучения на частоте накачки ω_3 и на первой стоксовой частоте ω_1 ($m=L$) имеют вид:

$$\frac{dE_1}{dz} = -\gamma_1 E_1 - i\beta_{e1} E_3 X^* ; \quad (8.20)$$

$$\frac{dE_3}{dz} = -\gamma_3 E_{31} - i\beta_{e3} E_1 X^* ; \quad (8.21)$$

где нелинейная молекулярная поляризованность

$$P = \epsilon n \frac{\partial p}{\partial x} E X \quad (8.22)$$

является источником рассеянного излучения. Колебания n молекул с амплитудой $X(z, t)$ под действием напряженности электрического поля E световой волны вызывают динамическую поляризацию $\partial p / \partial x$ колебаний молекулы. Параметр γ описывает затухание

поля из-за потерь, а параметр $\beta_{ei} = \frac{k_i}{4} \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right) n \frac{\partial p}{\partial x}$ характеризует изменение амплитуды поля при вынужденном комбинационном рассеянии.

Усиление поля при ВКР согласно (8.54), вызывает колебания молекул с фазой, равной $(k_3 - k_1)z$, т.е. условия пространственного синхронизма, характерные для параметрического взаимодействия, при ВКР выполняются автоматически.

Наращение поля на первой стоксовой частоте вызывает сильное заселение первого колебательного уровня молекул, что приводит к появлению рассеяния лазерного излучения на антистоксовой частоте $\omega_2 = \omega_3 + \Omega$ с волновым вектором k_2 , подчиняющимся условию пространственного фазового синхронизма:

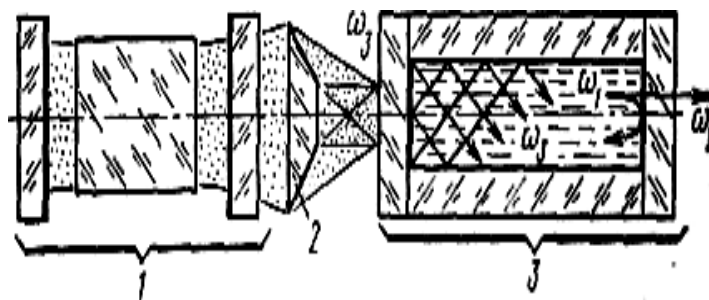


Рис. 8.7

$2k_3 = k_2 + k_1$.

(8.23)

Высокие коэффициенты усиления на стоксовой и антистоксовой комбинационных частотах позволяют осуществить генерацию в резонаторе, имеющем высокую добротность для этих частот. На рис. 8.7 изображена схема лазера на ВКР, где: 1 — лазер накачки; 2 — призмный растр; 3 — лазер на ВКР.

Лазер на ВКР содержит кювету с жидкостью или сжиженным газом, торцевые стенки которой являются резонатором на частоте рассеянного излучения, а боковые стенки — световодом излучения накачки.

Самофокусировка света. Известно, что по мере распространения в прозрачной среде световой пучок постепенно расширяется, его интенсивность падает. Такая картина всегда наблюдается в линейной оптике. В нелинейной же оптике картина распространения светового пучка в среде может выглядеть совсем иначе. Если интенсивность лазерного пучка превысит некоторое определенное для данной среды значение (около 10 Вт для органических жидкостей, 1–10 Вт для некоторых кристаллов и стекол), то такой

пучок, распространяясь в среде, будет не расширяться, а наоборот, стягиваться, превращаясь в очень тонкую световую «нить».

Это удивительное явление называют самофокусировкой света, так как оно напоминает фокусировку светового пучка обычной линзой.

В самых общих чертах самофокусировку света можно объяснить довольно просто. Дело в том, что показатель преломления среды с нелинейной поляризацией зависит от интенсивности света, распространяющегося по среде. Допустим, что показатель преломления растет с увеличением интенсивности света. Тогда вблизи оси лазерного пучка, где интенсивность наибольшая, будет наибольшим и показатель преломления. По мере приближения к боковой поверхности пучка показатель преломления будет постепенно уменьшаться. Известно, что в оптически неоднородной среде световые лучи искривляются таким образом, что их траектория всегда оказывается обращенной своей выпуклостью в сторону с меньшим значением показателя преломления (этим объясняются, кстати говоря, оптические миражи).

Значит, периферийные световые лучи в лазерном пучке будут в данном случае изгибаться, приближаясь к оси пучка (рис. 8.8). В результате световой пучок будет как бы фокусироваться. Это и приводит, в конечном счете, к стягиванию его в тонкую световую нить.

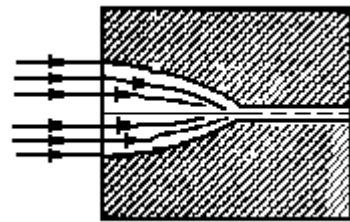


Рис. 8.8

8.5 Применение нелинейно-оптических эффектов

Нелинейная оптика определяет в значительной мере дальнейшее развитие лазерной техники. Будучи сама «рождена лазером», нелинейная оптика, в свою очередь, открывает перед лазерной техникой новые перспективы: так, для управления лазерным излучением используются различные нелинейно-оптические явления; для получения гигантских импульсов (лазеры с просветляющим фильтром, в котором «работает» явление просветления среды): для растягивания лазерных импульсов во времени (лазеры с отрицательной обратной связью, осуществляемой за счет двухфотонного поглощения света), для умножения частоты лазерного

излучения (умножители оптической частоты, называемые также генераторами оптических гармоник), для плавной перестройки частоты излучения (параметрические генераторы света) и т.д. Только при помощи генераторов оптических гармоник удалось заметно расширить освоенный диапазон когерентного излучения в сторону малых длин волн — до 0,01 мкм.

В практических схемах нередко используют в едином комплексе лазер, параметрический генератор света и генератор второй гармоники. Пример такой схемы для преобразования частоты лазерного излучения дан на рис. 8.9. В схему входят лазер, генерирующий излучение частоты ω , параметрический генератор света, с помощью которого частота излучения может плавно перестраиваться в некотором диапазоне — от ω до ω' (ясно, что $\omega' < \omega$), удвоитель частоты (генератор второй оптической гармоники), позволяющий получать излучение с частотой в диапазоне от $2\omega'$ до 2ω .



Рис. 8.9

В обычных схемах умножения частоты нелинейный кристалл, в котором рождается гармоника излучения, находится вне резонатора лазера. В настоящее время наряду с такими схемами используются также качественно иные схемы — когда нелинейный кристалл помещается внутрь лазерного резонатора (рис. 8.10). В этом случае применяют термин «внутрирезонаторная генерация гармоники». Ее обычно реализуют в лазерах с непрерывной накачкой. Зеркала резонатора полностью отражают излучение частоты ω , генерируемое в активном элементе, и частично пропускают излучение частоты 2ω , рождающееся в нелинейном кристалле.

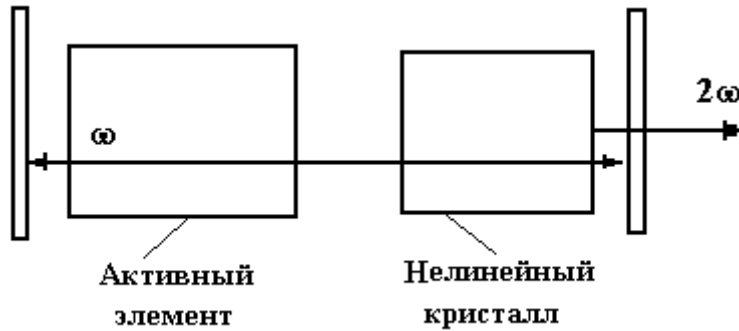


Рис. 8.10

Можно пойти дальше и попробовать не просто поместить активный элемент и нелинейный кристалл внутрь одного резонатора, но, более того, вообще совместить друг с другом активную и нелинейную среды. Речь идет о нелинейном кристалле, например ниобате лития, в который в качестве примеси введены активные центры. Подобные лазеры уже существуют. Их называют «лазерами с активно-нелинейными средами».

Большие возможности перед лазерной техникой открываются в связи с развитием методов адаптивной оптики. Используя нелинейные адаптивные зеркала, можно создавать лазеры, излучение которых будет одновременно и мощным, и высококогерентным.

Мы видим, таким образом, что нелинейная оптика широко вторгается в лазерную технику, открывая пути создания качественно новых генераторов когерентного оптического излучения. При этом успешно решаются задачи расширения освоенного диапазона частот, повышения интенсивности генерируемого излучения, улучшения его когерентных свойств.

Справка: к истории возникновения и развития нелинейной оптики. В 1923 г. советские физики С.И. Вавилов и В.Л. Левшин выполнили весьма интересный эксперимент. В опытах со светом высокой интенсивности (использовался искровой источник света) они наблюдали уменьшение коэффициента поглощения света в урановом стекле. При облучении стекла светом коэффициент поглощения уменьшался на 1,5 % (при погрешности измерения 0,3 %). Это был первый в мире нелинейно-оптический эксперимент. В нем впервые наблюдалось явление просветления среды в интенсивном световом поле.

Однако в те годы не приходилось рассчитывать на развертывание подобных исследований, поскольку отсутствовали источники мощного когерентного свет. Несмотря на это, С.И. Вавилов много размышлял о возможных исследованиях нелинейных явлений в оптике. Его исключительная научная интуиция, умение видеть на много лет вперед в полной мере проявились в монографии «Микроструктура света», вышедшей в 1951 г. В этой монографии были удивительно полно сформулированы основные задачи и намечены принципиальные пути развития нового направления в оптике. С.И. Вавилов дал этому направлению название *нелинейная оптика*.

9. ТРАНСФОРМАЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Основные теоретические сведения

Формирование заданного набора мод во многом определяется оптическими компонентами, входящими в состав устройств формирования и трансформации лазерного излучения. В качестве оптических компонентов могут быть применены зеркала разной кривизны, призмы, диафрагмы и другие более сложные структуры. Лазерный пучок преобразуют в процессе формирования или в свободном пространстве, пропуская через соответствующую оптическую систему. Поскольку при этом происходит изменение пространственного распределения пучка (т.е. пучок может быть сфокусирован или расширен), такое преобразование называют

пространственным. Другой способ преобразования, с которым также довольно часто приходится сталкиваться, имеет место, когда пучок пропускают через усилитель или цепочку усилителей. Такое преобразование будем называть амплитудным, т.е. главный эффект здесь состоит в изменении амплитуды пучка. Встречается также третий, менее тривиальный случай, когда в результате прохождения пучка через соответствующую нелинейную оптическую среду изменяется длина волны пучка (преобразование длины волны). Наконец, с помощью подходящего электрооптического или нелинейного элемента можно изменить форму выходного импульса лазера. Последний случай назовём временным преобразованием. Следует отметить, что во многих случаях все эти четыре типа преобразования оказываются взаимосвязанными.

Например, амплитудное преобразование длины волны нередко приводят к одновременным пространственным и временным преобразованиям.

Изменение пространственного и частотного спектра излучения при дифракции на этих структурах используют для создания волноводов, резонаторов, модуляторов, дефлекторов, устройств формирования и согласования мод различных оптических структур.

Распределение плотности излучения в сечении пучка представляет суперпозицию распределений, характерных для каждой моды. Каждой поперечной моде соответствует свое распределение интенсивности по сечению пучка излучения, которое зависит от вида симметрии сечения резонатора — двухосевой или центральной. Как правило, даже при круглых зеркалах и активном элементе цилиндрической формы распределение плотности излучения в сечении пучка соответствует системе с прямоугольной геометрией, так как различные радиальные направления оказываются неидентичными.

В резонаторе из плоских зеркал ($L/R \ll 1$) с прямоугольной апертурой нормированное распределение интенсивности на отражающих поверхностях для моды TEM_{mn} определяется выражением (для четных индексов моды):

$$I_{mn}(x, y) = \left\{ \cos \left[\frac{\pi(m+1) \cdot x}{2a \cdot \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{2\pi N_a}} \right)} \right] \right\}^2 \cdot \left\{ \cos \left[\frac{\pi(m+1) \cdot y}{2b \cdot \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{2\pi N_b}} \right)} \right] \right\}^2, \quad (9.1)$$

где m, n — индексы поперечной моды; x и y — текущие прямоугольные координаты в сечении пучка; $2a$ и $2b$ — размеры сечения резонатора по осям x и y ; N_a и N_b — числа Френеля, соответствующие характерным размерам сечения; $\beta = 0,24$ — параметр теории Вайнштейна. Для нечетных индексов моды \cos меняется на \sin .

В плоскопараллельном резонаторе с круглым сечением апертуры нормированное распределение интенсивности на отражающих поверхностях принимает другой вид:

$$I_{pl}(r, \varphi) = \left\{ J_p \left[\frac{v_{p(l+1)} r}{a \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{2\pi N}} \right)} \right] \right\}^2 \cos^2(l\varphi), \quad (9.2)$$

- где p и l — радиальный и угловой индексы моды; r и φ — текущие полярные координаты в сечении пучка; a — радиус сечения резонатора; N — число Френеля; J_p — функция Бесселя p -го порядка; $v_{p(l+1)}$ — $(l+1)$ -й корень функции Бесселя p -го порядка.
- Рассмотрим подробнее распределение интенсивности излучения для резонатора, составленного из сферических зеркал.
- Общее выражение, которое описывает нормированное распределение интенсивности в пятне для данной моды при прямоугольном сечении резонатора, имеет следующий вид:

$$I_{mn}(x, y) = H_m^2 \left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega} \right) H_n^2 \left(\sqrt{2} \frac{y}{\omega} \right) \exp \left(-2 \frac{x^2 + y^2}{\omega^2} \right), \quad (9.3)$$

где x и y — текущие прямоугольные координаты в сечении пучка; ω — параметр, характеризующий масштаб распределения интенсивности (расстояние от оси пучка до той точки, где интенсивность в сечении основной моды уменьшается в e^2 раз); H_m и H_n — полиномы Эрмита порядка, соответствующего индексу поперечной моды.

Для типов низших порядков полиномы Эрмита таковы:

$$\begin{aligned} H_0(\xi) &= 1, \\ H_1(\xi) &= 2\xi, \\ H_2(\xi) &= 4\xi^2 - 2, \\ H_3(\xi) &= 8\xi^2 - 12. \end{aligned} \quad (9.4)$$

Распределения интенсивности излучения, соответствующие низшим модам, показаны на рис. 9.1. Основная мода TEM_{00} имеет распределение, описываемое функцией Гаусса, симметрично расположенной относительно начала координат. Для последующих мод характерно более сложное распределение с симметричным чередованием максимумов и нулевых минимумов. Число минимумов в распределении равно соответствующему индексу моды, а число максимумов — на единицу больше. Периферийные максимумы распределения больше центральных.

Масштаб распределения как в случае прямоугольной, так и в случае цилиндрической симметрии резонатора определяется параметром ω . Величина ω равна расстоянию от оси пучка до той

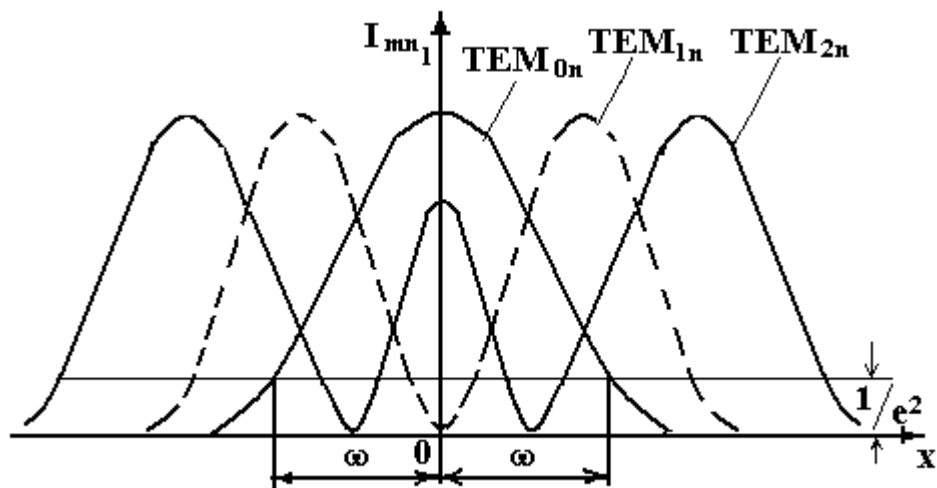


Рис. 9.1

точки, где интенсивность в сечении основной моды уменьшается в e^2 раз (амплитуда — в e раз).

При использовании лазеров в бытовой радиоаппаратуре важное практическое значение имеет размер пятна лазерного пучка на зеркале резонатора, либо на определённом расстоянии от выходного зеркала, поэтому рассмотрим пространственное преобразование пучка. Ограничимся рассмотрением распространения гауссова пучка низшего порядка в конфокальном резонаторе (Мода T_{00q}).

Резонатор называется конфокальным, если расстояние между зеркалами L , образующим резонатор, равно радиусу кривизны зеркал.

Конфигурация резонатора и сечение пучка определяют «размер пятна». Пучок имеет сечение с ми-

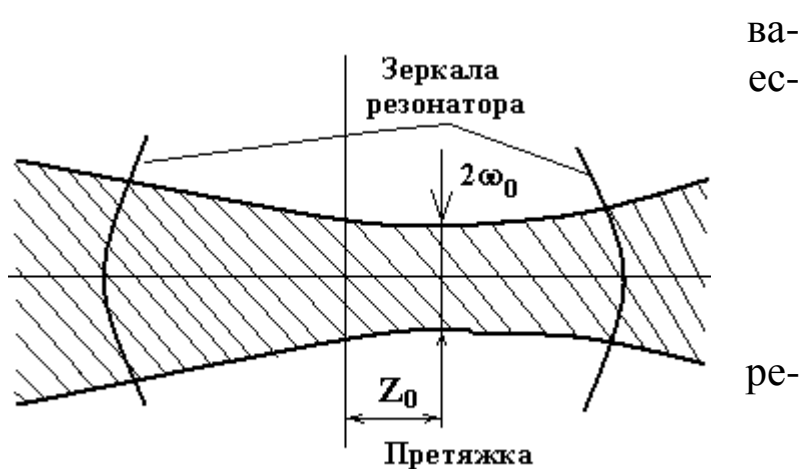


Рис. 9.2

нимальным размером пятна — так называемую «перетяжку» (рис. 9.2).

В резонаторе с одинаковыми зеркалами перетяжка совпадает с центральным сечением резонатора. Если зеркала резонатора разной кривизны, то перетяжка не совпадает с центральным сечением резонатора. Если одно зеркало плоское, то перетяжка совпадает с ним. Для выпукло-вогнутой конфигурации зеркал перетяжка находится вне резонатора. В общем случае перетяжка смещена от центрального сечения в сторону зеркала меньшей кривизны. Величину смещения перетяжки можно рассчитать по формуле:

$$z_0 = \frac{1}{2} L \left[\frac{1-v}{(1+v) - 2u\sqrt{v}} \right], \quad (9.5)$$

где L — расстояние между зеркалами; u и v — параметры конфигурации резонатора:

$$u = \sqrt{g_i g_k}, \quad v = \frac{g_k}{g_i}, \quad (9.6)$$

где g_i и g_k — обобщенные параметры резонатора, которые связаны с длиной резонатора и радиусами кривизны зеркал следующим образом ($g_i, g_k = 0,2-0,8$):

$$g_i = 1 - L/R_i \quad \text{и} \quad g_k = 1 - L/R_k. \quad (9.7)$$

Минимальный размер пятна ω_0 определяется параметрами резонатора и длиной волны излучения генерации:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{L}{k} \frac{\sqrt{1-u^2}}{\left(\frac{1+v}{2\sqrt{v}}\right)^{-u}}}, \quad (9.8)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, характеризующее излучение.

В практике расчетов принято пользоваться так называемым конфокальным параметром резонатора R_3 :

$$R_3 = L \frac{\sqrt{1-u^2}}{\left(\frac{1+v}{2\sqrt{v}}\right)^{-u}}. \quad (9.9)$$

Минимальный размер пятна определяется через конфокальный параметр следующим образом:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{R_9}{k}} \text{ или } \omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}}. \quad (9.10)$$

Размер пятна по обе стороны от перетяжки увеличивается по закону

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2z}{R_9}\right)^2}, \quad (9.11)$$

где z — текущая координата вдоль оси пучка, отсчитываемая от перетяжки.

Из формулы (9.11) следует, что зависимость

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) = f\left(\frac{2z}{R_9}\right)$$

является универсальной для любого резонатора. Следует помнить, что величина $\omega(z)$ дает действительный результат пятна (уменьшение интенсивности в e^2 раз) только для основной моды. Моды высших порядков имеют больший радиус пятна, который может быть найден из выражения (9.1) и (9.2).

Например, индексам 1 и 2 при прямоугольной симметрии резонатора соответствует радиус пятна $1,49\omega$ и $1,73\omega$ соответственно. Каждый размер соответствует данному индексу моды. Если мода имеет два различных индекса, то и размер пятна в обоих измерениях разный.

С увеличением расстояния до перетяжки размер пятна увеличивается. При $z \gg R_9$, как видно из формулы (9.11), размер пятна возрастает линейно, что позволяет ввести угол расхождения пучка ОКГ как предел отношения ω/z при координате z , стремящейся к бесконечности:

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\omega}{z} = \frac{2}{\sqrt{kR_9}}. \quad (9.12)$$

Величина θ определяет угол расхождения пучка основной моды в одну сторону от оси, отмечаемый по уровню уменьшения интенсивности в e^2 раз. Моды высших порядков характеризуются большими углами расхождения. Возрастание угла расхождения с увеличением индекса моды соответствует увеличению размера пятна.

Угол расхождения пучка основного колебания определяется по формуле:

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}, \quad (9.13)$$

где ω_0 — минимальный размер луча в резонаторе. Воспользуемся формулой для ω_0 (9.5) и при условии $R_1 = R_2 = L = d$, тогда:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}}.$$

При больших значениях конфокального параметра $R_{\text{Э}}$, когда резонатор близок к плоскопараллельному, получаем не соответствующие практике, заниженные величины угла расхождения. При больших значениях $R_{\text{Э}}$ необходимо учитывать дифракционное расхождение пучка и пользоваться для оценки угла расхождения соотношением

$$\theta_{\mu} = \frac{2\mu}{\sqrt{kR_{\text{Э}}}} + \frac{3,83}{ak}, \quad (9.14)$$

где a — радиус апертурной диафрагмы резонатора; μ — множитель, учитывающий индекс моды.

Если мода характеризуется двумя разными индексами или апертурная диафрагма не круглая, то пучок ОКГ имеет разное расхождение в различных меридиональных плоскостях.

Обратимся теперь к оценке кривизны волновой поверхности в пучке ОКГ. Общая зависимость радиуса кривизны от координаты z такова:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{R_{\text{Э}}}{2z} \right)^2 \right]. \quad (9.15)$$

Из анализа (9.15) видно, что с увеличением $|z|$ кривизна волнового фронта возрастает. Наименьший радиус кривизны соответствует сечению, где располагаются зеркала эквивалентного конфокального резонатора ($1/3 R_{\text{Э}}$). Радиус кривизны эквивалентного конфокального резонатора определяется следующим выражением:

$$R_{\text{Э}} = L \cdot \sqrt{\frac{1+g}{1-g}}. \quad (9.16)$$

При дальнейшем увеличении абсолютного значения координаты $|z|$ кривизна волновой поверхности уменьшается. Следует отметить, что в сечении зеркал резонатора кривизна волновой поверхности равна кривизне отражающих поверхностей.

Размер пятна основной моды в плоскости торца кюветы — в соответствии с формулами (9.10) и (9.11). Подставляя (9.10) в (9.11), получим

$$\omega(z) = \sqrt{\frac{R_э}{k}} \cdot \sqrt{1 + \frac{2z}{R_э}}. \quad (9.17)$$

Особенностью конфокального резонатора является то, что поверхности зеркал являются поверхностями равных фаз (в отличие от резонаторов с плоскими зеркалами).

Поверхности постоянной фазы с хорошей степенью точности являются сферическими с радиусом кривизны $R(z)$, значение которой, вместо (9.15), можно представить в виде:

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right). \quad (9.18)$$

Фаза волны $\varphi(z)$ равна:

$$\varphi(z) = \arctg\left(\frac{2z}{L}\right) = \arctg\left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right). \quad (9.19)$$

Знак величины $R(z)$ берётся положительным, если центр кривизны расположен слева от волнового фронта. В центре резонатора ($z=0$) $R = \infty$ и, следовательно, волновой фронт является плоским (что следует из соображений симметрии). Выражение (9.18) позволяет вычислить длину волны мод резонатора:

$$\frac{4L}{\lambda} = 2q + (1 + m + n),$$

где q — число длин волн, укладываемых на длине резонатора; m, n — число полуволн, укладываемых на поперечных координатах.

Рассмотрим особенности распространения гауссова пучка T_{00q} моды через систему линз. На

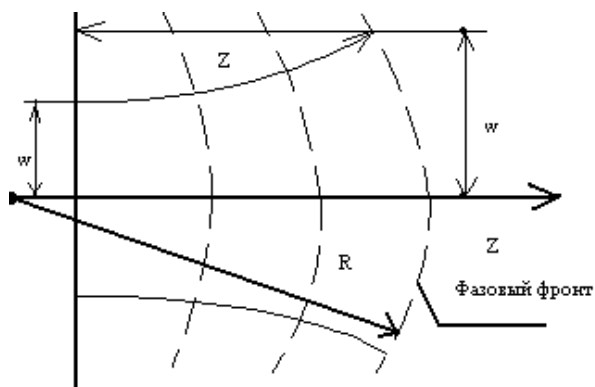


Рис. 9.3

рис. 9.3 показано, каким образом изменяются размер лазерного пятна и поверхности равных фаз в зависимости от расстояния z .

На рис. 9.4 показано поведение Гауссова пучка при его прохождении через линзу с фокусным расстоянием f .

Непосредственно перед линзой размер пучка ω_1 и радиус кривизны волнового фронта пучка в соответствии с выражениями (9.17), (9.18) можно записать:

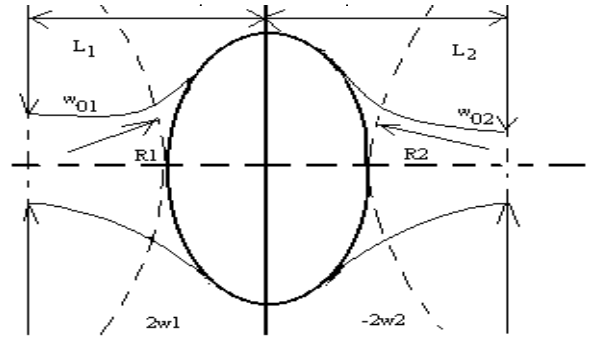


Рис. 9.4

$$\omega_1^2 = \omega_{01}^2 \left(1 + \left(\frac{L_1 \lambda}{\pi \omega_{01}^2} \right)^2 \right), \quad (9.20)$$

$$R_1 = L_1 \left(1 + \left(\frac{\pi \omega_{01}^2}{\lambda L_1} \right)^2 \right). \quad (9.21)$$

Следует заметить, что амплитудное распределение пучка при его прохождении через тонкую линзу должно оставаться неизменным, т.е. не должно быть скачкообразного изменения размера пятна. Таким образом, можно написать,

$$\omega_2 = \omega_1, \quad (9.22)$$

где ω_2 — размер пятна пучка после линзы. Для вычисления кривизны волнового фронта рассмотрим случай, когда через ту же линзу распространяется сферическая волна. Сферическая волна, испускаемая точечным источником (P_1), фокусируется линзой в точку изображения (P_2). Из геометрической оптики следует известное соотношение $\frac{1}{R_1} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f}$. Поскольку R_1 и R_2 — радиусы

кривизны двух сферических волновых фронтов непосредственно перед линзой и после неё равны p и $-q$ соответственно, можно записать:

$$\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} = \frac{1}{f}. \quad (9.23)$$

Таким образом, в соответствии с (9.21) сферическая линза преобразует радиус кривизны R_1 падающей волны в радиус кри-

визны R_2 выходящей волны. Радиус кривизны R_2 будет определяться формулой (9.21). Следовательно, мы имеем как амплитудное (с помощью формулы (9.22)), так и фазовое (с помощью (9.23)) распределения поля волны на выходе линзы. Эта волна имеет гауссово распределение по амплитуде и сферический волновой фронт, т.е. гауссов пучок остаётся таковым же и после того, как он пройдёт через систему тонких линз. Этот результат остаётся верным и в случае прохождения пучка через систему толстых линз (рассматривая её как совокупность тонких линз). Зная размер пятна и радиус кривизны после линзы, можно вычислить соответствующие величины в любой точке пространства. Например, размер пятна ω_{02} в новой перетяжке пучка и расстояние L_2 от линзы до этой перетяжки по формулам (9.20, 9.21) в обратном порядке:

$$L_1 = f \pm \left(\frac{\omega_{01}}{\omega_{01}} \right) \cdot (f^2 - f_0^2)^{\frac{1}{2}}, L_1 = f \pm \left(\frac{\omega_{02}}{\omega_{01}} \right) \cdot (f^2 - f_0^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (9.24)$$

где
$$f_0 = \frac{\pi \omega_{01} \omega_{02}}{\lambda}. \quad (9.25)$$

При этом в выражении (9.24) можно брать оба знака — либо плюс, либо минус. Выражения (9.24) весьма полезны при решении различных задач, связанных с распространением гауссова пучка.

Замечание: если первая перетяжка совпадает с первой фокальной плоскостью ($L_1=f$), то вторая перетяжка совпадает со второй фокальной плоскостью линзы ($L_2=f$). Однако в общем случае плоскости обеих перетяжек не связаны соотношением геометрической оптики (т.е. $\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \neq \frac{1}{f}$).

Наличие линзы (роль линзы могут сыграть подложки сферических зеркал) на пути распространения излучения ОКГ может существенно изменить характеристики пучка за линзой; при этом линза не влияет на модовую структуру пучка, а изменяет размер пятна и радиус кривизны волнового фронта.

Линза с фокусом f преобразует пучок так, что выполняются следующие соотношения:

$$\frac{R_3'}{f} = \frac{R_3/f}{\left(1 - \frac{d}{f}\right)^2 + \left(\frac{R_3}{2f}\right)^2}, \quad (9.26)$$

$$\left(1 - \frac{d'}{f}\right) = \frac{\left(1 - \frac{d}{f}\right)}{\left(1 - \frac{d}{f}\right)^2 + \left(\frac{R_3}{2f}\right)^2}, \quad (9.27)$$

где d — расстояние перетяжки от линзы, R_3 — конфокальный параметр для падающего пучка, а те же параметры для прошедшего через линзу пучка соответственно d' и R_3' .

10. ЭЛЕМЕНТЫ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Огромная информационная ёмкость каналов, высокая направленность излучения, получаемая при помощи оптических квантовых генераторов, обеспечивают возможность поддержания связи на огромных расстояниях и высокую помехозащищенность. Для реализации принципиальных возможностей оптических систем связи по передаче больших объемов информации при высокой помехоустойчивости важное значение имеет правильный выбор способа модуляции и отклонения света.

Устройства, позволяющие управлять амплитудой, фазой, частотой и поляризацией оптического излучения, называют модуляторами, а системы, управляющие направлением распространения светового потока, — дефлекторами.

В оптических линиях связи с использованием лазеров, когда необходимо ввести полезную информацию в лазерный луч, применяются модуляторы света; значительное место им отводится и в вычислительной технике.

Дефлекторы находят применение в информационной технике при хранении, обработке, передаче информации при создании телевизионного изображения. Следовательно, модуляторы, дефлекторы — важнейшие элементы оптоэлектронных устройств.

Совместное использование оптических модуляторов и дефлекторов позволяет создать новый класс оптических сканирующих устройств. Широкое развитие оптических информационных сканирующих устройств выдвигает повышенные требования к устройствам, осуществляющим пространственное управление оптическим лучом.

К настоящему времени созданы приборы, в основу работы которых положены электрооптические эффекты Поккельса и Керра, магнитооптический эффект Фарадея, акустооптический эффект и другие. Наиболее распространенный и перспективный класс таких элементов основан на электрооптическом эффекте. Эффект состоит в изменении показателя преломления вещества при наложении электрического поля.

Наиболее употребляемые кристаллы для электрооптических модуляторов: DKDP, DADP, BaTiO₃, KTa_xNb_{1-x}O₃, LiNbO₃, Ba_xSn_{1-x}Nb₂O₆. В последние годы особенно популярен LiNbO₃ и совершенствуется технология роста кристалла Sr_{0,75}Ba_{0,25}Nb₂O₆. Рассмотрим эффекты, применяемые в модуляторах и дефлекторах несколько подробнее.

10.1 Электрооптические модуляторы оптического излучения

Все модулирующие устройства оптического диапазона делятся на два больших класса: внешние и внутренние. Внешняя модуляция связана с модуляцией уже сформированного луча, покинувшего источник излучения. Внутренняя модуляция связана с изменением параметров лазера, т.е., по существу, управляет формированием процесса генерации.

Для внешней модуляции света используются электрооптический и магнитооптический эффекты, явления фотоупругости и фоторефракции, рассеяния света и переориентации доменов в жидких кристаллах.

Модуляция оптического сигнала — модуляция колебаний электромагнитного излучения оптического диапазона (видимого света, ультрафиолетового и инфракрасного излучений). При модуляции сигнала изменяются амплитуда и, следовательно, интенсивность, фаза, частота и поляризация световых колебаний. В лю-

бом из этих случаев, в конечном счёте, меняется совокупность частот, характеризующая излучение, — его гармонический состав. Модуляция сигнала позволяет «нагружать» световой поток информацией, которая переносится светом и затем извлекается и используется. В принципе количество информации, которую можно передать, модулируя колебания какого-либо вида, тем более велико, чем выше частота этих колебаний (в частности, потому, что с возрастанием частоты модулируемых колебаний — так называемой несущей частоты — появляется возможность увеличить ширину полосы частот модулирующих сигналов; частоты модулирующих колебаний должны быть меньше несущей). Частоты видимого света и всего диапазона оптического излучения значительно выше, чем у модулирующих колебаний, используемых для передачи информации. Это (а также нередко невозможность решить техническую или научную задачу, не используя оптическое излучение) обуславливает важность и перспективность модуляции света.

Во многих технических применениях частота модулирующего сигнала настолько мала по сравнению с частотой используемого оптического излучения, что изменение его гармонического состава пренебрежимо мало, и под модуляцией сигнала понимают периодическое или непериодическое изменение лишь интенсивности излучения. Простейшим, известным с древности примером такой модуляции сигнала является световая сигнализация с прерыванием светового потока. В современной технике при подобной модуляции сигнала часто важна форма оптических сигналов, которую выбирают наиболее удобной для выполнения конкретной задачи. Это могут быть кратковременные импульсы света, сигналы, близкие к прямоугольным, гармоническим и т.д.

Так называемая естественная модуляция сигнала происходит уже при испускании света элементарными излучателями (атомами, молекулами, ионами). Конечность времени «высвечивания» таких излучателей ($\sim 10^{-8} - 10^{-9}$ с) приводит к некоторому разбросу частот испускаемого ими излучения. Естественная модуляция сигнала имеет место также при рассеянии света и различных взаимодействиях излучателей между собой. Она позволяет изучать процессы как в отдельных излучателях, так и в их системах

(так, например, комбинационное рассеяние света, рассеяние Мандельштама—Бриллюэна).

Во многих случаях естественное световое излучение можно с достаточной степенью точности рассматривать как монохроматическое (как гармонические колебания одной единственной частоты) и модулировать его принудительно. Приёмники света всех типов реагируют только на изменение интенсивности света, т.е. амплитуды его колебаний. Поэтому на практике и частотную модуляцию сигнала (ЧМ), и фазовую (ФМ), и модуляцию по поляризации (ПМ) преобразуют тем или иным способом в амплитудную модуляцию сигнала (АМ) — либо непосредственно в схеме модулятора, либо перед фотоприёмником (т.н. гетеродинный приём). При этом гармонический состав амплитудно-модулированного света зависит от первоначального вида модуляционного сигнала и способа его преобразования в АМ.

Виды модуляции оптического излучения. Прежде всего, остановимся на способах внешней модуляции. Существует амплитудная, частотная, фазовая, поляризационная модуляции. За счет изменения каких параметров осуществляется фазовая, амплитудная, частотная, поляризационная модуляция?

Рассмотрим возможность осуществления той или иной модуляции. Распространение плоской электромагнитной волны в изотропной среде имеет вид

$$A = A_m e^{-\chi l} \cos(\omega t - (2\pi/\lambda) \cdot nl), \quad (10.1)$$

где A — электрический вектор электромагнитной волны;

A_m — амплитуда электрического вектора в момент вхождения в среду;

χ — коэффициент поглощения;

n — коэффициент преломления;

L — длина пути в среде;

ω , λ — соответственно циклическая частота и длина волны излучения.

Если управление параметром L и, в особенности, коэффициентом преломления n приводит к фазовой модуляции излучения, то изменение коэффициента поглощения χ приводит к чисто ам-

плитудной модуляции. Последняя возможность широко используется в полупроводниковых модуляторах.

Наибольшее распространение в настоящее время получили электрооптические модуляторы. Однако с их помощью непосредственно можно получить лишь фазовую модуляцию. Переход от фазовой модуляции к амплитудной или частотной можно совершить при помощи пассивного преобразователя, в качестве которого можно использовать двулучевой или многолучевой дифракционный или интерференционный оптический прибор.

Простейшими модуляторами света являются механические устройства, позволяющие прерывать на некоторые заданные интервалы времени световой поток. К ним относятся вращающиеся диски с отверстиями (обтюраторы), растры, колеблющиеся или вращающиеся заслонки, зеркала, призмы, а также устройства, в которых происходит управляемое модулирующим (не оптическим) сигналом нарушения оптического контакта. Для создания модуляторов света перспективны также прозрачные ферриты и антиферромагнетики.

Механические модуляторы обеспечивают максимальную прозрачность и глубину модуляции, но работают при частотах модулирующего сигнала не выше 10^7 Гц и не допускают быстрой перестройки частоты, узкополосны. Полупроводниковые модуляторы в принципе могут осуществлять модуляцию сигнала при частотах до 10^{10} – 10^{11} Гц с шириной полосы, ограничиваемой только параметрами радиотехнической схемы, однако глубина модуляционного сигнала в таких модуляторах и их общая эффективность невелики вследствие большого поглощения света в полупроводниках и малой электрической прочности полупроводниковых материалов.

Электрооптические модуляторы оптического излучения. Они основаны на явлении двулучепреломления в анизотропных средах. При распространении света в оптически изотропных средах диэлектрическую проницаемость среды можно считать скалярной величиной. Связь между компонентами векторов электрической индукции \vec{D} и напряжённостью электрического поля \vec{E} является простой $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, т.е. \vec{D} и \vec{E} параллельны. Для анизотропных сред связь между \vec{D} и \vec{E} является более сложной:

$\vec{D} = \hat{\epsilon}\vec{E}$, где девять величин тензора электрической проницаемости ϵ_{ij} являются постоянными среды (но зависят от частоты ω и от температуры T). В общем случае векторы \vec{D} и \vec{E} неколлинеарны.

Изучением распространения света в анизотропных средах занимается кристаллооптика. Знание её законов необходимо в оптоэлектронике для решения задач в случае электро-, магнито- и акустооптической модуляции света. При использовании электрооптического эффекта применяют либо схемы, в которых АМ является результатом интерференции двух или нескольких ФМ-лучей света, либо поляризационные схемы, в которых ФМ двух взаимно перпендикулярных составляющих линейно-поляризованного света приводит к ПМ, а её преобразование в АМ осуществляется в анализаторе (Керра ячейка, Поляризация света, Поляризационные приборы).

Существует целый ряд физических эффектов, которые позволяют управлять величиной коэффициента преломления среды. Наибольшее значение среди них имеют электрооптические эффекты, т.е. эффекты, связанные с зависимостью коэффициентов преломления от напряженности приложенного к среде электрического поля.

1. Электрооптический эффект $n = f(E)$.

а) линейный — эффект Поккельса, при этом закон изменения показателя преломления описывается $n = n_0 + \text{const } E$;

б) квадратичный электрооптический эффект Керра, когда $n = n_0 + \text{const } E^2$.

2. Магнитооптический эффект $n = f(H)$ $n \pm n_- = \text{const } H$, где n_+ и n_- — коэффициенты преломления среды, поляризованные по правому и левому кругу.

3. Пьезоэффект — создание упругих напряжений с помощью ультразвукового поля или удара. Пьезоэлектрические свойства наблюдаются в кристаллах, где разность $(n_0 - n_E) \sim E$. Такие среды обладают электрооптическим эффектом (эффектом Поккельса). Пьезоэлектрические свойства — безинерционны и используются как быстроедействующие затворы.

Для характеристики электрооптического эффекта вводится понятие «полуволновое напряжение» (U_π), т.е. величина прикла-

дываемого напряжения, при которой фаза выходящего из кристалла света изменяется на 180° . При продольном эффекте (поле прикладывается параллельно направлению луча) напряжение U_π не зависит от размеров кристалла. Поперечный эффект (поле перпендикулярно лучу) дает широкие возможности уменьшения управляющего напряжения.

Модуляция света на основе линейного электрооптического эффекта. Линейным электрооптическим эффектом называется изменение показателя преломления вещества пропорционально электрическому полю. Это явление, называемое эффектом Поккельса, имеет место только в пьезокристаллах. Рассмотрим явление этого эффекта для примера на одноосных кристаллах типа ADP и KDP, у которых из 18 компонент тензора $[r_{kn}]$ не равны нулю лишь три: $r_{52} = r_{41}$ и r_{63} .

Оптические свойства анизотропной среды характеризуются коэффициентами преломления n_x, n_y, n_z . В прозрачной среде n_x, n_y, n_z — действительные числа. В поглощающих средах — комплексные, причем мнимая часть определяет поглощение.

С помощью коэффициентов преломления можно определить некоторую поверхность второго порядка, если воспользоваться специальной системой координат (кристаллографической); ее ориентация в пространстве определится осями симметрии монокристалла:

$$(x/n_x)^2 + (y/n_y)^2 + (z/n_z)^2 = 1. \quad (10.2)$$

Уравнение (10.2) является канонической формой общего уравнения эллипсоида, который называют эллипсоидом показателей преломления (рис. 10.1).

Изотропной средой называется среда, характеризуемая одним коэффициентом $n_0 = n_x = n_y = n_z$.

Эллипсоид показателей преломления в этом случае вырождается в шар, а оптические свойства среды не зависят от направления луча.

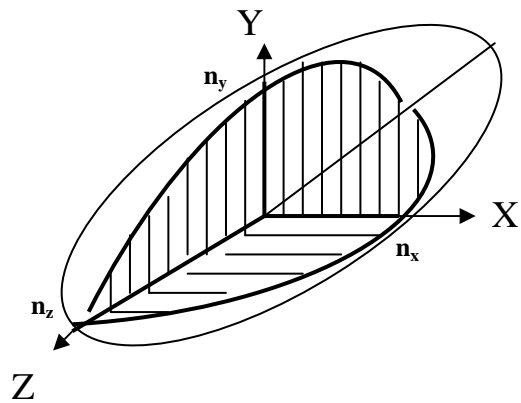


Рис. 10.1

В изотропных веществах (жидкость, стекло, некоторые кристаллы) анизотропия может возникнуть под действием внешнего электромагнитного поля.

Свет, проходящий через такую среду, становится эллиптически поляризованным.

Многие кристаллы относятся к классу оптически одноосных сред. Такие среды характеризуются двумя коэффициентами преломления.

Луч, проходящий через оптическую одноосную среду, разделяется на обыкновенный и необыкновенный $n_0 = n_x = n_y$ и $n_e = n_z$, где n_0 — коэффициент преломления обыкновенного луча, n_e — необыкновенного луча, распространяющиеся по различным направлениям с разной фазовой скоростью. Коэффициент преломления n_0 — поляризован перпендикулярно плоскости, проходящей через оптическую ось кристалла и направление распространения луча, n_e — поляризован параллельно этой плоскости. Скорости обыкновенного и необыкновенного лучей определяются из следующих выражений

$$v_0 = c/n_0 \quad v_e = c/n_e,$$

где c — скорость света, n_0 — показатель преломления.

Эллипсоид показателей преломления одноосной среды — эллипсоид вращения; осью вращения является кристаллографическая ось или — оптическая ось среды — ось z . Луч, произвольно распространяющийся в оптически одноосной среде, разделяется на два луча: обыкновенный и необыкновенный; исключением является луч, параллельный оптической оси.

Среды, характеризующиеся тремя различными коэффициентами преломления $n_x \neq n_y \neq n_z$, называются двуосными.

Как видно из уравнения (10.2), коэффициенты преломления n_x , n_y , n_z являются главными полуосями эллипсоида показателей преломления. Большую роль в определении оптических свойств анизотропной среды играют и полуоси эллипсов сечения эллипсоида показателей преломления плоскостью, проходящей через начало кристаллографической системы координат.

Фазовая модуляция. Наиболее часто для модуляции сигнала используют эффекты, приводящие к изменению преломления показателя оптической среды под действием внешнего поля (мо-

дулирующего сигнала). Электрооптические эффекты — Керра эффект и Поггеля эффект; магнитооптические эффекты — Фарадея эффект. В модуляторах, работающих на этих эффектах, происходит ФМ света с последующим преобразованием её в АМ; поэтому их называют также фазовыми ячейками. Частоты модулирующих сигналов в большинстве оптических сред, заполняющих фазовые ячейки, могут достигать 10^{11} Гц.

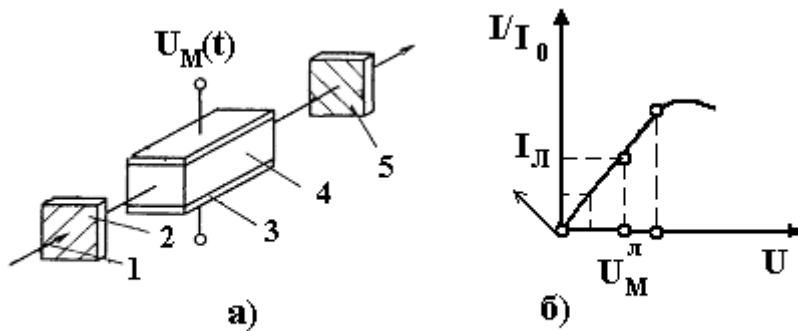


Рис. 10.2

Один из простейших твердотельных электрооптических интегральных модуляторов излучения с фазовой ячейкой и поляроидами показан на рис. 10.2, а, где введены обозначения: 1 — оптическое излучение, 2 — поляризатор, 3 — электроды, 4 — электрооптический кристалл, 5 — анализатор. В нем установлена фазовая ячейка с поперечной геометрией (вектор поля совпадает с направлением распространения волны). Для преобразования фазовой модуляции в амплитудную служат поляризатор 2 и анализатор 5, главные плоскости которых скрещены и составляют с собственными направлениями осей электрооптического кристалла некоторый угол. В отсутствие управляющего поля излучение через такую систему не проходит. Наличие двойного лучепреломления, возникающего при наложении управляющего поля, приводит к превращению плоско-поляризованного света в эллиптически поляризованный. При разности фаз лучей, равной π , световой поток, проходящий через такое устройство, будет максимальным. Модуляционная характеристика электрооптического модулятора имеет вид (рис. 10.2, б) и описывается формулой:

$$I(t) = I_0(t) \sin^2 \left(\frac{\pi U_m(t)}{2U_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right), \quad (10.3)$$

где $I(t)$ и $I_0(t)$ — интенсивности излучения на выходе и входе модулятора соответственно; $U_m(f)$ — амплитуда управляющего напряжения; $U_{\lambda/2} = 2dU_o/L$; U_o — параметр, зависящий от электрооптических характеристик кристалла, имеющий смысл полуволнового напряжения, d — расстояние между электродами, L — длина фазовой ячейки, Φ_0 — постоянный фазовый сдвиг, зависящий от естественной анизотропии среды. Анизотропию среды компенсируют введением дополнительной фазовой ячейки, развернутой относительно первой на некоторый угол.

Использование в данном модуляторе фазовой ячейки с поперечной геометрией связано с необходимостью снизить требуемое напряжение модулирующего сигнала по сравнению с обычной фазовой ячейкой (продольной). U_o для большинства веществ равно нескольким киловольтам и более. Например, при модуляции с помощью KDP даже с глубиной 5 % модулирующее напряжение должно быть порядка 750 В. Значительные напряжения, требуемые для модуляции, ведут к заметному увеличению массы аппаратуры и снижают ее экономичность. Поэтому длинные модуляторы с поперечной геометрией, в которых напряжение снижено в $2L/d$ раз по сравнению с продольными модуляторами, весьма перспективны.

Фазовая модуляция для электрооптического эффекта естественна. При переменном приложенном напряжении меняется также частота выходящего излучения, особенно при сверхвысоких частотах (модуляторы этого типа более применимы для систем связи, нежели для информационных систем).

При падении на кристалл плоско поляризованного света всегда можно выбрать условия для выгодного использования обыкновенного и необыкновенного лучей, когда на выходе кристалла сохраняется линейная (не эллиптическая) поляризация, в том числе с поворотом на 90° . Используя поляризаторы, системы с полным внутренним отражением или интерференционные системы, легко получить модуляцию света по интенсивности. На се-

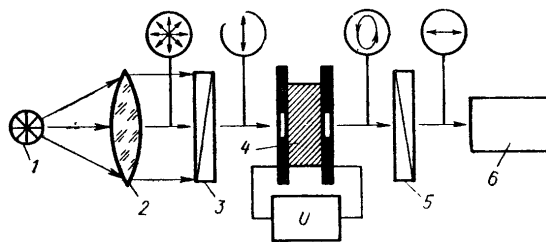


Рис. 10.3

годняшний день самым сильным эффектом обладают кристаллы $\text{Sr}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{Nb}_2\text{O}_6$ ($U_\pi = 37$ В). На рис. 10.3 представлена типичная принципиальная конструкция электрооптического модулятора. На рисунке: 1 — источник света; 2 — коллиматор; 3 — поляризатор; 4 — электрооптический кристалл с электродами; 5 — анализатор; 6 — фотоприемник.

Амплитудная модуляция. При отсутствии напряжения поляризация света на выходе из кристалла совпадает с исходной. При изменении напряжения на кристалле осуществляется модуляция поляризации света (фазовая модуляция).

Когда падающий на кристалл свет поляризован линейно вдоль направления ОХ, можно осуществить модуляцию поляризации света, при этом разность фаз φ равна

$$\varphi = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} (n_{x'} - n_{y'}) \cdot l = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \cdot U, \quad (10.4)$$

где $U = E \cdot l$, при этом коэффициент модуляции будет определяться параметром φ . Пропустив модулированный таким образом свет через анализатор, получим амплитудно-модулированный свет. Интенсивность света на выходе системы равна

$$I = I_0 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right), \quad (10.5)$$

где I_0 — интенсивность падающего света.

$$\text{В этом случае, } \varphi = \varphi_0 + \pi \cdot n_0^3 \cdot r_{41} \frac{l}{h} \cdot U, \quad (10.6)$$

где $\varphi = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} (n_l - n_0) \cdot l$.

Модуляция света на основе квадратичного электрооптического эффекта (эффект Керра). Линейный электрооптический эффект имеет место только в кристаллах, лишенных центра симметрии. Однако для целей модуляции могут быть успешно применены и среды, обладающие центром симметрии. В них существует так называемый квадратичный электрооптический эффект, состоящий в том, что изменение показателя преломления вещества пропорционально квадрату электрического поля.

Наибольшим квадратичным эффектом обладают кристаллы группы перовскитов ABO_3 и жидкости — нитробензол и сероуглерод.

Рассмотрим квадратичный электрооптический эффект в жидкостях. В отсутствии электрического поля жидкости представляют собой аморфную среду. При наложении поля эта среда приобретает свойства одноосного кристалла с оптической осью, направленной вдоль электрического поля. В этом случае скорость распространения света в жидкости зависит от направления его поляризации. Разность фаз на пути L между компонентами света, поляризованными вдоль электрического поля и перпендикулярно полю, будет:

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o) = 2\pi V l E^2, \quad (10.7)$$

где V — постоянная Керра.

Таким образом, как для перовскитов, так и для жидкостей характерна квадратичная зависимость разности фаз от модулирующего напряжения U , приложенного к соответствующей электрооптической среде, т.е.

$$\Gamma \approx E^2 \approx U^2. \quad (10.8)$$

Жидкокристаллические модуляторы. В последнее время ведутся интенсивные работы по созданию жидкокристаллических модуляторов, как интегральных, так и пространственных. Они обладают высокой надежностью, экономичностью, малыми габаритами и массой, а также возможностью реализации широкоформатных экранов-модуляторов. Динамические характеристики жидкокристаллических материалов зависят от состава вещества, приложенного напряжения и оцениваются временем включения-выключения ячейки, равным 1–100 мс. Применяемые на практике жидкие кристаллы перекрывают спектральный диапазон $\lambda_m = 0,3\text{--}2$ мкм и работают при температурах от -60 до $+60^\circ\text{C}$.

В жидкокристаллическом модуляторе (рис. 10.5) используется в основном эффект динамического рассеяния излучения, возникающий при приложении к жидкому кристаллу 2 напряжения с помощью двух плоских прозрачных электродов 3, 6. Жидкий кристалл помещен между герметизирующими прокладками 4; а вся система находится между прозрачными пластинами 1 и 5.

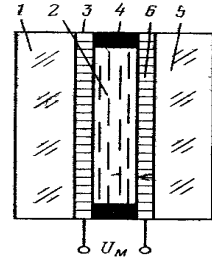


Рис. 10.5

При увеличении напряжения кристалл мутнеет, становится матовым и рассеивает падающее излучение.

Такая ячейка может плавно ослаблять излучение на два порядка при изменении напряжения на электродах от 5 до 50 В. Потери излучения в отсутствие напряжения на кристалле не превышают нескольких процентов.

Оптико-электрические модуляторы распределения выполняют в основном в виде мозаичных и матричных устройств, составленных из описанных ячеек. Они осуществляют дискретное (в пространстве) преобразование интенсивности входного излучения.

Модуляция света, основанная на изменении подвижности носителей. Экспериментально установлено, что при увеличении электрического поля ток через полупроводник возрастает медленнее, чем поле. Это связано с относительным уменьшением подвижности носителей. Но изменение подвижности сопровождается изменением коэффициента поглощения. При этом оптическое поглощение определяется не статической подвижностью $\mu = v/E$, а **градиентом dv/dE** , т.е. быстротой изменения дрейфовой скорости v с увеличением приложенного поля E .

Результаты, полученные Ганном при воздействии на германий сильных электрических полей, показывают, что, начиная с порядка $5 \cdot 10^3$ В/см, дальнейшее увеличение поля не вызывает изменения дрейфовой скорости электронов. Таким образом, величину dv/dE практически можно изменять примерно в 20 раз, что дает основания надеяться осуществить эффективную модуляцию света.

Поскольку изменение подвижности носителей связано с получением ими избыточной энергии за счет приложенного поля, постоянная времени процесса определяется временем рассеяния

этой энергии при соударениях. Обычно это время порядка 10^{-11} с, т.е. достаточно мало.

Основная трудность осуществления модуляции света, основанной на изменении подвижности носителей, связана с рассеиванием в образце огромной мощности, выделяемой в низкоомном полупроводнике полями в тысячи вольт на сантиметр. Повышение же удельного сопротивления сопровождается снижением числа носителей и эффективности модуляции.

Модулятор с инжекцией носителей. Наиболее эффективным методом увеличения концентрации свободных носителей в полупроводниковом материале является инжекция через р-п-переход, к которому приложено напряжение в прямом направлении.

Модулятор с обедненным слоем. Другой способ модуляции света, основанный на изменении концентрации свободных носителей, состоит в использовании обратно смещенного р-п-перехода.

Внутренняя модуляция. В заключение — несколько слов о внутренней модуляции источников излучения. Методы, основанные на управлении излучением за счет изменения параметров лазера, получили название методов внутренней модуляции света. Изменение соответствующих параметров лазера может привести как к амплитудной, так и частотной модуляции его излучения. Внесение в резонатор переменных потерь приводит к амплитудной модуляции излучения. При периодическом изменении оптической длины резонатора или смещении центра линии излучения активной среды происходит частотная модуляция лазерного излучения.

При периодическом изменении параметров лазера внешней силой частоты Ω возможны два режима работы. Если частота Ω близка к разности частот двух генерируемых лазером мод $\Delta\omega$, то под воздействием внешнего сигнала начинается эффективное взаимодействие между модами. В результате этого взаимодействия устанавливается синхронный режим работы лазера. Когда частота Ω далека от $\Delta\omega$, каждая мода лазера изменяется под воздействием внешнего сигнала независимо. Это несинхронный режим внутренней модуляции.

Использование внутренней модуляции позволяет в ряде случаев значительно снизить модулирующие мощности. Кроме того, при внутреннем управлении лазером возможно получение импульсных режимов с длительностью импульсов порядка 10^{-9} с, причем мощность в импульсе превышает мощность лазера, работающего в непрерывном режиме.

Введение внутрь лазера управляющего элемента облегчает также решение проблемы сканирования света. Можно получать большие углы отклонения при малых управляющих напряжениях.

Способ внутренней модуляции оптического излучения зависит от типа используемого излучателя. Как известно, источники оптического излучения можно разделить на пять классов: тепловые, газоразрядные, электролюминесцентные, полупроводниковые инжекционные (светодиоды) и лазеры. Наиболее широкими энергетическими, спектральными и динамическими характеристиками обладают лазеры, однако они сравнительно дороги и громоздки (за исключением полупроводниковых лазеров), и их применение в ОЭСИТ вряд ли оправдано. Среди остальных источников наибольшей мощностью обладают газоразрядные излучатели (до 100 кВт), но они имеют плохие динамические характеристики ($\tau \geq 10^{-2}$ с) и сложные схемы управления излучением. Инерционность тепловых источников зависит от параметров нити накаливания и колеблется от 10^{-1} до 10^{-3} с; отдаваемый ими световой поток составляет 0,05–20 000 лм. Электролюминесцентные излучатели выполняются на основе порошков ZnS+Cu или сублимированных пленок ZnS+Mn, могут быть изготовлены в виде плоских панелей. Их яркость 10^2 – 10^3 кд/м², время разгорания 10^{-2} – 10^{-3} с, время затухания свечения 10^{-4} – 10^{-5} с.

Без сомнения, наиболее перспективный класс источников излучения — светодиоды. Выпускаемые отечественной промышленностью светодиоды имеют свечение в инфракрасной (0,9–1,2 мкм), красной (0,7 мкм), желтой (0,59 мкм) и зеленой (0,56 мкм) областях спектра. Светодиоды обладают хорошими динамическими характеристиками процесса модуляции излучения ($\tau = L_0^{-5} \div L_0^{-8}$ с) и простой реализации (путем изменения рабочего тока от 10^{-1} до 10^{-2} А при $U_{\text{упр}} = 1$ –10 В). Яркостные параметры светодиодов лежат в пределах 10–600 кд/м², долговечность 10000 ч, габариты малы. Свето-

диоды хорошо согласуются с интегральными схемами по питанию и с фотоприемниками из Si, CdS и CdSE по спектральным характеристикам. Однако светодиоды при изменении температуры заметно меняют свои спектральные и яркостные характеристики.

Главными параметрами, характеризующими АМ-света, являются: основная частота и ширина полосы частот модулирующего сигнала, глубина модуляции $m = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ (I — световой поток), а также абсолютное значение амплитуды модуляции и прозрачность модулятора (от них зависит мощность сигнала, регистрируемого приёмником). Внутреннюю АМ-света осуществляют, например, меняя по требуемому закону напряжение и ток питания искусственных источников излучения. Наиболее эффективен этот метод для газоразрядных источников света и полупроводниковых излучателей. Внутренняя модуляция сигнала широко применяется также в лазерах.

10.2 Модуляция света акустическими волнами

Акустооптический эффект заключается в изменении показателя преломления среды под действием упругих напряжений, вызванных акустическими (ультразвуковыми и гиперзвуковыми) волнами в этой среде. В твёрдых телах (в отличие от жидкостей и газов) при этом дополнительно возникает двойное лучепреломление. Периодическое изменение направления распространения света в жидкости при прохождении через неё низкочастотной ультразвуковой волны приводит к сканированию светового луча. В поле высокочастотной акустической волны микропериодические изменения показателя преломления образуют структуру, представляющую для света фазовую дифракционную решётку. Дифракция света на бегущей или стоячей акустической волне позволяет осуществить АМ света. В твёрдых телах возможна АМ-света с помощью акустических волн и в поляризационных схемах за счёт двойного лучепреломления. Область частот модулирующих сигналов при акустооптических методах обширна (вплоть до СВЧ-диапазона), однако из-за малой скорости звука по сравнению со скоростью света ширина полосы частот невелика — не более $1,2 \cdot 10^6$ Гц.

Общая эффективность модулятора света (МС) в значительной степени зависит от параметров световых пучков.

На основе явления фотоупругости созданы акустооптические модуляторы света (АОМ), которые находят широкое применение в оптических системах, осуществляющих одно- и многоканальный спектральный анализ, в дефлекторах лазерного излучения различного назначения, акустооптических фильтрах, акустооптических устройствах по обработке сигналов антенных решеток, корреляторах радиолокационных сигналов. При обработке сигналов, поступающих с антенных решеток в оптическую систему одновременно с формированием диаграмм направленности всех целей, находящихся в заданном секторе пространства, осуществляется спектральный анализ поступающей информации благодаря многоканальности АОМ и наличию памяти. Можно использовать еще два физических эффекта, связанных с расщеплением спектральных линий под действием магнитного и электрического полей (эффекты Зеемана и Штарка). Кроме того, широко используются методы внутренней модуляции, связанные с непосредственным воздействием на процесс генерации оптического излучения в лазерах. Все перечисленные физические эффекты применяются также при отклонении лазерного излучения.

В основе работы акустооптических устройств лежит взаимодействие звуковых и световых волн в результате которого происходят модуляция или отклонение светового потока.

Изменение показателя преломления вещества возможно не только при воздействии электрических и магнитных полей, но и при механических деформациях упругой среды. Распространяющаяся ультразвуковая волна сопровождается механическими напряжениями среды. Это явление носит название фотоупругости. Вследствие эффекта фотоупругости, который присущ всем твердым и жидким телам, механические напряжения вызывают деформацию атомов и молекул среды, что приводит к изменению показателя преломления. Так как скорость распространения упругой деформации значительно меньше скорости света в среде, то создание однородных акустических полей возможно лишь на очень низких частотах. Поэтому при периодическом изменении упругих деформаций в кристалле акустическое поле обычно является неоднородным по сечению светового пучка. Модулирующее

поле периодически не только во времени, но и в пространстве, т.е. модуляция осуществляется акустическими волнами. Если модуляция производится на собственных частотах кристалла (стоячая акустическая волна), то деформации резко увеличиваются, что снижает потребляемую модулятором мощность. Использование в фотоупругих модуляторах стоячей волны, давая значительный выигрыш по модулирующей мощности, резко сужает полосу частот. Поэтому такие модуляторы находят применение в узкополосных системах, например в дальномерех.

Рассмотрим подробнее дифракцию света на ультразвуковых волнах. Явление дифракции может быть рассмотрено с помощью волнового уравнения для напряженности электрического поля световой волны:

$$\Delta^2 \cdot E - \mu \frac{d^2}{dt^2} (\epsilon E) = 0, \quad (10.9)$$

Уравнения световых волн в этой системе определяют зависимость между амплитудами падающей и дифрагированной волн при их распространении в возмущенной среде.

Качественно явление дифракции света на ультразвуковых волнах можно объяснить следующим образом. Ультразвуковая волна, распространяясь в твердом теле или жидкости, создает локальные сжатия и разряжения среды. Вследствие эффекта фотоупругости в среде образуются периодические слои с отличающимся показателем преломления. Эти слои движутся со скоростью звука. Период слоистой структуры равен длине ультразвуковой волны. Эта периодическая структура играет роль дифракционной решетки для световой волны. При прохождении света через такую структуру возникает дифракция.

Изменения показателя преломления, вызванные действием электрического поля или механического напряжения, вызываемого действием упругих деформаций, сопровождающих упругую волну, можно выразить следующим образом

$$\Delta n = -n^3 p S^C / 2, \quad (10.10)$$

где p — упругооптическая постоянная, S^C — амплитуда деформаций.

Если плотность энергии упругой деформации

$$q = C S^C / 2 = \rho_{3e} v_{3e}^2 S^C / 2, \quad (10.11)$$

где C — модуль упругости; $\rho_{зв}$ — плотность материала звукопровода; v — скорость звука, то акустическая мощность, излучаемая пьезопреобразователем в звукопровод, будет равна

$$P_{ак} = qv_{зв}Lb = Lbv_{зв}^3\rho_{зв}S^C/2, \quad (10.12)$$

где b, L — ширина и длина звукового столба, излучаемого пьезопреобразователем.

Определяя из (10.50) амплитуду деформаций и подставляя ее значение в (10.48), находим приращение показателя преломления, вызываемое ультразвуковой волной:

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^2p\sqrt{\frac{2P_{ак}}{Lb\rho_{зв}v_{зв}^3}}, \quad (10.13)$$

Изменение показателя преломления приводит к изменению оптической длины пути в кристалле и, таким образом, к изменению фазы световой волны на величину

$$\Psi = (d\Psi / dL)L = (2\pi / \lambda) \cdot L\Delta n, \quad (10.14)$$

где λ — длина световой волны в звукопроводе (Ψ — индекс фазовой модуляции).

Подставляя (10.13) в (10.14), получаем

$$\Psi = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{2\frac{L}{b} \frac{n^6 p^2}{\rho_{зв} v_{зв}^3} P_{ак}}. \quad (10.15)$$

Если длина звуковой волны велика, а направление падающего света параллельно фронтам акустической волны, и его путь через звукопровод мал, то падающий свет разделяется на много пучков различного порядка m . Этот вид дифракции получил название дифракции Рамана-Ната, рис. 10.6. В случае бегущей волны интенсивность света в 1-м дифракционном порядке $I = I_0 J_1(\Psi)$, где I_0 — интенсивность падающего света, J_1 — функция Бесселя 1-го порядка. С учетом (10.15)

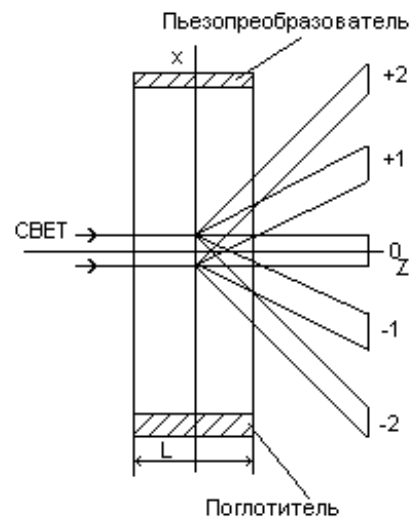


Рис. 10.6 — Дифракция Рамана-Ната

$$I_1 = I_0 J_1 \left(\frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n \right). \quad (10.16)$$

При малых индексах фазовой модуляции

$$I_1 = I_0 J_1 \left(\frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n \right). \quad (10.17)$$

Используя (10.16), запишем (10.17) в виде

$$I_1 = I_0 \frac{\pi L}{\lambda} \sqrt{2 \frac{l}{b} \frac{n^6 p^2}{\rho_{зв} v_{зв}^3} P_{ак}}$$

или

$$I_1 = I_0 \frac{\pi L}{\lambda} \sqrt{M_2 \frac{l}{b} P_{ак}}. \quad (10.18)$$

Таким образом, интенсивность света в дифракционных максимумах зависит от акустооптического качества M_2 , акустооптической мощности, излучаемой в звукопровод пьезопреобразователем, и геометрических размеров акустического столба в звукопроводе. Акустическая мощность, выражаемая через амплитуду смещения частиц звукопровода в волне U_i .

$$P_{ак} = Z_{зв} \Omega^2 U_i^2 b L / 2, \quad (10.19)$$

где $Z_{зв}$ — акустооптическое сопротивление материала звукопровода; Ω — циклическая частота ультразвукового сигнала.

Амплитуда смещения частиц звукопровода без учета потерь в материале, соединяющем пьезопреобразователь со звукопроводом, имеет вид:

$$U_i = (4d_{ij} / \pi^2) U Q_m, \quad (10.20)$$

где d_{ij} — пьезомодуль материала пьезопреобразователя (справочные данные); U — управляющее электрическое напряжение; Q_m — механическая добротность пьезоэлектрического излучателя. Подставляя (10.20) в (10.19), получаем

$$P_{ак} = 6,4 b L Z_{зв} f_{ак}^2 d_{ij}^2 \theta_m^2 U^2,$$

где $f_{ак}$ — резонансная частота пьезопреобразователя.

Таким образом, акустическая мощность, излучаемая пьезопреобразователем в звукопровод, определяется размерами пьезопреобразователя, его пьезоэлектрическими свойствами, механической добротностью и акустическим сопротивлением материала звукопровода.

Для выявления особенностей конструирования и работы акустооптических устройств с требуемыми параметрами следует остановиться более подробно на различных режимах дифракции света на ультразвуке.

Дифракция Рамана-Ната. Дифракция Рамана-Ната наблюдается на низких звуковых частотах и при не слишком большой длине взаимодействия (глубине акустического поля), когда диаметр светового пучка $D_{вх}$ (рис. 10.7) значительно больше длины акустической ($D_{вх} \gg \Lambda$) Угол между направлением распространения света и фронтом акустической волны равен 90° .

Дифракционный спектр Рамана-Ната представляет расположенные симметрично по обе стороны от прошедшего пучка равноотстоящие друг от друга дифракционные максимумы. Угловое направление дифракционных максимумов (рис. 10.7) относительно нулевого (соответствующего прямо прошедшему свету) определяется формулой

$$\sin(\theta_m) = \frac{m\lambda}{\Lambda} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (10.21)$$

где θ_m —угловое направление на дифракционный максимум m -го порядка; Λ — длина звуковой волны; λ — длина световой волны в веществе.

Знак «+» (см. рис. 10.6) соответствует максимумам, которые расположены с той стороны, куда отражается свет от фронтов звуковой волны. Физическая интерпретация дифракции Рамана-Ната состоит в следующем. При неизменной длине волны света на низких звуковых частотах при малой длине взаимодействия направление распространения падающего света остается прямолинейным и оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя преломления, влияет только на одну фазу света, прошедшего через акустический столб. Для света роль акустической волны в этом случае сводится к созданию движущейся со

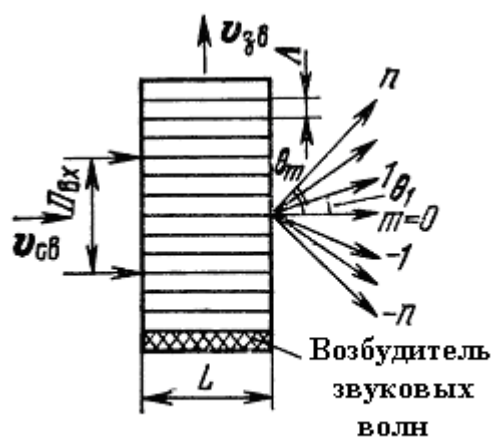


Рис. 10.7

скоростью звука фазовой решетки с периодом, равным периоду звуковой волны. Это соответствует законам дифракции на обычной фазовой решетке и объясняет наличие симметрично расположенных максимумов.

При использовании бегущих акустических волн фазовая решетка в среде движется со скоростью звука. При использовании стоячей звуковой волны период фазовой решетки равен $\Lambda / 2$; с учетом неравенства $c/v_{зв} \gg 1$, где c — скорость света; «фазовую решетку» можно считать практически неподвижной для распространяющейся световой волны.

Поскольку скорость звуковой волны много меньше скорости света в среде, то можно считать, что в каждый момент времени свет будет взаимодействовать с неподвижной средой, у которой коэффициент преломления меняется от точки к точке. Оптические лучи, проходящие через различные участки модулятора, испытывают различные фазовые сдвиги:

$$\psi(x) = \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot n(x) \cdot L. \quad (10.22)$$

Таким образом, световая волна, выходящая из модулятора, представляет собой пространственно-модулированную по фазе волну, отображающую форму входного сигнала.

Дифракция Брэгга. Дифракция Брэгга (рис. 10.8) имеет место на высоких частотах при большой длине взаимодействия света с акустической волной, когда пучок света падает на бегущую акустическую волну не нормально к направлению распространения звука, а под небольшим углом φ , то при условии $D_{ex} \gg \Lambda$ наблюдается дифракция с ярко выраженной дискриминацией дифракционных максимумов высшего порядка.

Свет испытывает как фазовые, так и амплитудные возмущения, и происходит постепенный переход от дифракции на фазовой решетке (дифракции Рамана-Ната) к рассеянию на объемной периодической структуре (дифракции Брэгга). Рассмотрим это понятие подробнее. На рис. 10.8 показано взаимодействие световой волны с акустически возмущенной средой при $D_{ex} \gg \Lambda$, $\varphi = \arcsin(\lambda / 2\Lambda)$. На высоких

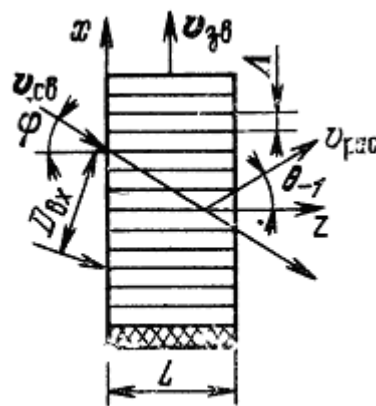


Рис. 10.8

частотах и при значительной глубине акустического поля, акустооптическое взаимодействие целиком приобретает объемный характер, и происходит селективное (выборочное) отражение света под углом Брэгга от движущейся периодической структуры, созданной ультразвуковой волной.

Достоинством дифракции Брэгга является перекачка всей дифрагированной энергии в один дифракционный максимум, что позволяет реализовать устройства с перекрытием по частоте $F_{\max}/F_{\min} < 2$.

Еще одна особенность в том, что на расходящихся звуковых пучках дифракция Брэгга будет иметь место в конечной полосе частот.

Дифракция Брэгга в изотропной среде. Пусть плоская монохроматическая волна падает на гиперзвуковой пучок, ограниченный по Z и распространяющийся в направлении X , под небольшим углом θ (рис. 10.8). При условии $D_{\text{вх}} \gg \Lambda$ наблюдается дифракция с ярко выраженной дискриминацией дифракционных максимумов высшего порядка. Если для длины взаимодействия L и угла θ выполняются условия

$$\pi L \lambda / \Lambda^2 \gg 1, \quad (10.23)$$

где λ — длина волны оптического диапазона, то, практически, все падающее излучение дифрагирует в один дифракционный максимум с направлением

$$\theta_{-1} = -\arcsin(\lambda/\Lambda). \quad (10.24)$$

Соотношения (10.23) и (10.24) выделяют условия дифракции Брэгга и указывают на возможность управления дифракционными явлениями путем изменения интенсивности звуковой волны и ее длины волны. Модуляция параметров акустической волны приведет к модуляции параметров фазовой решетки и, следовательно, к изменению параметров дифрагированного оптического излучения, которое обнаруживается при прохождении его через пространственные или поляризацион-

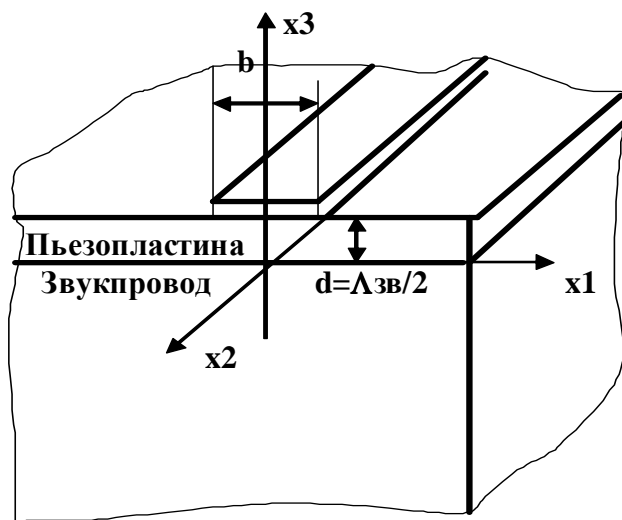


Рис. 10.9

ные фильтры. Изменяются не только амплитудные и фазовые характеристики оптического пучка, направление его распространения, но и поляризационное состояние, так как дифракция в анизотропных средах сопровождается поворотом плоскости поляризации рассеянной (дифрагированной) волны. На рис. 10.9 изображен акустооптический модулятор.

10.3 Дефлекторы оптического излучения

Для управления оптическим лучом в пространстве могут быть использованы основные явления и законы геометрической и физической оптики. Теория геометрической оптики основывается на законах прямолинейного распространения света в однородной среде, отражения и преломления (рефракции) света на границе двух сред, а также законе сохранения энергии.

Методы пространственного управления лучом можно классифицировать по различным признакам: характеру взаимодействия светового пучка с активной средой дефлектора; физическим явлениям, лежащим в основе управления параметрами отклоняющих сред дефлекторов; характеру отклонения луча; расположению управляющих элементов относительно источника излучения.

По характеру взаимодействия светового пучка с активной средой дефлекторы могут быть классифицированы по следующим группам: преломляющие, отражательные, дифракционные, двулучепреломляющие, интерференционные.

В основе отражательных и преломляющих, плавных и дискретных, внутренних и внешних методов управления оптическим лучом могут лежать различные физические явления. В этой главе будут рассмотрены только внешние методы управления лучом в пространстве, основанные на изменении показателя преломления под воздействием ультразвука.

Общие сведения о дефлекторах светового луча. Устройства, позволяющие управлять направлением распространения оптических лучей, называются дефлекторами. Отклоняющая система может быть механической, электрооптической и акустооптической.

По функциональному назначению дефлекторы делятся на приборы непрерывного и дискретного отклонения луча.

Параметры и характеристики дефлектора. Дадим краткую характеристику наиболее важных параметров дефлектора. Некоторые из них более подробно рассмотрим в приведенных примерах.

Закон сканирования определяет характер движения луча, который может быть линейным, синусоидальным, пилообразным и т.д.

Амплитуда угла отклонения $\nabla\alpha$ характеризует максимальное угловое перемещение луча. Она выражается в радианах (в системе СИ) или градусах.

Угловая расходимость светового луча для непрерывных дефлекторов.

Разрешающая способность оценивается числом элементов разрешения N , определяющим число различных направлений луча, укладываемых в пределах угла отклонения $\nabla\alpha$.

Частота сканирования f_c [Гц] определяет число периодов колебаний луча при его пространственном перемещении за 1 с. Одни дефлекторы работают на одной частоте, другие в диапазоне частот $f_{c1} - f_{c2}$. Диапазон частот сканирования является одним из важнейших параметров устройств сканирования.

Полоса пропускания Δf характеризует качество дефлектора и оценивается произведением частоты сканирования на разрешающую способность.

Быстродействие дефлектора t_∂ [с] определяет скорость изменения пространственного положения луча при его переходе с одного элемента разрешения на соседний.

Равномерность движения луча при его сканировании дефлектором оценивается коэффициентом равномерности:

$$k_{\text{равн}} = \vartheta_{\text{min}} / \vartheta_{\text{max}}, \quad (10.25)$$

где ϑ_{min} и ϑ_{max} — минимальная и максимальная скорости движения луча.

Допустимая линейная апертура $D_{\text{вх}}$ определяет максимальные значения разрешающей способности, полосы пропускания и в некоторых случаях быстродействия дефлекторов.

Допустимая угловая расходимость $\gamma_{\text{вх}}$.

Спектральный оптический диапазон $\Delta\lambda$ характеризует диапазон длин волн оптического излучения.

Оптические потери в дефлекторе определяются коэффициентом пропускания τ потока излучения:

$$\tau = \frac{\Phi_{\text{вых}}}{\Phi_{\text{вх}}} = \frac{I_{\text{вых}}}{I_{\text{вх}}}, \quad (10.26)$$

где $\Phi_{\text{вых}}$ и $\Phi_{\text{вх}}$ — потоки излучения, выходящие из дефлектора и входящие в него; $I_{\text{вых}}$ и $I_{\text{вх}}$ — плотности потока излучения на входе и выходе дефлектора.

Оптическая плотность материала, отнесенная к слою материала толщиной в 1 см, называется коэффициентом поглощения K [см^{-1}].

$$D = \ln\left(\frac{1}{\tau}\right) = \ln(I_{\text{вх}} / I_{\text{вых}}). \quad (10.27)$$

Электрическое напряжение u_{max} и ток i_{max} определяют электрические параметры дефлектора, при которых достигается максимальный угол отклонения или разрешающая способность дефлектора.

Чувствительность по отклонению \bar{S} характеризует величину угла отклонения светового пучка или количество элементов разрешения при управляющем воздействии определенной величины. Если, например, дефлектор управляется изменением электрического напряжения, тогда

$$\bar{S}_u = \frac{\Delta\alpha}{U} \left[\frac{\text{рад}}{B} \right] \quad \text{или} \quad \bar{S} = \frac{N}{U} \left[\frac{\text{эл}}{B} \right]. \quad (10.28)$$

Частотная характеристика выражает зависимость:

$$N=f(f), \quad \Delta\alpha=f(f).$$

На основании этой характеристики может быть выбрана рабочая частота сканирования луча f_c или же рабочий диапазон частот $f_{c1} - f_{c2}$.

Амплитудная характеристика дефлектора определяет зависимость амплитуды угла отклонения луча или числа элементов разрешения от потребляемой электрической мощности $P_{\text{эл}}$, подводимого электрического напряжения и потребляемого электрического тока i :

$$N = f(P_{\text{эл}}); \quad \Delta\alpha = f(P_{\text{эл}}); \quad N = f(u); \\ \Delta\alpha = f(u); \quad N = f(i); \quad \Delta\alpha = f(i).$$

Вольт-амперная характеристика выражает зависимость величины потребляемого дефлектором тока от прикладываемого

электрического напряжения: $i = f(u)$. Эта характеристика дает возможность определить входное сопротивление дефлектора.

Принцип действия преломляющих дефлекторов

Принцип действия дефлекторов оптического излучения основан на явлении управления преломлением излучения в неоднородной среде. При диаметре светового пучка, меньшем длины звуковой волны ($D_{\text{ex}} \ll \Lambda$), излучение по мере прохождения через среду испытывает рефракцию (рис. 10.11). Угол рефракции определяется градиентом показателя преломления.

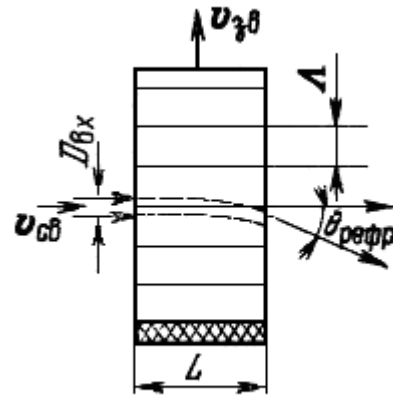


Рис. 10.11

Траектории световых пучков в неоднородной среде существенно зависят от характера изменения показателя преломления и масштаба его изменения по сравнению с длиной волны падающего света. Преломление света — изменение направления распространения оптических волн в среде, в которой размеры неоднородностей Λ значительно больше длины волны излучения, т.е. $\Lambda \gg \lambda$.

Это условие позволяет применять законы геометрической оптики при расчете параметров рефракционных дефлекторов света. Если в среде существует градиент показателя преломления в направлении, перпендикулярном к направлению излучения, то нормально падающий луч будет отклоняться от своего первоначального направления в сторону возрастания показателя преломления.

10.4 Применение элементов управления оптическим излучением

Применение модуляторов и дефлекторов. Появление лазеров — вследствие свойственной их излучению высокой степени монохроматичности, малой расходимости и большой энергетической светимости — позволило создать экономичные и эффектив-

ные модуляторы по схемам, совершенно непригодным для некогерентных источников света. Оказалось возможным применить некоторые методы внешней модуляции для внутренней модуляции лазеров (модулируя добротность их открытых резонаторов или — в полупроводниковых лазерах и газовых лазерах — импульсное питание). Модулирование сигнала в лазерах используют не только для ввода информации, но и для увеличения мощности излучения (в ряде случаев — на несколько порядков). В твердотельных лазерах, работающих в режиме модуляции добротности резонаторов с помощью ячеек («затворов»), наполненных просветляющимися (при облучении мощным световым пучком) жидкостями, получены наиболее короткие из известных световых импульсов — длительностью $\sim 10^{-11}$ – 10^{-12} с, что соответствует полосе частот 10^{11} – 10^{10} Гц.

Модуляция сигналов широко применяется в научных исследованиях, в частности при изучении процессов, возбуждаемых светом в веществе, — люминесценции, фотопроводимости, фотохимических реакций; в оптической локации, служащей для измерения расстояний и скоростей движущихся объектов (например: в светодальномерах, электрооптических дальномерам, в системах оптической связи, оптической звукозаписи, в оптоэлектронике, фототелеграфии и телевидении; при измерении и сравнении световых потоков; измерении малых и сверхмалых (до 10^{-12} – 10^{-13} с) промежутков времени). Кодирование, декодирование и запись информации с помощью модуляции сигналов используется в вычислительной технике. Акустические методы применяются в аналоговых вычислительных машинах.

При решении ряда радиотехнических задач возникает необходимость одновременного анализа нескольких радиосигналов в широкой полосе частот и большом динамическом диапазоне (ДД). Динамический диапазон спектроанализаторов, использующих решетку фотодетекторов, как правило, составляет не более 30 дБ, так как отношение амплитуды тока насыщения к уровню шума у таких детекторов не превышает 10. Существенное увеличение ДД может быть достигнуто при использовании интерференционной техники. Мощность выходного сигнала фотодетектора в таком анализаторе пропорциональна мощности входного сигнала АОМ, что приводит к уменьшению ДД устройств последетекторной об-

работки сигналов. Дальнейшее увеличение ДД, а также скорости считывания при параллельной обработке достигается при использовании волоконной решетки при регистрации спектра в выходной фокальной плоскости. По каждому волокну сигнал передается на индивидуальный фотодиод и усилитель. Сочетание волоконной решетки с гетеродинным детектированием позволяет поднять ДД акустических спектроанализаторов до 60 дБ.

Для расширения полосы анализируемых частот можно использовать набор одноканальных АОМ или многоканальный АОМ, выполненный на одном звукопроводе.

Разработаны акустооптические анализаторы спектра на объемных акустических волнах со следующими параметрами: ширина полосы анализа 1 ГГц, разрешающая способность 1 МГц, ДД 30 дБ, объем аппаратуры с источником питания менее 0,003 м³. Существует акустооптический приемник радиосигналов со средней частотой 2,8 ГГц и шириной полосы анализа 884 МГц. Приемник имеет ДД 45 дБ, время когерентного накопления 0,5...50 мс, точность измерения частоты ± 250 кГц.

Классические акустооптические спектроанализаторы

Спектральный анализ является одним из основных методов исследования радиосигналов. Важной характеристикой систем, осуществляющих спектральный анализ, является возможность работы в реальном масштабе времени. При этом последовательность спектров может вычисляться одновременно по перекрывающимся во времени сигналам. Такой режим работы спектро-анализатора отличается от избирательного, когда для всей полосы анализируемых частот применяется один перестраиваемый узкополосный фильтр. При исследовании сигналов в реальном масштабе времени предполагается, что анализ спектра выполняется за время, меньшее, чем необходимо для заполнения всей апертуры устройства ввода входными данными.

Сейчас разработаны эффективные цифровые алгоритмы, значительно снижающие трудоемкость спектрального анализа. Спектральный анализ в реальном масштабе времени для сигналов с шириной спектра менее 2 МГц выполняется, как правило, с помощью специализированных цифровых устройств. При обработке

сигналов с шириной спектра более 10 МГц значительно возрастает объем и стоимость цифровой аппаратуры, поэтому перспективным является применение акустооптических процессоров.

Разработаны акустооптические анализаторы спектра на объемных акустических волнах со следующими параметрами: ширина полосы анализа 1 ГГц, разрешающая способность 1 МГц, ДД 30 дБ, объем аппаратуры с источником питания менее 0,003 м³. Существует акустооптический приемник радиосигналов со средней частотой 2,8 ГГц и шириной полосы анализа 884 МГц. Приемник имеет ДД 45 дБ, время когерентного накопления 0,5...50 мс, точность измерения частоты ± 250 кГц.

Акустооптические спектроанализаторы в зависимости от переменной интегрирования при выполнении преобразования Фурье могут быть разделены на две группы устройств: с пространственным интегрированием, когда преобразование осуществляется по пространственным переменным, и с временным интегрированием, когда преобразование выполняется по временной переменной. В каждой из этих групп можно организовать как одномерное, так и двумерное преобразование Фурье. Рассмотрим схемы спектроанализаторов с пространственным интегрированием.

Классический акустооптический спектроанализатор показан на рис. 10.12. Во входной плоскости P_1 установлен пространственный модулятор 2, освещаемый сферической волной от точечного источника света 1 с радиусом кривизны d_1 . Преобразующая линза 3 с фокусным расстоянием F_1 размещается в плоскости P_2 на расстоянии d_2 от входной плоскости P_1 . Выходная плоскость 4, в которой помещается фотоприемник, расположена на расстоянии d_3 от линзы.

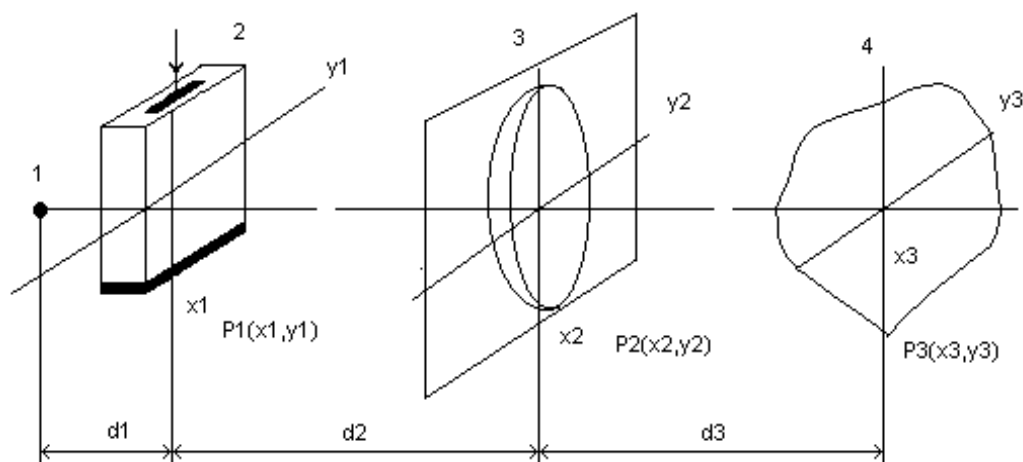


Рис. 10.12 — Классический акустооптический спектроанализатор

Выражение для распределения амплитуд поля в плоскости наблюдения P_3 можно записать в виде

$$E(x_3, y_3) = (iD_2D_3/(\lambda_{св}(D_2 + F^{-1}_1 + D_3))) \cdot \Phi(x_3, y_3, D_3 - (D_2^2/(D_2 - F^{-1}_1 + D_3))) \cdot S(x_3, y_3), \quad (10.107)$$

где

$$S(x_3, y_3) = \int_p T(x_1, y_1) \cdot \Phi \left(x_1, y_1, D_1 + D_2 - \frac{D_2^2}{D_2 - F_1^{-1} + D_3} \right) \times \\ \times \exp \left[-jv \frac{D_2 D_3}{D_2 - F_1^{-1} + D_3} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1; \\ \Phi(x_i, y_i; D_i) = \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda_{св}} \frac{D_i}{2} (x_i^2 + y_i^2) \right];$$

$T(x_1, y_1)$ — функция пропускания АОМ, $D_i = 1/d_i$; $i = 1, 2, 3$.

Как видно из (6.1), модуль распределения амплитуд поля на выходе системы пропорционален модулю Фурье-спектра $S(\omega_x, \omega_y)$ функции пропускания $T(x_1, y_1)$, если линзой выполняется условие преобразования Фурье.

$$D_1 + D_2 - (D_2^2/(D_2 - F^{-1}_1 D_3)).$$

В этом случае получаем

$$\dot{S}(x_3, y_3) = \int_{P_1} \dot{T}(x_1, y_1) \times \\ \times \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda_{св}} \cdot \frac{D_2 D_3}{D_2 - F^{-1}_1 + D_3} (x_3 x_1 + y_1 y_3) \right] dx_1 dy_1 = S(\omega_x, \omega_y).$$

Пространственные угловые частоты связаны с координатами плоскости P_3 соотношениями

$$\omega_x = \frac{2\pi}{\lambda_{св}} \cdot \frac{D_2 D_3}{D_2 - F^{-1}_1 + D_3} x_3; \quad \omega_y = \frac{2\pi}{\lambda_{св}} \cdot \frac{D_2 D_3}{D_2 - F^{-1}_1 + D_3} y_3.$$

Из (10.108) следует, что при освещении АОМ плоской волной условием формирования фурье-образа является условие $D_3 = =F^{-1}_1$, т.е. плоскость наблюдения P_3 должна находиться в задней фокальной плоскости линзы. Если АОМ освещается неплоским

пучком, то это приводит к сдвигу плоскости, в которой формируется спектр Фурье.

При освещении модулятора плоской световой волной величина D_2 оказывает влияние только на фазовый множитель. При $D_2 = F^{-1}_1$ фазовый множитель равен 1, т.е. при размещении входного и выходного преобразователей соответственно в передней и задней фокальной плоскостях линзы спектроанализатор осуществляет точное преобразование Фурье его входного сигнала. Однако поскольку используемые в качестве выходных преобразователей фотоприемники регистрируют интенсивность света, то фазовый множитель в этом случае не учитывается и величина D_2 может быть выбрана из конструктивных соображений как можно большей, т.е. преобразующая линза должна быть установлена непосредственно за АОМ. Последнее обстоятельство позволяет также уменьшить влияние конечной апертуры преобразующей линзы на потери при обработке информации.

Влияние конечной апертуры линзы может быть сведено к минимуму в схеме, показанной на рис. 10.13. В этом случае модулятор света располагается за преобразующей линзой в плоскости P_2 на расстоянии d_2 от нее. При этом поле в плоскости наблюдения P_3

$$E(x_3, y_3) = \frac{F_1 \lambda_{св}}{D_2 - F^{-1}_1 + D_1} \psi(x_3, y_3; D_3) \times \\ \times \int_{P_2} S(x_2, y_2) \cdot \psi(x_2, y_2; D_2 + D_3 - \frac{D_2^2}{D_2 - F^{-1}_1 + D_1}) \times \\ \times \left[-i \frac{2\pi}{\lambda_{св}} D_3 (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_2 dy_2,$$

где $S(x_2, y_2)$ — распределение амплитуд света в плоскости $P(x_2, y_2)$.

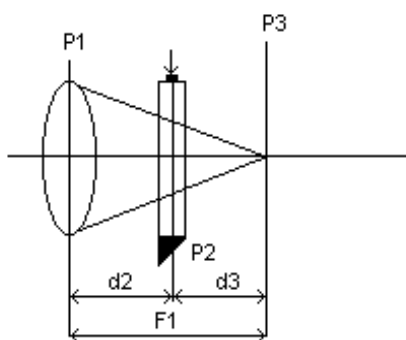


Рис. 10.13 — Вариант схемы акустооптического спектроанализатора

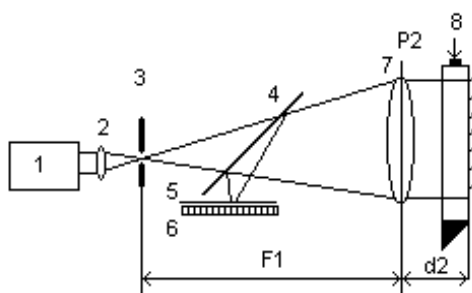


Рис. 10.14 — Автоколлимационный спектроанализатор

Из (10.109) следует, что для формирования спектра Фурье входного сигнала необходимо выполнения следующего соотношения:

$$D_2 + D_3 - \frac{D_2^2}{D_2 - F_1^{-1} + D_1} = 0.$$

Как в предыдущей схеме, при освещении системы плоской световой волной ($D_1 = 0$) спектр Фурье будет формироваться в задней фокальной плоскости интегрирующей линзы. При этом пространственные частоты

$$\omega_x = 2\pi x_3 / (\lambda_{св} d_3), \quad \omega_y = 2\pi y_3 / (\lambda_{св} d_3).$$

Рассматриваемая схема позволяет осуществлять преобразование Фурье с переменным масштабом, зависящим от отношения d_2 / F_1 . При больших d_2 / F_1 апертура преобразующей линзы должна значительно превосходить апертуру АОМ, поэтому на практике расстояние d_2 должно быть близким к нулю, и основным преимуществом схемы является минимальное влияние конечных размеров апертуры линзы.

Автоколлимационный спектроанализатор. Приведенные на рис. 10.12 и рис. 10.13) схемы работают с плоской когерентной волной света, поэтому требуется специальный формирователь пучка. Как правило, для этого служит микрообъектив с фильтрующей диафрагмой и высококачественный объектив, формирующий плоский пучок света. При классической компоновке

схемы акустооптического спектроанализатора необходимо иметь две высококачественные линзы: коллимирующую и выполняющую преобразование Фурье. При этом минимальные размеры спектроанализатора определяются прежде всего величиной $F_k + F_1$, где F_k , F_1 — фокусные расстояния коллимирующей и интегрирующей линз. Однако схема акустооптического спектроанализатора может быть собрана лишь с одним высококачественным объективом. Основной особенностью автоколлимационных схем является наличие зеркала за АОМ, обеспечивающего как бы свертывание системы классической компоновки и позволяющего использовать коллимирующий объектив и как интегрирующий. На рисунке 10.14 приведена автоколлимационная схема с осевыми оптическими пучками.

Лазерный пучок от источника 1 проходит через микрообъектив 2 и фильтруется точечной диафрагмой 3. Сферический расходящийся пучок когерентного света коллимируется линзой 7 с фокусным расстоянием F_1 и освещает АОМ 8, установленный в непосредственной близости от линзы на расстоянии d_2 от плоскости P_2 . В этой же плоскости установлено плоское зеркало 9, отражающее световую волну, дифрагирующую на модуляторе. Отраженная волна дифрагирует вновь на АОМ и проходит через преобразующую линзу 7. Полупрозрачное плоское зеркало 4 позволяет наблюдать выходное распределение интенсивности света в плоскости 6. Диафрагма 5 отфильтровывает ненужные порядки дифракции. Плоскость наблюдения должна находиться на фокусном расстоянии от преобразующей линзы. Наличие полупрозрачного зеркала 4 приводит к тому, что расстояние между точечной диафрагмой 3 и линзой отличается от фокусного расстояния F_1 , и это необходимо учитывать при настройке системы. Недостатком схемы является потеря части энергии выходного пучка на плоском полупрозрачном зеркале. В автоколлимационных акустооптических спектроанализаторах роль отражающего зеркала может играть задняя стенка звукопровода АОМ, которая металлизирована.

11. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ РЕГИСТРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В этой главе рассматриваются физические основы работы полупроводниковых приемников света, а также типы соответствующих устройств, применяемых в оптоэлектронике.

При прохождении света через вещество его интенсивность уменьшается. Часть энергии излучения поглощается и идет на увеличение энергии электронов или теплового движения атомов. При поглощении электроном фотона должны выполняться законы сохранения энергии и импульса. В наиболее простом случае кинетическая энергия электрона связана с импульсом соотношением $E = P^2/2m$.

Количественно поглощение света описывается следующим образом. Пусть на поверхность вещества падает поток излучения Φ_0 , на глубине x под поверхностью вещества будет уже поток $\Phi(x)$. В слое толщиной dx поглощается энергия $d\Phi(x)$, которая пропорциональна падающему потоку и толщине dx , то есть $-d\Phi(x) = \alpha\Phi(x)dx$, где α — коэффициент пропорциональности, $\frac{d\Phi(x)}{\Phi(x)} = -\alpha dx$. Интегрируя, получаем:

$$\Phi(x) = \Phi_0(x)e^{-\alpha x}. \quad (11.1)$$

При $x = x^* = 1/\alpha$ имеем

$$\Phi(x) = \Phi_0/E,$$

где x^* — называется длиной поглощения света. Это расстояние, на котором поток уменьшается в e раз ($E = 2,72$).

Пример: если при собственном поглощении $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$, то $x^* = 0,1 \text{ мкм}$. В случае примесного поглощения света α гораздо меньше, так как концентрация примесных электронов или акцепторных уровней сравнительно мала (обычно порядка $10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$). При концентрации примеси около 10^{17} см^{-3} коэффициент примесного поглощения $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$.

В кристаллах с большой долей ионной связи возможно возбуждение колебаний решетки световыми волнами. Поглощение такого типа становится особенно сильным в области резонанса ($\sim 10^{13} \text{ Гц}$). Поглощение света свободными носителями заряда пропорционально их концентрации.

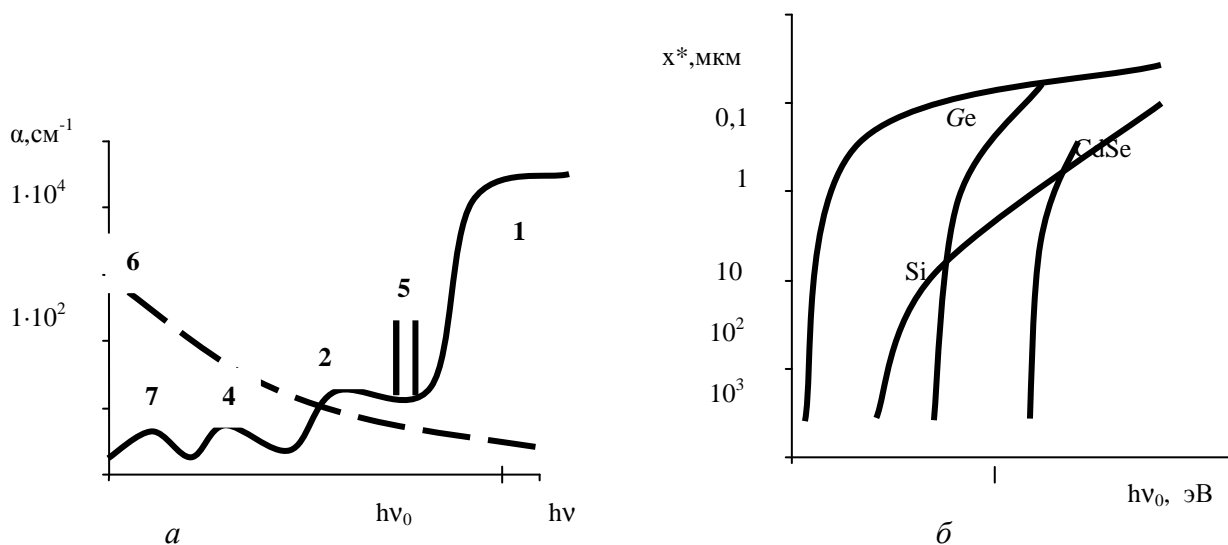


Рис. 11.1 — Схематический спектр поглощения света твердым телом (а) и спектры собственного поглощения нескольких веществ (б)

Различные типы поглощения проявляются при различных энергиях квантов $h\nu$. Обобщенная зависимость α от $h\nu$ выглядит примерно так, как показано на рис. 11.1, а. Собственное поглощение начинается на частоте ν_0 , соответствующей $h\nu = \Delta E$. Примесное поглощение создает полосы 2 и 4, (нумерация полос та же, что и для переходов, изображенных на рис. 2.6). В широкой полосе частот присутствует слабое поглощение света свободными электронами или дырками (6), в инфракрасной области проявляется пик (7), связанный с поглощением излучения ионами решетки ($h\nu \approx 0,1$ эВ).

У края собственного поглощения располагаются узкие линии экситонного поглощения (5). Экситон представляет собой слабо связанные электрон и дырку, образующие систему, которая имеет серию энергетических уровней. Экситон является нейтральным образованием, и его появление не приводит к изменению электрических характеристик образца. Если температура достаточно высока, чтобы под действием тепловой энергии электрон перешел в зону проводимости, то при экситонном поглощении получится тот же результат, что и при собственном поглощении света.

В фотоприемниках обычно используют собственное поглощение. Примесное поглощение используют для расширения спектральной характеристики в длинноволновую область. Примеры

зависимости x^* от энергии фотонов $h\nu$ в области собственного поглощения кристаллов приведены на рис. 11.1, б.

11.1 Явление фотоэффекта

Под фотоэффектом будем понимать изменение электрических и физических характеристик материалов под действием светового потока. В данном пособии будут рассмотрены в основном явления внутреннего фотоэффекта и приборы, основанные на этом явлении.

Введем понятие фотопроводимости и фототока. Фотопроводимость — это изменение сопротивления однородного полупроводника под действием света. Разность потенциалов или направленное движение носителей заряда, возникающее в полупроводнике при условии разделения пар носителей, носит название фото-ЭДС (фототока). Разделение носителей может происходить за счет разного коэффициента диффузии ($D_{\text{диф}}$) — диффузионная фото-ЭДС, за счет электрического поля — фотогальванический эффект, за счет магнитного поля — фотомагнитный эффект, за счет комбинации этих способов разделения зарядов.

Приборы, в которых происходит преобразование светового потока в фототок или фото-ЭДС, называют фотоэлементами.

Условия существования фотоэффекта. Если оптически генерированные неравновесные носители (электроны и дырки) претерпевают разделение в объеме освещенного полупроводника, происходит не только изменение его фотопроводимости, но и образование разности потенциалов между участками освещенного образца и возникновение фототока.

Рассмотрим некоторые принципы разделения зарядов и условие возникновения фототока или фото-ЭДС:

1. *Фотогальванический эффект.* Неравномерно освещенный полупроводник, помещенный в магнитное поле, дает сравнительно большую величину фото-ЭДС. И это явление называется фотомагнитоэлектрическим эффектом (ФМЭ).

2. *Эффект Дембера (диффузионный фотоэффект).*

При неравномерном освещении однородного полупроводника, характеризующегося неодинаковыми коэффициентами диффузии электронов и дырок $D_n \neq D_p$ образуется градиент концентрации Δn и Δp вдоль оси, совпадающей с направлением освещения, который создает диффузионные потоки.

3. *Градиентный фотоэффект.* Образование фото-ЭДС при освещении полупроводника с неравномерно распределенной примесью в объеме, имеющего градиент проводимости $d\sigma/dx$, — называется *объемно-градиентным* фотоэффектом.

4. *Фотопьезоэлектрический эффект.* При освещении одной стороны сжатого полупроводника возникает фото-ЭДС за счет фотопьезоэлектрического эффекта. Фото-ЭДС возникает на гранях, перпендикулярных направлению сжатия, величина ее пропорциональна интенсивности света и давлению вызывающего деформацию кристалла.

5. *Фото-термо-ЭДС* возникает при освещении неравномерно нагретого полупроводника. В этом случае изменяется величина термо-ЭДС, определяемая разностью температур между холодными и нагретыми участками образца.

Рассмотрим подробно каждый из типов, создающий фото-ЭДС.

Эффект Дембера. Если свет сильно поглощается полупроводниковым элементом, то образуется градиент концентрации неравновесных носителей заряда вдоль оси, совпадающей с направлением освещения. При этом создаются диффузионные потоки электронов и дырок от освещенной поверхности к неосвещенной

$$I_n = eD_n \text{grad } n, \quad (11.2)$$

$$I_p = -eD_p \text{grad } p. \quad (11.3)$$

Если бы коэффициенты диффузии электронов и дырок были одинаковыми, то диффузионный ток дырок был бы уравновешен диффузионным током электронов, тогда положительные и отрицательные заряды распределялись бы по объему полупроводника равномерно.

Неодинаковость диффузионных токов электронов и дырок приводит к образованию пространственного заряда и созданию статического электрического поля с напряженностью E , тормозящего более быстрые и ускоряющего более медленные носители.

В состоянии равновесия диффузионные токи уравновешиваются дрейфовыми.

$$I = E_x e [\mu_n n(x) + \mu_p p(x)] - e(D_n - D_p)(\text{grad } n)_x, \quad (11.4)$$

откуда

$$E_x = \frac{D_n - D_p}{\mu_n n(x) + \mu_p p(x)} e(\text{grad } n)_x = \frac{D_n - D_p}{\sigma(x)} e(\text{grad } n)_x.$$

Полная разность потенциалов между освещенной и не освещенной поверхностью полупроводника может быть вычислена путем интегрирования E_x по толщине образца (с учетом граничных условий на поверхности и с использованием $eD = \mu kT$).

$$U = \int_0^d E_x dx \approx \frac{kT}{\sigma} (\mu_n - \mu_p) \Delta \bar{n}, \quad (11.5)$$

где $\Delta \bar{n}$ — среднее приращение концентрации электронов в объеме.

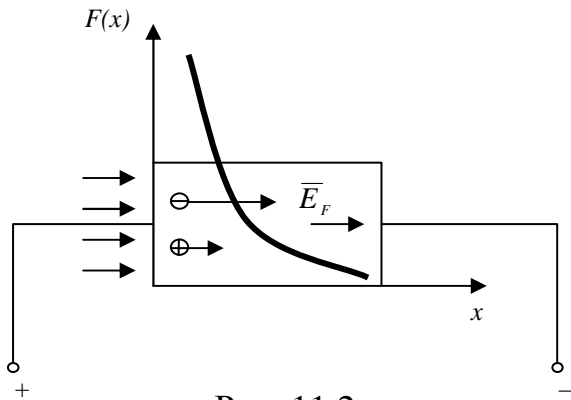


Рис. 11.2

Образование фото-ЭДС Дембера показано схематически на рис. 11.2. Величина фото-ЭДС определяется разностью коэффициентов диффузии основных и неосновных носителей заряда и изменяется пропорционально интенсивности освещения образца.

Фотомангнетический эффект (ФМЭ). Здесь потоки электронов и дырок, движущихся от освещенной поверхности образца к неосвещенной, отклоняются магнитным полем в разные стороны.

ФМЭ-эффект возникает в результате действия магнитного поля на диффузионный ток электронов и дырок, потоки электронов и дырок, движущихся от освещенной поверхности образца к неосвещенной, отклоняются магнитным полем в разные стороны. Электрическое поле (фото-ЭДС) возникает в направлении, перпендикулярном направлению магнитного поля и направлению диффузионного тока. Возникновение ФМЭ аналогично механизму эффекта Холла (рис. 11.3).

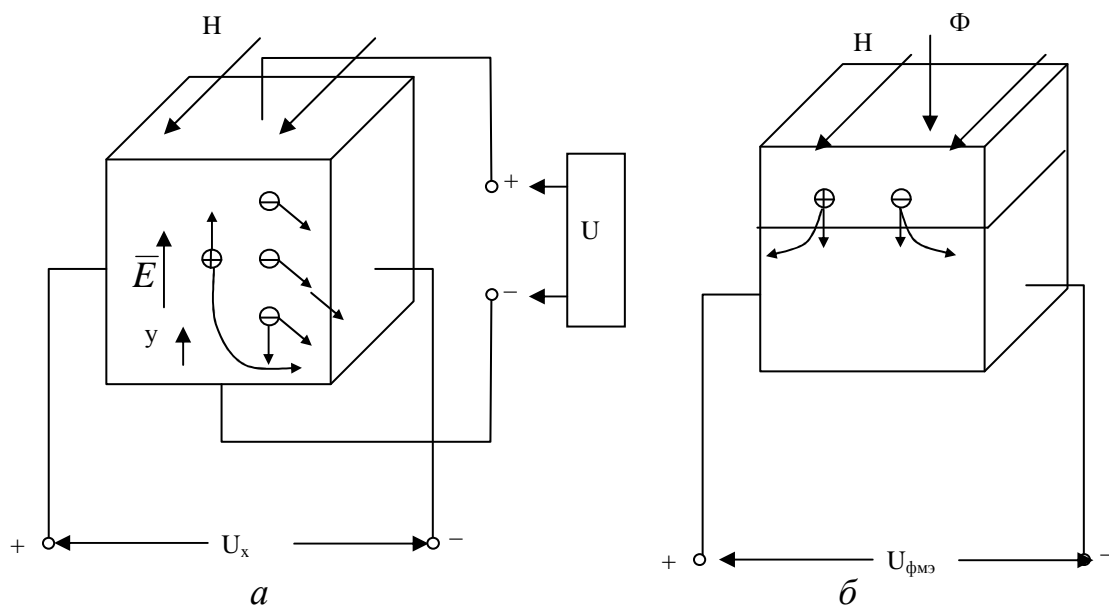


Рис. 11.3
a — схема эффекта Холла; *б* — схема ФМЭ ЭДС

Эффект Холла (рис. 11.3, *a*) заключается в образовании поперечной разности потенциалов вследствие отклонения в магнитном поле равновесных носителей заряда, движущихся в продольном направлении под действием внешнего электрического поля.

ФМЭ-эффект (рис. 11.3, *б*) есть результат отклонения в противоположных направлениях одинакового количества генерированных светом электронов и дырок, движущихся перпендикулярно магнитному полю за счет градиента концентрации. Величина ФМ ЭДС может достигать больших значений, до нескольких десятков вольт.

ФМЭ-эффект используется на практике для создания фотоманитных приемников (ФП) излучения на основе узкозонных полупроводников.

Фотогальванический эффект (ФГЭ). Приборы на основе ФГЭ наиболее широко применяются, и поэтому рассмотрим его более подробно.

Световой поток создает градиент концентрации пар неравновесных носителей заряда. Возникает диффузионное перемещение их от освещенной поверхности вглубь системы — к p - n -переходу (см. рис. 11.4). Часть пар носителей рекомбинирует в объеме полупроводника, но большая часть носителей, образовавшаяся на расстоянии L с обеих сторон перехода, диффундирует к барьерному слою. Здесь, в области потенциального барьера происходит разделение пар: основные носители, для которых контактное поле — тормозящее, остаются в своем объеме, неосновные носители свободно переходят через p - n -переход, втягиваясь ускоряющим их контактным полем в зону перехода и образуют фототок (I_{Φ}).

Если Φ — падающий световой поток спектрального состава, соответствующего области собственного поглощения $h\nu \geq \Delta E$, тогда большая часть светового потока поглощается в наружном слое (из-за большого коэффициента поглощения) p полупроводника, но некоторая часть проникает глубже во внутреннюю часть системы — n -область. Равновесие токов, текущих через переход, нарушается.

Если система разомкнута, то по мере перехода неосновных носителей через барьер на границах p - n -перехода будут накапливаться объемные заряды, препятствующие дальнейшему переходу носителей: возникает фото-ЭДС. Полярность фото-ЭДС обратна контактной разности потенциалов. Поток неосновных носителей через освещенный переход снижает потенциальный барьер до тех пор, пока возросший ток диффузии основных носителей не скомпенсирует фототок.

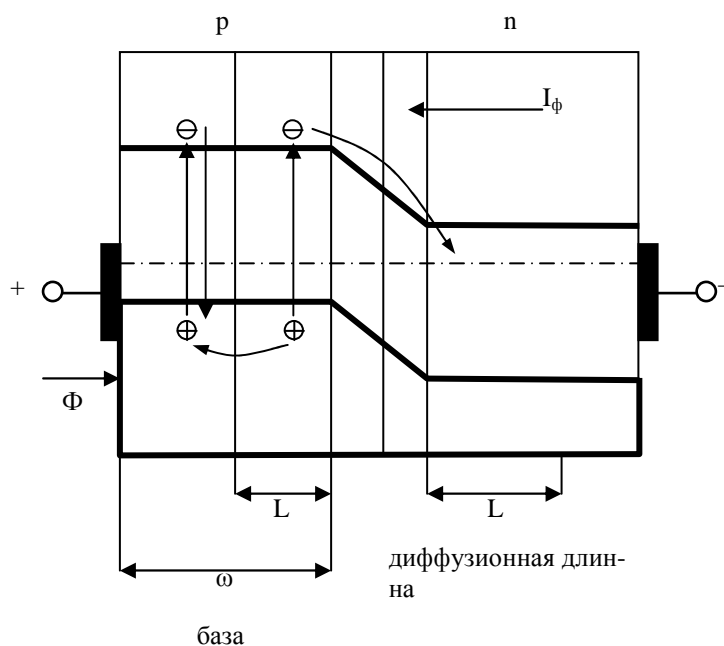


Рис. 11.4

Предельная величина фото-ЭДС при больших освещенностях равна контактной разности потенциалов системы, которая при высокой степени легирования p - и n -области близка к ΔE

$$U_{\Phi} \rightarrow U_K \approx E_g / e, \quad (11.6)$$

здесь $E_g = \Delta E$ — ширина запрещенной зоны, e — заряд электрона.

Если p - n -переход замкнут, то при освещении в цепи течет ток, направление которого соответствует потоку неосновных носителей (т.е. совпадает с направлением обратного тока, текущего через переход при подаче внешнего напряжения в запиорном направлении).

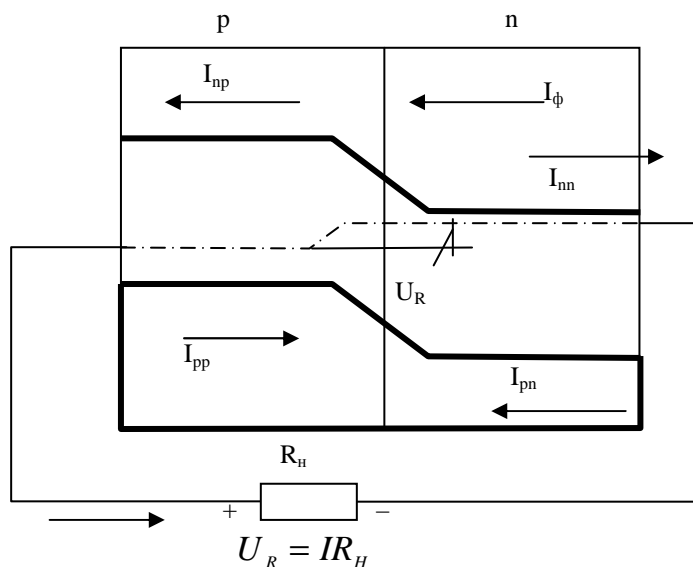


Рис. 11.5

На рис. 11.5 показана энергетическая схема освещенного перехода.

Считаем, что число фотонов, поглощаемых в объеме наружного полупроводника в единицу времени, равно $\Phi/h\nu$, а количество генерируемых пар носителей определяется величиной $\eta \frac{\Phi}{h\nu}$.

В этом выражении η — квантовый выход внутреннего ФЭ

$$\eta = \frac{\text{количество возбужденных пар носителей}}{\text{кол-во поглощенных квантов излучения}} \leq 1. \quad (11.7)$$

Эффективность разделения носителей β определяется как

$$\beta = \frac{\text{число пар носителей, дошедших до границы } p\text{-}n\text{-перехода}}{\text{полное число генерированных пар}}, \quad (11.8)$$

Эффективность разделения носителей зависит от толщины p -области: $\beta = f(\omega)$ и $\beta \approx 1$, если $\omega < L$.

Фототок соответствует количеству пар, подошедших к переходу

$$I_{\phi} = \frac{l}{h\nu} \eta \beta \Phi = S_{\lambda} \Phi, \quad (11.9)$$

где S_{λ} — коэффициент пропорциональности, характеризует спектральную чувствительность фотоэлемента.

Полный ток, протекающий во внешней цепи, будет определен следующим выражением

$$I = I_{\phi} + I_{pn} + I_{np} - I_{pp} - I_{nn} = \frac{U_R}{R_H}, \quad (11.10)$$

где U_R — напряжение, возникающее на сопротивлении нагрузки при освещении ФЭ.

$$U_R = U_{\phi} - U_{\kappa}.$$

Полярность этого напряжения соответствует прямому напряжению на переходе, вследствие чего оно вызывает увеличение диффузионных токов основных носителей через переход.

$$I_{nn} = I_{np} \exp\left(\frac{eU_R}{kT}\right), \quad (11.11)$$

$$I_{pp} = I_{pn} \exp\left(\frac{eU_R}{kT}\right). \quad (11.12)$$

Подставив (11.11) и (11.12) в полное значение тока I , получим

$$I = I_{\phi} - I_S \left[\exp\left(\frac{eU_R}{kT}\right) - 1 \right], \quad (11.13)$$

где I_S — обратный ток через переход.

В режиме *короткого замыкания* (КЗ) $R_H = 0$, $U_R = 0$ и $\exp\left(-\frac{eU_R}{kT}\right) = 1$.

Ток по внешней цепи (ток КЗ ФЭ) определяется

$$I_{КЗ} = I_{\phi} = S_{\lambda} \Phi.$$

Зависимость тока от светового потока — линейна. Фототок в режиме КЗ не зависит от температуры.

Напряжение на фотогальваническом (ФГ) элементе получается

$$U_R = \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{I_R - I}{I_S}\right) = \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{S_{\lambda} \Phi - I}{I_S}\right). \quad (11.14)$$

В режиме *холостого хода* (ХХ) ток равен нулю ($I = 0$), а напряжение определяется следующим выражением

$$U_{\text{ХХ}} = \frac{kT}{e} \ln \left(1 - \frac{I_{\phi}}{I_S} \right).$$

Напряжение ХХ (фото-ЭДС) фотоэлемента изменяется при увеличении светового потока по логарифмическому закону. Только в области малых световых потоков

$$\frac{I_{\phi}}{I_S} \ll 1 \text{ и } U_{\text{ХХ}} = \frac{kT}{e} S_{\lambda} \Phi. \quad (11.15)$$

При больших световых потоках рост фото-ЭДС замедляется, т.к. напряжение холостого хода не может быть больше контактной разности потенциалов, которая не превышает величины, соответствующей ширине запрещенной зоны полупроводника.

На рис. 11.6 показаны схемы включения ФЭ с электронно-дырочным переходом в фотогальваническом (рис. 11.6, а) и фотодиодном (рис. 11.6, б) режимах.

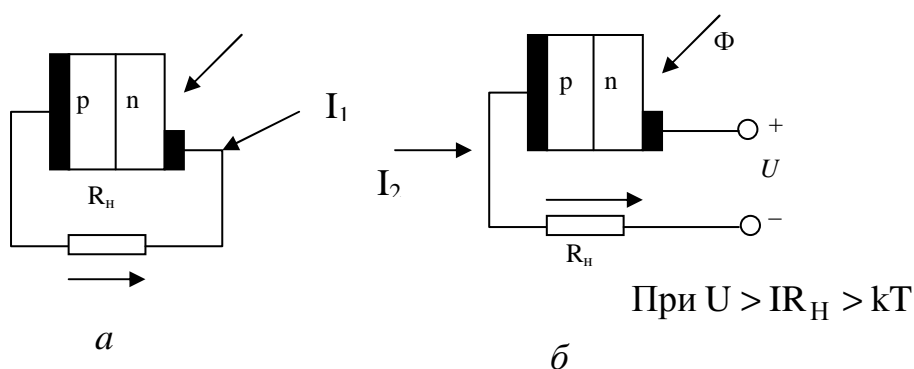


Рис. 11.6 — Схема включения ФЭ с электронно-дырочным переходом

На рис. 11.6 введены обозначения токов:

$$I_1 = I_{\phi} - I_S \exp \left(\frac{e(IR_H)}{kT} - 1 \right) \text{ и } I_2 = I_{\phi} + I_S. \quad (11.16)$$

На рис. 11.7 приведены вольт-амперные характеристики освещенного и неосвещенного p - n -перехода.

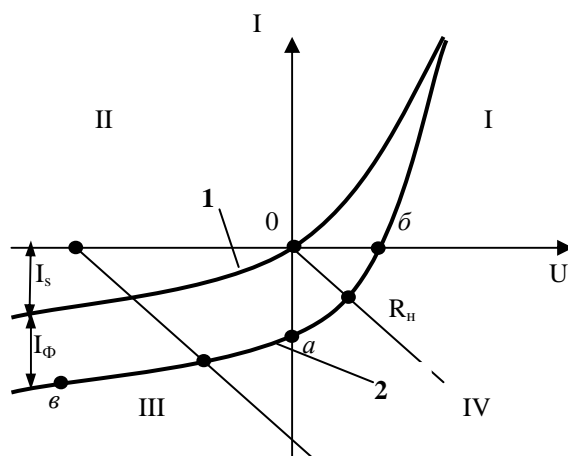


Рис. 11.7 — Вольт-амперные характеристики неосвещенного и освещенного p - n -перехода

Отрезок O - a , отмеченный на рис. 11.7, показывает величину тока КЗ освещенного p - n -перехода (по направлению этот ток совпадает с обратным током диода). Отрезок O - $б$ — соответствует $U_{ХХ}$, т.е. величине генерируемой им фото-ЭДС. Участок между точками a и $б$ (IV квадрант) представляет собой вольт-амперную характеристику диода в ФГ-режиме.

Фотодиодный режим соответствует III квадранту (рис. 11.7). Семейство вольт-амперных характеристик ФД эквидистантно. Первая характеристика — цифра 1 на рис. 2.13 соответствует темновому току ФД, т.е. обратному току через не освещенный p - n -переход $I_T = I_S$. Вторая характеристика (2) — освещенному диоду. Эквидистантность заключается в том, что одному и тому же $\Delta\Phi$ соответствует одинаковое ΔI_Φ .

11.2 Параметры приемников излучения светового потока

Фотоприемник — это прибор, который поглощает энергию оптического излучения и преобразует её в электрическую с определенным КПД.

Классификация фотоприемников достаточно условна и может осуществляться по многим признакам.

1. По среде, в которой происходит движение фотоэлектронов или оптически генерированных пар носителей заряда. Различают вакуумные и твердотельные (полупроводниковые) фотоприемники. Вакуумные приборы в данном пособии рассматривать не будем.

2. По структуре полупроводникового материала фотоприемника. Приемники с однородной структурой полупроводника. Приемники с *p-n*-переходами.

Например: фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы и т.д.

3. Приборы с внутренним усилением фототока, лавинные фотодиоды, фототранзисторы, канальные фотоумножители и т.д.

4. По времени отклика на оптический сигнал и по частотным свойствам.

5. По области применения (фотометрия, солнечные элементы, оптоэлектронные схемы, волоконно-оптическая связь и т.д.)

Оптическое излучение может характеризоваться световыми параметрами. Параметры оптического излучения, расчетные формулы, единицы величин и обозначения сведены в табл. 11.1.

Таблица 11.1 — Фотометрические параметры излучения

Энергетические параметры			Световые параметры			Формула
Параметр	Обозначение	Единица измерения	Параметр	Обозначение	Единица измерения	
Поток излучения	Φ_e	Вт	Поток излучения	Φ_e	лм	$\Phi = dW/dt$, где W – энергия излучения
Сила излучения	I_E	Вт/ср	Сила света	J_Ω	кд·лм/ср	$I = d\Phi/d\Omega$, где Ω — телесный угол
Энергетиче-	M_e	Вт/м ²	Свети-	M_Ω	лм/м ²	$M = d\Phi/dS$,

Энергетические параметры			Световые параметры			Формула
Окончание табл. Параметр	Обозначение	Единица измерения	Параметр	Обозначение	Единица измерения	
ская светимость			мощность			
Энергетическая яркость	L_E	Вт/ср·м ²	Яркость	L_ϑ	кд/м ²	$L = \frac{dI}{dS \cos \varphi}$
Энергетическая освещенность	E_e	Вт/м ²	Освещенность	E_ϑ	лк·лм/м ²	$E = d\Phi/dS$

Параметры фотоприемников. Важнейшим параметром фотоприемника является *чувствительность*. Она отражает изменения электрического состояния на выходе фотоприемника при подаче на его вход единичного оптического сигнала.

В соответствии с характеризующим параметром различают чувствительности фотоприемника к потоку излучения S_{Φ_e} , к световому потоку S_{Φ_v} , к облученности S_{E_e} и к освещенности S_{E_v} .

В зависимости от измеряемого параметра на выходе фотоприемника различают токовую S_I и вольттовую чувствительности S_U фотоприемника. Примеры определения статической чувствительности фотоприемника приведены в выражениях

$$\begin{aligned} S_{I\Phi_v} &= I_\Phi / \Phi_v; & S_{IE_v} &= I_\Phi / E_v; \\ S_{U\Phi_e} &= U_\Phi / \Phi_e; & S_{UE_e} &= U_\Phi / E_e, \end{aligned} \quad (11.17)$$

где $S_{I\Phi_v}$ — токовая чувствительность к световому потоку;

S_{IE_v} — токовая чувствительность к освещенности;

$S_{U\Phi_e}$ — вольттовая чувствительность к потоку излучения;

S_{UE_v} — вольттовая чувствительность к потоку облученности.

Дифференциальная чувствительность определяется отношением малых приращений измеряемых величин, например дифференциальная токовая чувствительность фотоприемника к освещенности

$$S_{IE\nu} = \Delta I_{\Phi} / \Delta E_{\nu}. \quad (11.18)$$

Чувствительность зависит от длины волны падающего излучения. Поэтому различают интегральную и монохроматическую (спектральную) чувствительность фотоприемника к некогерентному излучению заданного спектрального состава.

Квантовый выход внутреннего фотоэффекта η_1 определяется числом неравновесных носителей (пар), созданных каждым поглощенным фотоном.

Скорость генерации неравновесных носителей G — определяется числом неравновесных носителей, возникающих в 1 см^3 материала за 1 сек при его облучении

$$G_{(x)} = \eta_1 \frac{\alpha \cdot \Phi_1(x)}{h\nu}. \quad (11.19)$$

В области собственного поглощения ($\eta_1=1$) при $\Phi_1 = \text{const}$ скорость генерации уменьшается с ростом частоты. Фототок и чувствительность пропорциональны G и имеют примерно ту же зависимость от частоты — рис. 11.8, а.

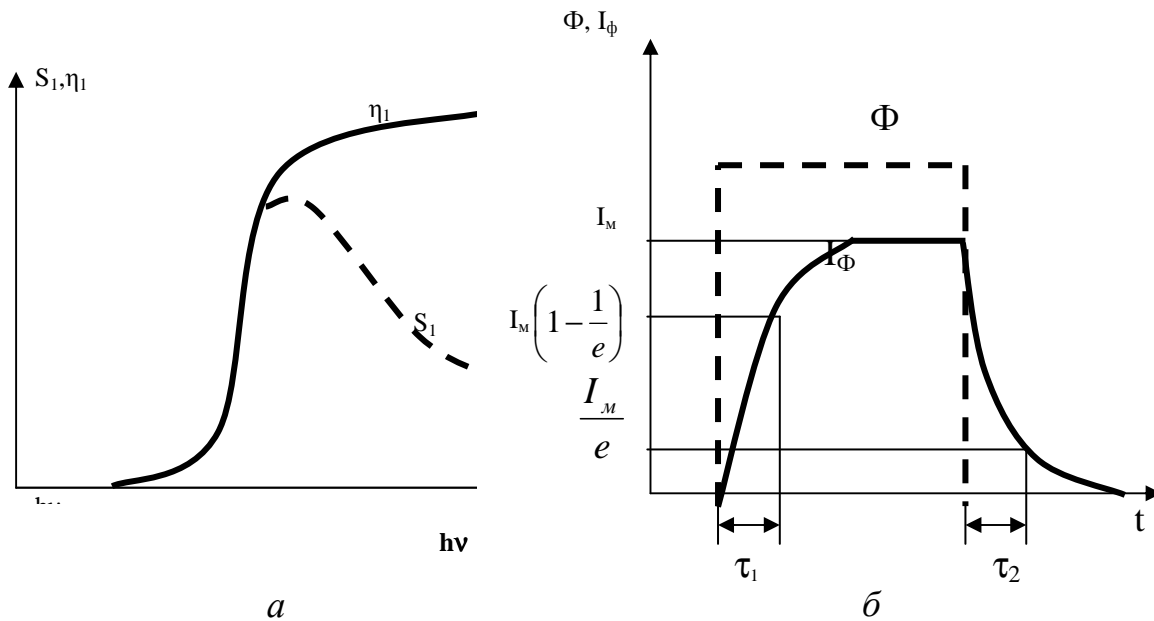


Рис. 11.8

а — зависимость S_1 и η_1 от энергии фотонов;

б — изменение фототока I_{Φ} со временем

Инерционность фотоприемников. Инерционность зависит от различных причин и может быть охарактеризована *постоянными времени нарастания и спада фототока*. Если фототок растет по закону

$I_{\Phi} = I_{max} \cdot [1 - \exp(-t / \tau_1)]$, а спадает по закону $I_{\Phi} = I_{max} \cdot [1 - \exp(-t / \tau_2)]$, то τ_1 — постоянная времени нарастания, а τ_2 — постоянная времени спада (рис. 11,8, б).

У одних приемников фототок полностью определяется величиной $G(x)$ и объемом материала, в котором происходит поглощение света, у других — величиной $G(x) \cdot Z(E)$, где $Z(E)$ — коэффициент усиления, зависящий от напряженности поля E .

Токи, идущие через фотоприемник в темноте и при освещении, испытывают *шумовые* (случайные) отклонения ΔI от среднего значения тока \bar{I} . Так как отклонения имеют разные знаки и их среднее значение равно $\overline{\Delta I} = 0$, то мерой случайных отклонений является среднее значение квадрата отклонения $\overline{\Delta I^2}$.

Вследствие хаотичности теплового движения свободных носителей (электронов) их концентрация в различных участках полупроводника изменяется со временем. Связанные с этим колебания возникающей ЭДС и тока пропорциональны температуре T и определяют *тепловой шум*:

$$\overline{\Delta I^2} = \frac{1}{R} kT \Delta f, \quad (11.20)$$

где R — сопротивление образца, Δf — полоса частот.

Дробовой шум вызван колебанием числа электронов, проходящих через прибор при постоянном внешнем напряжении.

$$\overline{\Delta I^2} = 2qI \Delta f. \quad (11.21)$$

Шум такого типа определяется случайным характером процессов генерации, рекомбинации и диффузии электронов и дырок.

Пороговая чувствительность. Это уровень светового потока Φ_n , когда сигнал равен шуму, т.е. $\bar{I}_{\Phi}^2 = \overline{\Delta I^2}$. Т.к. $\sqrt{\overline{\Delta I^2}}$ и Φ_n могут зависеть от площади S приемника и полосы Δf , то

$$\Phi_n^* = \frac{\Phi_n}{\sqrt{S \cdot \Delta f}}, \quad (11.22)$$

где Φ^* — приведенный пороговый поток.

Обнаружительная способность определяется следующим соотношением

$$D^* = 1/\Phi_n^*, D^*(\lambda_m, f, \Delta f), [\text{см} \times \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}]. \Delta f \approx 1 \text{ Гц}. \quad (11.23)$$

Рассмотрим некоторые типы фотоприемников.

11.3 Типы приемников излучения

Фоторезисторы. При освещении однородного полупроводника его электропроводность увеличивается. Это явление называется *фотопроводимостью*, а соответствующий прибор — фоторезистором. Схема наблюдения фотопроводимости показана на рис. 11.9, а.

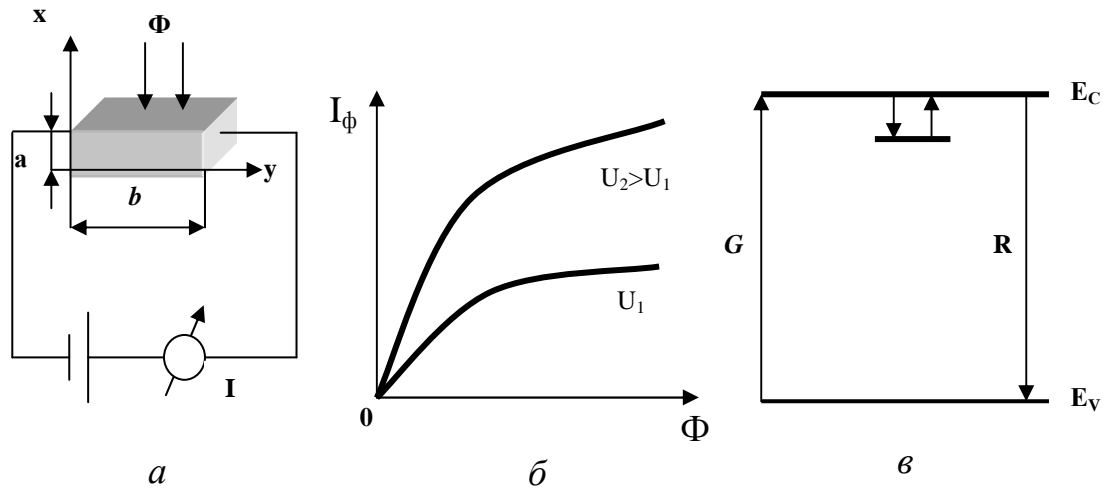


Рис. 11.9 — Фотопроводимость:

а — схема наблюдения; б — фототок при различных световых потоках Φ и напряжениях U ($I_\phi = f(\Phi)U$); в — переходы при собственной фотопроводимости

Если под действием света возникают только электроны в зоне проводимости, то добавочный ток (фототок):

$$I_\phi = qn_\phi V_d \cdot S, \quad (11.24)$$

где V_d — дрейфовая скорость ($V_d = \mu E$), q — заряд электрона, n_ϕ — концентрация неравновесных (избыточных) фотоэлектронов, μ — подвижность электронов, E — напряженность поля, S — сечение образца.

Если свет создает электронно-дырочные пары, то возникает и дырочная составляющая фототока. В большинстве случаев достаточно рассматривать фототок, связанный с носителями одного типа.

Концентрация фотоэлектронов определяется скоростью генерации и временем жизни в зоне проводимости:

$$n_{\phi} = G\tau. \quad (11.25)$$

При этом у освещенной поверхности ($x = 0$) скорость генерации будет определяться

$$G(0) = \eta_1 \frac{\alpha \Phi_1(0)}{h\nu}, \quad (11.26)$$

$\Phi_1(0)$ — плотность падающего потока. Полагая, что генерация идет равномерно по объему в слое полупроводника толщиной x^* (в этом случае поглощается $2/3$ фотонов), получим:

$$I_{\phi} = q\eta_1 \alpha \frac{\Phi_1(0)}{h\nu} \tau V_d \alpha \cdot x^*. \quad (11.27)$$

Так как $\alpha = \frac{1}{x^*}$, общий световой поток $\Phi = \Phi_1 a b$, а произведение τV_d имеет смысл расстояния y , которое проходит электрон за время τ , фототок

$$I_{\phi} = q\eta_1 \frac{\Phi}{h\nu} \frac{y}{b}, \quad (11.28)$$

где $y = \tau V_d = \tau \mu E$. Фототок растет с увеличением Φ и напряженности поля E (или напряжения $U = bE$).

Из выражения (11.9) следует, что $I_{\phi} \sim \Phi$. Экспериментальные зависимости $I_{\phi}(\Phi)$ показывают ослабление зависимости $I_{\phi}(\Phi)$ при больших световых потоках (см. рис. 11.9, б). Это связано с тем, что при больших Φ и соответствующих n_{ϕ} время жизни τ электронов уменьшается, например из-за роста при освещении концентрации носителей противоположного знака (в данном случае дырок).

В области собственного поглощения с увеличением частоты может наблюдаться уменьшение I_{ϕ} , связанное с падением τ в тонких слоях полупроводника у поверхности вследствие более быстрой рекомбинации носителей через локальные энергетические состояния.

Инерционность фоторезисторов определяется часто не столько временем жизни τ , сколько участием ловушек (рис. 11.9, в). После

попадания электронов в полосу проводимости они могут захватываться пустыми уровнями примесей или дефектов решетки, причем время нахождения электронов на этих уровнях растет с ростом их глубины и с понижением температуры. Только после теплового освобождения электронов они могут рекомбинировать с дырками (переход R). Процессы захвата носителей ловушками («прилипание» электронов и дырок) затягивает рост фототока после включения света и спад после его выключения.

В результате фоторезисторы обладают большей, чем другие ФП, инерционностью (табл. 11.1). Как это обстоятельство, так и температурная зависимость параметров резисторов ограничивают их использование.

Фоторезисторы могут иметь в качестве чувствительного элемента монокристалл полупроводника, пленку полупроводника на диэлектрике или таблетку прессованного порошкообразного материала. Последний способ применяют, например, при изготовлении промышленных фоторезисторов из сульфида или селенида кадмия. Фоторезисторы CdSE имеют темновое сопротивление $\sim 10^6$ Ом, максимум спектральной характеристики в области $\lambda_{\text{макс}} = 0,7$ мкм, работают при $U = 20$ В и имеют постоянные времени роста и спада фототока $\tau_1 = 40$ мс и $\tau_2 = 20$ мс. Их интегральная чувствительность при использовании общего излучения теплового источника света с цветовой температурой 2840 К составляет

$$S_1 = 600 \frac{\text{мА}}{\text{лм}} \text{ (при освещенности 200 лк).}$$

Фоторезисторы на основе сульфида свинца являются менее инерционными ($\tau = 0,1$ мс) и обладают высокой обнаружительной способностью D^* (2,4 мкм, 780 Гц, 1 Гц) = $1,5 \cdot 10^{11}$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹ при 295 К. Понижение температуры приводит к росту D^* .

Фотодиоды (ФД) с p - n -переходами. В ФД с p - n -переходом разделение генерированных оптическим излучением неравновесных пар носителей осуществляется на p - n -переходе. При этом возможны два режима работы ФД.

Гальванический режим (рис. 11.6, *a*) — на фотодиод не подается внешнее питание, а нагрузкой является высокоомный индикатор — регистрируется фото-ЭДС; нагрузкой служит низкоомный индикатор — регистрируется фототок.

2. Фотодиодный режим работы — на ФД подается обратное напряжение, при этом обратный ток диода в широких пределах линейно зависит от падающего светового потока, нагрузка диода высокоомная. Этот режим применяется при использовании ФД в качестве входного элемента электронных устройств (операционные усилители и усилители постоянного тока).

Таким образом, если p - n -переход включен в запирающем направлении, то практически все напряжение будет падать на обедненной области, шириной d , и схема энергетических зон приобретет вид, показанный на рис. 11.10.

Теперь разделение электронов и дырок, возникающих при освещении, производится более сильным полем, а ширина области высокого сопротивления увеличивается ($d \sim \sqrt{U}$). Это увеличивает ту часть кристалла, из которой электроны и дырки быстро выводятся полем.

Графики вольт-амперных зависимостей p - n -перехода при различных световых потоках приведены на рис. 11.11.

Поскольку ФД работают при сравнительно высоких обратных напряжениях, то с целью повышения напряжения пробоя их изготавливают из монокристаллических материалов. Толщина базы фотодиода (т.е. глубина залегания p - n -перехода) делается обычно значительно меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда, поэтому почти все генерируемые светом носители разделяются полем перехода, не успев рекомбинировать. Постоянная времени ФД определяется временем диффузии электронов через базу. И при толщине базы несколько мкм может составлять $\approx 10^{-8}$ с.

Пути улучшения частотных свойств ФД:

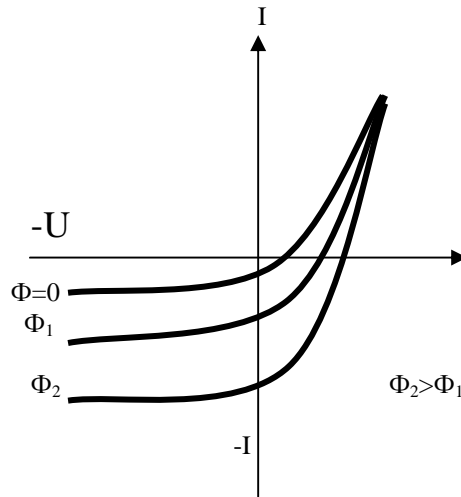


Рис. 11.11 — Вольт-амперные характеристики ФД при различных световых потоках

1. Уменьшение толщины базы до 1–2 мкм.
2. Так как коэффициент диффузии электронов $D_n > D_p$, выгодно в качестве базы использовать p -область (в которой электроны — неосновные носители).
3. Уменьшение емкости p - n -перехода и конструктивной емкости фотодиода.

Кроме германия (Ge) и кремния (Si), для изготовления ФД используются и другие материалы (GaAs; CdS, CdTe, AlSb, InP, InSb, InAs и др.). Чтобы полностью исключить поглощение света правее перехода, можно увеличить d до $2x^*$. Например, в полупроводниках типа p - i - n .

p - i - n -фотодиод. Уменьшение толщины базы ограничено трудностями. Улучшение частотных характеристик ФД может быть получено при использовании гетеропереходов или барьеров Шоттки.

В гетеропереходах, освещаемых со стороны широкозонного полупроводника, поглощение излучения происходит не в базе, а в области, лежащей ниже перехода, и в самом переходе. База служит лишь своеобразным светофильтром и защитным слоем, толщина её может быть сделана достаточно большой без ухудшения частотных характеристик ФД.

Конструкции p - i - n -фотодиодов изображены на рис. 11.12, а и б.

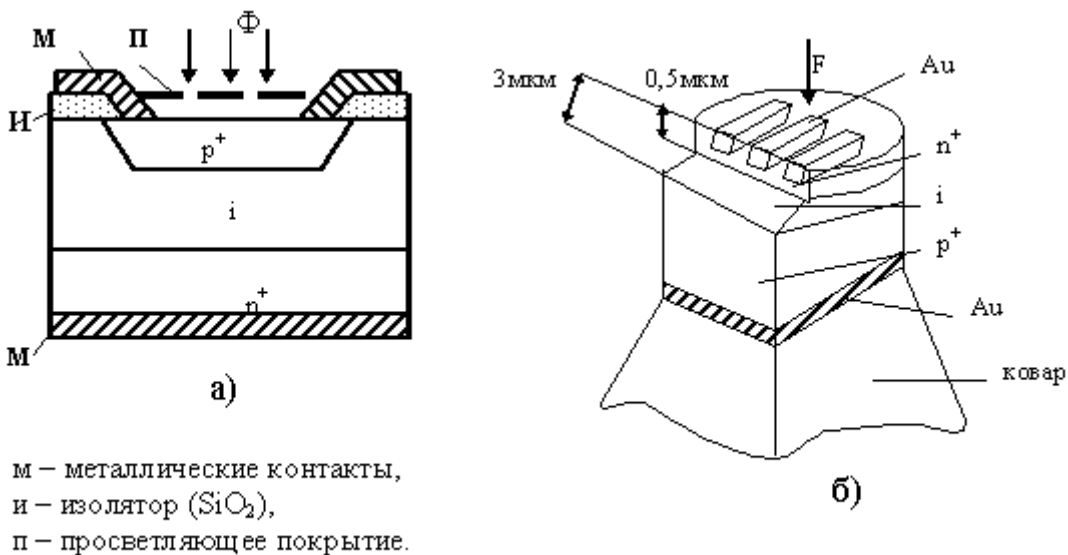


Рис. 11.12

В кремниевом (Si) p - i - n -фотодиоде, который является наиболее распространенным ФД, толщина i -области — 50 мкм, $p \pm 3$ мкм. При

освещении такого диода светом $\lambda = 0,9$ мкм (от GaAs излучателя) x^* — 30 мкм и около 80 % света поглощается в i -слое. Следовательно, и быстродействие диода определяется временем τ_i — их пролета через i -слой. Дрейфовая скорость электронов в кремнии сначала растет с увеличением напряжения поля, а затем испытывает насыщение при $U_d \approx 5 \cdot 10^6$ см/с. В этих условиях время пролета равно

$$\tau_i = \frac{50 \cdot 10^{-4} \text{ см}}{5 \cdot 10^6 \text{ см/с}} = 10^{-9} \text{ с},$$

а время τ_δ , определяемое диффузией электронов из p -области или дырок из n -области ($\tau_\delta > \tau_i$), не играет существенной роли.

В общем случае следует учитывать еще одну составляющую τ_{rc} постоянной времени, связанной с сопротивлением R и емкостью C цепи. При малом сопротивлении нейтральных областей диода, а также внешней цепи, при широком переходе (зарядовая емкость p - n -перехода $C \sim d^{-1}$, а $d \sim \sqrt{U}$) имеем $\tau_{rc} < \tau_i$. Обнаружительная способность кремниевых фотодиодов достигает значения $1 \cdot 10^{13} \text{ см} \times \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ при $\lambda = 1$ мкм, $T = 300$ К.

Лавинные фотодиоды (ЛФД). Если к ФД приложить высокое обратное смещение, то E в барьере оказывается настолько высоким ($5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$ В/см), что развиваются процессы ударной ионизации атомов решетки ускоренными электронами. Это приводит к росту обратного тока при данном световом потоке Φ (рис.

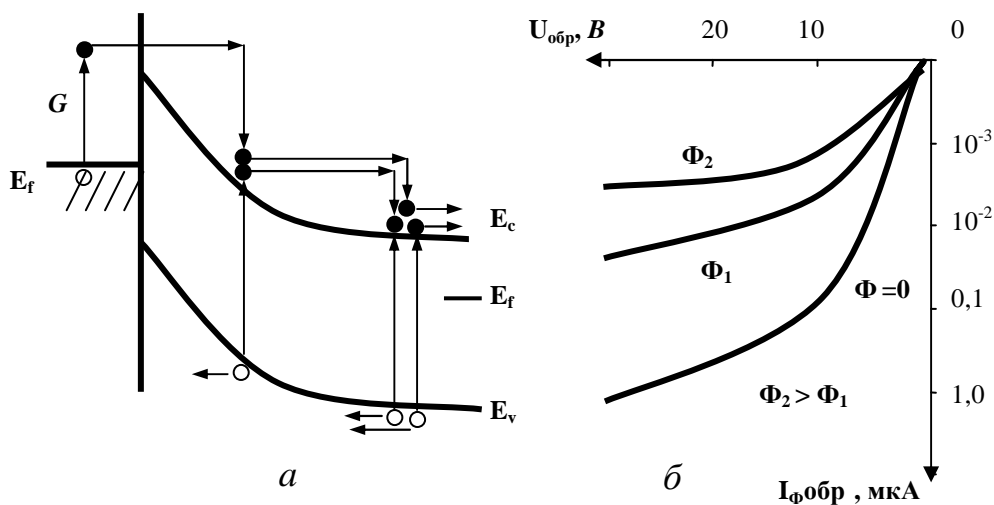


Рис. 11.13 — Процесс лавинного размножения носителей заряда в диоде Шоттки (а) и В-А-характеристика лавинного фотодиода (б)

11.13). Как темновые, так и фотоэлектроны приобретают в высоком поле энергию, большую, чем они теряют при столкновениях с атомами решетки. Если полученная электроном энергия превышает энергию ионизации E_i (обычно $\Delta E < E_i < 1,5\Delta E$), то электрон может создать новую электронно-дырочную пару. При достаточно протяженной области поля возникшие электрон и дырка тоже могут ускориться до энергии E_i и совершить новые ионизации, т.е. будет наблюдаться лавинное нарастание числа носителей заряда.

Увеличение тока вследствие ионизации при больших E характеризуется коэффициентом умножения носителей $M = I/I_0$, где I — ток при больших напряжениях U , а I_0 — при малых. Величина M отражает общее число ионизаций, совершенных как первичными, так и вторичными электронами и дырками. Она определяется отношением числа электронов, вошедших в область поля (n_0), к числу электронов, вышедших из него (n), т.е. $M = n/n_0$.

Квантовый выход ионизации зависит от коэффициента ударной ионизации (число пар, созданных электроном на 1 см пути) для электронов (α_i), для дырок (β_i), а также ширины d области поля. При $\alpha_i = \beta_i$ и однородном поле шириной d имеем $N = \alpha_i d$, в

случае неоднородного поля $N = \int_0^d \alpha_i dx$. Так как $\alpha_i \sim$

$\exp(-c_1 / E^2)$, а для барьера Шоттки $E \sim \sqrt{U}$ (U — напряжение на барьере), то N может быть представлено в виде $N = a_1 \exp(-v_1 / U)$, где a_1, v_1, c_1 — постоянные, значение N изменяется от 0 при малых U до 1 при напряжении пробоя U_g , когда ток через диод резко возрастает ($M \rightarrow \infty$). На практике часто используется степенное представление зависимости $N(U)$, а именно $N = (U/U_g)^m$, где $m = 2 \div 4$ для разных материалов.

Лавинное умножение фотоносителей получено как в поверхностных барьерах (рис. 11.13), так и p - n -переходах. При больших U сильные токи приводят к разогреву полупроводника, что увеличивает темновой ток и уменьшает фототок. Так как коэффициент умножения $M \sim 1 \cdot 10^3$, ЛФД пригоден для регистрации слабых световых сигналов. В то же время из-за сильной зависимости $M(U)$ использование ЛФД затруднено необходимостью применения вы-

сокостабильного напряжения. Инерционность ЛФД составляет около $1 \cdot 10^{-9}$ с.

Фототранзисторы и фототиристоры. Фототранзистор (рис. 11.14) — представляет собой структуру фототранзистора из чередующихся слоев p - n - p или n - p - n , как правило, в планарном (плоском) исполнении. Освещение ведется со стороны базы и эмиттера через оптическое окно. Внешнее напряжение смещает коллекторный переход в обратном направлении, а переход эмиттер — база может иметь либо обратное, либо небольшое прямое смещение в зависимости от выбранного режима работы.

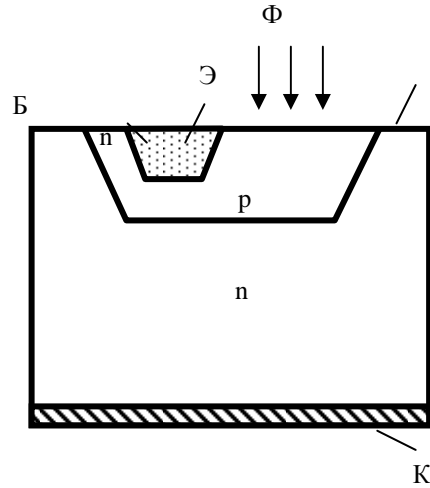


Рис. 11.14

Если оба перехода смещены в обратном направлении, то в отсутствие освещения ток коллектора I_K будет равен обратному току перехода коллектор — база, т.е. $I_{KT} = I_{KBO}$. При этом учтем, что обратное смещение перехода эмиттер — база (\mathcal{E} — Б) невелико, равно 0 или не превышает U_T . Направим на переход эмиттер — база световой поток Φ , в обеих областях перехода будет происходить генерация пар носителей заряда. Через переход эмиттер — база увеличится ток экстракции неосновных носителей. Это приведет к снижению потенциального барьера и к росту тока базы. В свою очередь ток коллектора увеличится $I_K = \beta \cdot I_B + (\beta + 1) I_{KBO}$, где β — коэффициент передачи тока базы. При дальнейшем увеличении светового потока переход \mathcal{E} — Б окажется смещенным в прямом направлении. Токи инжекции неосновных носителей превысят токи экстракции неосновных носителей, и ток коллектора возрастет еще больше. Эти рассуждения справедливы и для случая, когда в темновом режиме переход \mathcal{E} — Б имеет небольшое прямое смещение.

В темноте практически все внешнее напряжение падает на коллекторном переходе. Освещение средней части (базы) ведется через тонкий слой эмиттера. Возникающие в базе и в обоих переходах фотоэлектроны попадают в области эмиттера и коллектора,

а дырки собираются в средней области. В результате к левому p - n -переходу оказывается приложенным дополнительное напряжение в прямом направлении и возникает инжекция темновых электронов через сниженный барьер в базу и далее — в коллек-

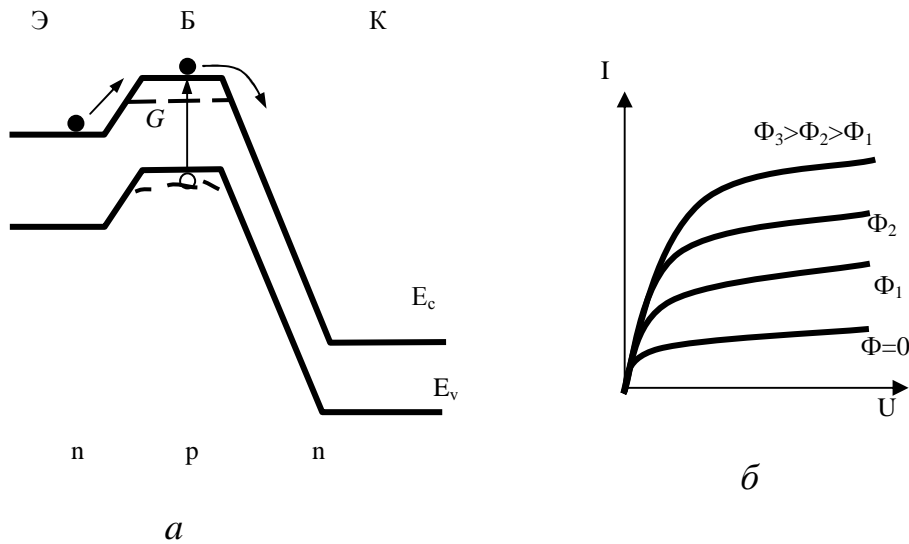


Рис. 11.15 — Фототранзистор: *а* — энергетическая диаграмма фототранзистора; *б* — В-А-характеристики

торный переход (рис. 11.15, *а*).

Таким способом первоначальный ток фотоносителей может быть усилен \sim в $1 \cdot 10^2$ раз. Соответственно чувствительность фототранзистора значительно выше, чем у обыкновенного ФД. С другой стороны, участие процессов диффузии носителей заряда увеличивает инерционность и постоянная времени возрастает $\tau = 10^{-5} - 10^{-6}$ с.

Сужение базы, необходимое для уменьшения τ , приводит к уменьшению чувствительности фототранзистора вследствие уменьшения числа поглощенных фотонов.

Рис. 11.14 и 11.15, *а* и *б* иллюстрируют работу фототранзистора. Вольт-амперные характеристики фототранзистора приведены на рис. 11.15, *б*.

Фототиристор имеет чередующиеся слои p , n , p , n -типов проводимости и соответственно 3 p - n -перехода, из которых средний называется коллекторным, а два крайних — эмиттерными. Структура включается так, чтобы коллекторный переход был

включен в обратном направлении, а 2 эмиттерных — в прямом (+ на внешней p -области, а – на n -области).

Если напряжение на всем тиристоре увеличить до U_n , при котором эмиттерные переходы заметно понизятся (или при $U < U_n$, но с помощью управляющего электрода одной из баз эмиттерный переход включается в прямом направлении), то через тиристор начинает течь значительный ток, который приводит к накоплению в p -базе положительного заряда, а в n -базе отрицательного. Это снижает высоту p - n -переходов и вызывает резкий рост тока. При этом общее падение U на тиристоре снижается, т.к. токи сами теперь поддерживают нужную степень накопления зарядов. Таким образом, тиристор может находиться в состоянии, соответствующем большим или малым токам, т.е. тиристор может работать как ключ в электрической цепи.

У фототиристора накопление + и – зарядов, необходимых для перевода его во включенное состояние, производится при облучении светом с длиной волны, близкой к собственному поглощению материала. Поле среднего перехода направляет фотодырки в p -базу, электроны в n -базу, что снижает высоту обоих эмиттерных барьеров и создает сильные токи через тиристор, т.о., свет играет роль управляющего электрического сигнала и позволяет бесконтактным способом управлять токами в различных цепях.

12. ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ

Эффективная и своевременная обработка больших массивов информации является одной из важнейших научно-технических проблем. Развитие науки и техники идет по пути необычайно быстрого и постоянно увеличивающегося роста потока информации, подлежащего переработке и использованию. Появление большого количества задач, решение которых целиком зависит от возможности переработки больших массивов информации, выдвигает высокие требования к своевременной и эффективной ее обработке.

В данной главе мы рассмотрим возможности применения оптико-электронных устройств в области передачи, обработки и хранения информации, познакомимся с принципом действия оптического процессора.

Любой физический процесс, несущий в себе ту или иную информацию, называется сигналом. В оптике носителем информации является световая волна. Следовательно, световая волна может рассматриваться как оптический сигнал. Преобразование таких сигналов производит оптический процессор.

Чем больший объем информации может быть закодирован в параметрах носителя информации, чем больше скорость его прохождения через систему обработки, тем больше быстродействие такого устройства. Использование когерентного светового поля (лазерного излучения) в качестве переносчика информации позволяет создать достаточно гибкую систему обработки информации, способную обрабатывать большой объем данных в очень короткое время.

Оптические системы в большинстве случаев представляют собой специализированные процессоры для выполнения основных математических операций, одно- и двумерного преобразований Фурье, вычисления корреляционных функций. Такие системы высокоэффективны и обладают большим быстродействием. На базе таких систем могут быть построены гибкие оптические процессоры, способные решать широкий класс радиотехнических задач.

12.1 Структура системы оптической обработки сигналов

Сейчас имеется много оптических и цифровых процессоров, которые при высокой скорости обработки данных (до миллиарда операций умножения и сложения в секунду) обеспечивают высокую точность измерения параметров выходных сигналов. Одним из перспективных направлений применения оптических методов является обработка радиолокационных сигналов. Быстродействие радиолокационных станций (РЛС) с системой оптической обработки информации ($10^{12} \dots 10^{14}$ бит/с) значительно превышает быстродействие РЛС с традиционной электронной обрабатывающей системой ($10^6 \dots 10^8$ бит/с).

Структурная схема системы оптической обработки сигналов приведена на рис. 12.1. Для выполнения заданного алгоритма обработки на аналоговое оптическое вычислительное устройство поступают оптические сигналы, в которых закодирована информация, выдаваемая источником информации. Преобразование электрических сигналов в оптические выполняется источником света и преобразователем входных сигналов в оптический аналог. После выполнения заданного алгоритма обработки аналоговое оптическое вычислительное устройство формирует на выходе системы распределения амплитуд и фаз света, в которых содержатся результаты обработки сигналов, поступающих от источника информации. Преобразователь выходных сигналов измеряет параметры световых сигналов, поступающих на его выход, и выдает получателю информации конечный результат обработки в необходимом виде (как правило, в виде электрических сигналов). Преобразователь входных сигналов является устройством ввода ин-



Рис. 12.1 — Структурная схема системы оптической обработки сигналов

формации в оптическую обрабатывающую систему, поэтому требования к нему во многом зависят от тех требований, которые предъявляются к системе обработки информации. Так, например, при обработке оптической системы, предназначенной для обработки сигналов, поступающих на антенную решетку, требования к устройству ввода будут определяться характеристиками РЛС: дальностью обнаружения, разрешающей способностью системы по направлению, полосой пропускания, динамическим диапазоном обрабатываемых сигналов, быстродействием. Таким образом, устройство ввода должно быть многоканальным (50–100 каналов), иметь высокую чувствительность, широкую полосу пропускания (десятки МГц), идентичные характеристики отдельных каналов, низкий уровень собственных шумов, большой динамический диа-

пазон обрабатываемых сигналов (не менее 40 дБ). В качестве устройств ввода применяются различные типы пространственно-временных модуляторов света, принцип работы которых основан на взаимодействии света с динамическими неоднородностями, реализуемыми различными физическими эффектами в твердых и жидких веществах.

Оптические методы обработки информации. В решении проблемы эффективной обработки больших массивов информации особый интерес представляют оптические методы. Это обусловлено исключительно высокой информационной емкостью светового поля как переносчика информации, высокой скоростью распространения оптических сигналов и легкостью осуществления целого ряда интегральных операций над двумерными массивами информации. Потенциальные возможности оптических методов обработки информации позволяют надеяться в будущем на существенный прогресс в развитии вычислительной техники.

Наряду с применением оптических и оптоэлектронных элементов в средствах дискретной счетно-решающей техники в последние годы интенсивно развиваются аналоговые оптические методы и средства обработки информации, в основе которых лежат явления переноса информации пространственно-модулированным волновым полем и дифракции света.

В отличие от оптоэлектронных устройств ЦВМ, где параллельная обработка информации может осуществляться за счет пространственной дискретизации, в аналоговых оптических вычислительных устройствах она реализуется естественным образом при эквивалентном числе каналов, определяемом разрешающей способностью оптической системы и используемого носителя информации. Так, например, при размере обрабатываемого транспаранта 24×24 мм, записанного на носителе с разрешающей способностью 100 мм^{-1} (легко реализуемый случай), эквивалентное число параллельных каналов составит $5,76 \cdot 10^6$.

Эффективность обработки информации с помощью оптических методов можно проиллюстрировать на примере осуществления преобразования Фурье. Как известно, операция двумерного Фурье-преобразования над когерентным оптическим сигналом осуществляется обыкновенной сферической линзой за время, рав-

ное времени распространения света в оптической системе, т.е. за 10^{-9} сек при оптической длине анализатора в 30 см. Если учесть, что в 1 см^2 носителя может содержаться до 10^9 бит информации (при разрешающей способности носителя 3000 мм^{-1}), то потенциальная производительность такого аналогового оптического анализатора составит 10^{18} бит/сек·см². Это на много порядков превышает производительность самых совершенных ЭЦВМ.

На практике скорость обработки информации ограничивается скоростью ввода и вывода информации, а не временем обработки оптических сигналов. Однако и с учетом ограничений быстрогодействия, связанных с вводом и выводом информации, аналоговые оптические вычислительные устройства все же оказываются намного более производительными, чем ЭЦВМ (приблизительно на 4 порядка).

Аналоговая оптическая обработка информации может быть реализована с помощью как когерентных, так и некогерентных световых полей. Аналоговые оптические вычислители, использующие некогерентный свет, непосредственно оперируют с интенсивностью светового поля, а фазовая модуляция в таких системах может быть осуществлена только косвенным образом. Они конструктивно просты, но решают сравнительно узкий круг задач, связанных с обработкой главным образом одномерных сигналов (спектральный и корреляционный анализ и некоторые другие операции). Когерентные оптические системы обработки информации оперируют с амплитудами и фазами светового поля. Эти системы более гибкие и позволяют решать широкий круг задач по обработке двумерных комплексных функций, задаваемых в виде некоторого распределения амплитуд и фаз светового поля. Однако они конструктивно сложнее, чувствительны к механическим воздействиям и предъявляют более жесткие требования к качеству оптических элементов, пространственно-временным модуляторам (управляемым транспарантами) и источникам света. Следует отметить, что почти все математические операции над оптическими сигналами, реализуемые в когерентном свете, могут быть выполнены и в некогерентном свете, однако степень сложности практической реализации будет зависеть от вида операции, т.е. решаемой задачи. Так, например, операция двумерного Фурье-преобразования в

когерентном свете реализуется исключительно просто, а в некогерентном свете необходимо использовать серию масок, число которых зависит от требуемой точности выполнения операции.

Принцип аналоговой оптической обработки информации с помощью когерентных световых полей. Интерес к применению оптических методов в аналоговой вычислительной технике обусловлен тем фактом, что любая оптическая система по своей природе является аналоговым устройством обработки информации, поступающей на ее вход в виде светового поля, модулированного в пространстве и во времени.

Обобщенная структурная схема аналоговой когерентной оптической системы обработки информации приведена на рис. 12.2 и включает в себя оптический квантовый генератор ОКГ, расширитель пучка 7, устройство ввода информации 2, аналоговое оптическое вычислительное устройство 3, устройство вывода информации 4, запоминающее устройство 5.

Устройство ввода осуществляет пространственную модуляцию сформированной расширителем пучка плоской монохроматической волны по амплитуде, фазе или поляризации в соответствии с обрабатываемыми сигналами, поступающими на его вход. Основной задачей устройства ввода является преобразование подлежащих обработке сигналов в когерентные оптические сигналы (поля). Обрабатываемые сигналы могут иметь различную физическую природу, однако обычно они преобразуются либо в электрические, либо в оптические. В первом случае устройство ввода должно иметь электронный вход и оптический выход, а во втором — оптический вход и оптический выход.

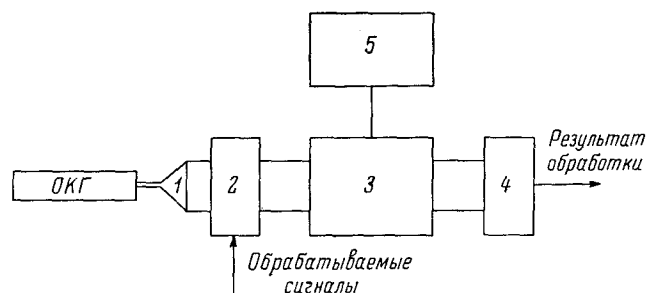


Рис. 12.2 — Структурная схема аналоговой оптической системы обработки информации

Аналоговое оптическое вычислительное устройство осуществляет над сформированным когерентным оптическим сигналом требуемую математическую операцию. Результат обработки в общем случае представляет собой некоторую световую картину. Устройство вывода преобразует результат вычисления в электрический сигнал для трансляции в ЭЦВМ (или иное электронное устройство) или регистрирует на светочувствительный носитель (например, фотопленку).

Когерентные аналоговые оптические вычислительные устройства позволяют относительно просто выполнять следующие математические операции над функциями двух переменных: умножение, интегрирование, сложение и вычитание, преобразование Фурье, свертку, взаимную корреляцию, дифференцирование, преобразования Гильберта, Френеля и др.

Перечисленные операции могут быть реализованы различными способами. Обычно используют разного рода маски, с помощью которых осуществляют пространственную модуляцию поля по требуемому закону, или голограммы. Запоминающее устройство (оптическое или голографическое) служит для хранения требуемого набора эталонных масок или голограмм и является обязательным элементом оптико-электронных информационно-поисковых систем и многофункциональных аналоговых оптических вычислительных устройств.

Можно показать, что даже на основе двух базовых операций — умножения и преобразования Фурье, которые проще всего реализуются в оптике, возможно выполнить широкий класс операций по обработке информации: операцию свертки, дифференцирование, интегрирование с весом, преобразования Френеля, изменение масштаба аргумента функции, восстановление функции из ее спектральной плотности, сложение и вычитание и другие.

Когерентные аналоговые оптические вычислители обладают следующими основными достоинствами.

1. Обеспечивают возможность параллельной обработки больших массивов информации благодаря своей двумерности и чрез-

вычайно высокой информационной емкости светового поля и используемого носителя.

2. Обеспечивают высокую скорость выполнения операций, не зависящую от степени их сложности, которая практически ограничивается скоростью ввода-вывода информации, а не скоростью собственно обработки, определяемой временем прохождения света от входа до выхода системы.

Хотя в целом аналоговые оптические вычислители уступают ЦВМ по точности вычисления, однако благодаря быстрой вычислений, простоте аппаратуры и ее обслуживания, отсутствию необходимости программирования они оказываются более эффективными при решении ряда практических задач. Чаще всего эти задачи связаны с выполнением операций спектрального и корреляционного анализа над двумерными комплексными функциями. Решение их на ЭЦВМ сопряжено со значительными затратами машинного времени и потому не всегда экономически оправдано. В некоторых частных случаях оптические методы обработки не уступают электронным по точности и даже превосходят их.

Следует отметить, что в значительной части задач обработки информации эвристического типа не требуется высокой абсолютной точности промежуточных вычислений. В частности, в задачах опознавания изображений, где оптическими методами осуществляется формирование корреляционного поля анализируемых изображений, важна не абсолютная точность вычислений кросскорреляционных функций, а обеспечение требуемого относительного превышения максимума сигнала опознавания над фоном.

Оптические методы обработки информации, несмотря на их еще короткую историю развития, находят уже достаточно широкое применение в вычислительной технике, кибернетике, радиотехнике, радиолокации и связи, экспериментальной физике, астрономии, метеорологии и геофизике, машиностроении и приборостроении, криминалистике, микроэлектронике, медицине, биологии, биофизике и др.

В настоящее время развитие методов и средств оптической обработки информации идет по пути создания специализированных аналоговых оптических вычислительных устройств для решения широко-

го круга прикладных задач, связанных в большинстве случаев с необходимостью осуществления спектрального или корреляционного анализа над двумерными массивами информации, а также пространственной фильтрации.

Оптические устройства обработки информации можно классифицировать по ряду различных признаков: области применений, назначению решаемых задач, виду обрабатываемых сигналов и т.д. Можно условно объединить, существующие устройства оптической обработки информации, в следующие четыре группы, осуществляющие: 1) спектральный анализ; 2) пространственную фильтрацию; 3) корреляционный анализ; 4) интегральные преобразования (Гильберта, Френеля и др.).

12.2 Преобразование Фурье в оптической системе

Разберем, как элементарная оптическая система, схема которой дана на рис. 13.3, может быть описана математически. Представим источник U , расположенный на плоскости P_1 , в виде бесконечно малой величины δ и запишем величину его освещенности в виде соотношения

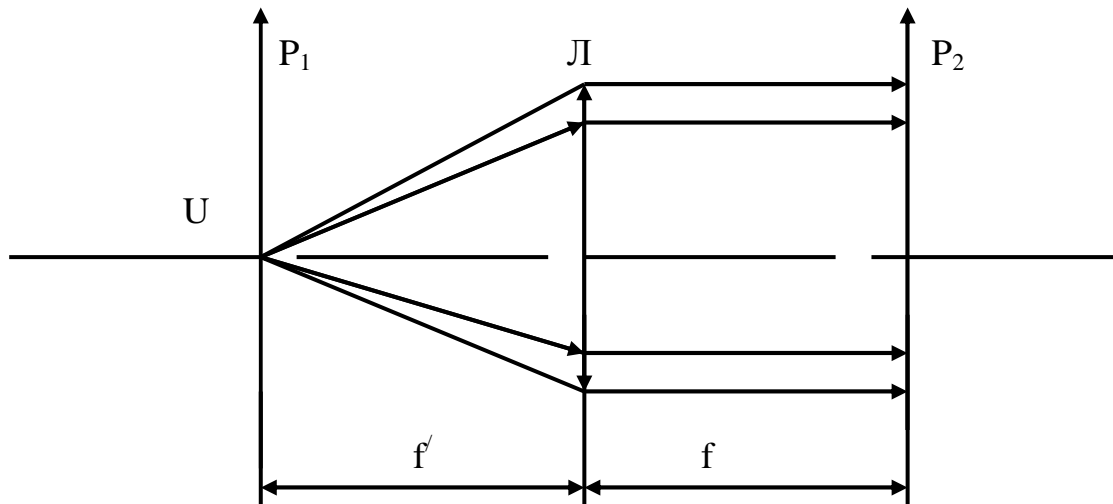


Рис. 12.3 — Элементарная оптическая система

$$E_c(0, 0) = \delta(x, y).$$

По определению двумерная δ -функция

$$\lim_{x \rightarrow 0} I \rightarrow \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0, \\ \infty & \text{при } 0 < x < x_o, \\ 0 & \text{при } x > 0 \end{cases} \quad (12.1)$$

обладает следующими двумя свойствами

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1;$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot \delta(x - x_o) dx = f(x_o).$$

Последнее свойство часто называется фильтрующим свойством δ -функции. Найдем преобразование Фурье для δ -функции:

$$S(\omega_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) \cdot e^{-j \cdot \omega_x \cdot x} dx. \quad (12.2)$$

Применив формулу Эйлера, получим:

$$S(\omega_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) \cdot \cos(\omega_x \cdot x) dx - \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) \cdot \sin(\omega_x \cdot x) dx. \quad (12.3)$$

Поскольку по определению $\delta(x)$ равна нулю на всей оси, кроме точки $x = 0$, где она стремится к бесконечности в выражении (12.3), и первого интеграла можно вынести постоянный множитель

$$\cos(\omega_x \cdot x) = 1 \quad x = 0,$$

а из второго интеграла множитель

$$\sin(\omega_x \cdot x) = 0 \quad \text{при } x = 0.$$

Учитывая свойство, получим

$$S(\omega_x) = e^{j \cdot \omega_x \cdot x} = 1 \quad x = 0. \quad (12.4)$$

Можно δ -функцию представить в виде обратного преобразования Фурье от равномерной спектральной плотности

$$\delta(x) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega_x) \cdot e^{j \cdot \omega_x \cdot x} dx = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{j \cdot \omega_x \cdot x} d\omega_x. \quad (12.5)$$

Аналогичным образом можно написать соотношения для двумерной δ -функции:

$$\delta(x - x_0, y - y_0) = \begin{cases} \infty & x = x_0, \\ 0 & y = y_0, \end{cases}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - x_0, y - y_0) dx dy = 1$$

в остальной области

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \cdot \delta(x - x_0, y - y_0) dx dy = f(x_0, y_0).$$

Согласно законам геометрической оптики сферическая линза преобразует распределение освещенности в виде δ -функции в равномерную освещенность плоскости L . Если сравнить этот хорошо известный экспериментальный факт с выражением для преобразования Фурье δ -функции, то можно сделать важный вывод:

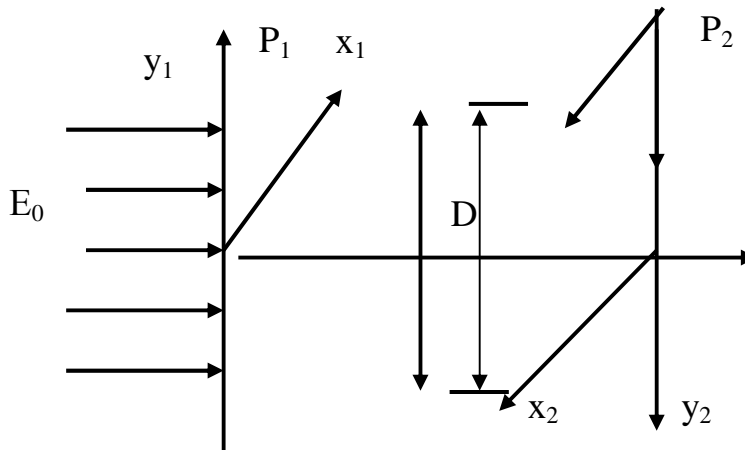


Рис. 12.4 — Преобразование Фурье в оптической системе

идеальная сферическая линза обладает свойством выполнять преобразование, аналогичное преобразованию Фурье.

Рассмотрим, как осуществляется это преобразование, на примере оптической системы, изображенной на рис. 13.4.

Примем следующие допущения: в системе не происходит поглощения и отражения электромагнитной энергии; система не имеет aberrаций.

Предположим, что в передней фокальной плоскости P_1 линзы L расположен транспарант с коэффициентом прозрачности

$$S(x_1, y_1) = S_o(x_1, y_1) \cdot e^{j\theta(x_1, y_1)}.$$

Обозначим когерентную монохроматическую световую волну, распространяющуюся в направлении z и освещающую оптическую систему $E_o \exp(i \cdot \omega \cdot t)$. Используя положение геометрической оптики, мы можем считать, что заданное пространственное распределение коэффициента прозрачности является модулирующей функцией для световой волны $E_o \exp(i \cdot \omega \cdot t)$. На выходе такого модулятора комплексное распределение амплитуды светового поля можно записать в следующем виде

$$E_1(x_1, y_1, t) = E_o \cdot S_o(x_1, y_1) \cdot e^{j(\theta(x_1, y_1) + \omega \cdot t)}. \quad (12.6)$$

Найдем распределение амплитуды светового поля на выходе оптической системы — задней фокальной плоскости линзы Л. Эта линза с апертурой D будет осуществлять суммирование дифрагированной энергии в фокальной плоскости. Для оценки результата такого суммирования для некоторого направления V необходимо найти выражение для фаз дифрагированной энергии во всех точках плоскости, перпендикулярной направлению V_1 , и выразить его через координату плоскости x_1, y_1 . При этом будем считать, что плоская волна, падающая на линзу Л, образует с её осью очень малый угол. В общем виде уравнение плоскости, перпендикулярной направлению V , имеет вид

$$a_1 \cdot x_1 + b_1 \cdot y_1 + c_1 \cdot z_1 = 0,$$

где a_1, b_1, c_1 — направляющие косинусы плоскости, перпендикулярной направлению V . Тогда расстояние от точки в плоскости P_1 до этой плоскости равно

$$D_2 = a_1 \cdot x_1 + b_1 \cdot y_1,$$

следовательно, для фаз дифрагированной энергии можно написать

$$\theta = \theta(x_1, y_1) + \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot D_2 = \theta(x_1, y_1) + \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot (a_1 \cdot x_1 + b_1 \cdot y_1), \quad (12.7)$$

где λ — длина волны света.

Далее определяется положение точки суммирования дифрагированной энергии, определяемое значениями A_i, B_i, C_i , пользуясь тем, что свет в направлении V , проходящий через центр оптической системы, не отклоняется от своего направления. Если расстояние от центра линзы до этой точки равно R , то

$$a_1 = \frac{x_2}{R}, \quad b_1 = \frac{y_2}{R}, \quad c_1 = \frac{F}{R}, \quad (12.8)$$

где x_2, y_2 — координаты выходной плоскости.

Обозначим через L оптическую длину пути от рассматриваемой точки до входной плоскости P_1 с координатами x_1 и y_1 и до точки суммирования в выходной плоскости P_2 с координатами x_2 и y_2 . Подставив соотношение (12.8) в выражение (13.7), получим

$$\theta = \theta(x_1, y_1) + \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot L + \frac{2 \cdot \pi \cdot c_1}{F} \cdot (x_1 \cdot x_2 + y_1 \cdot y_2). \quad (12.9)$$

Теперь можно написать выражение для распределения освещенности $E_2(x_2, y_2, t)$ в плоскости P_2 в виде двойного интеграла

$$E(x_2, y_2, t) = E_o e^{j \cdot \omega \cdot t} \iint_{P_2} S_o(x_1, y_1) e^{j\{\theta(x_1, y_1) + \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} L + \frac{2 \pi c_1}{\lambda F} (x_1 x_2 + y_1 y_2)\}} dx_1 dy_1. \quad (12.10)$$

Введем вспомогательные обозначения

$$\omega_{x_2} = \frac{2\pi}{\lambda \cdot F} \cdot x_2, \quad \omega_{y_2} = \frac{2\pi}{\lambda \cdot F} \cdot y_2,$$

которые носят название пространственных частот и имеют размерность μ^{-1} . Они являются пространственными аналогами частоты изменения сигналов во времени, имеющей размерность c^{-1} . Если дифрагированные углы малы, то $c_1 \approx 1$. Можно считать, что для всех значений x_2 и y_2 величина α будет постоянной. Поэтому член, содержащий α в выражении (12.10), можно опустить, так как он характеризует постоянный сдвиг по всей плоскости P_2 . Так как обработки сигналов осуществляются за много периодов светового излучения, то $E_o \exp(i \cdot \omega \cdot t)$ можно заменить его среднеквадратичным значением E_o и принять $E_o = 1$.

Тогда на основе принятых допущений окончательно получим:

$$E(x_2, y_2) = \iint_{P_2} S_o(x_1, y_1) \cdot e^{j \cdot (\omega_{x_2} \cdot x_1 + \omega_{y_2} \cdot y_1 + \theta(x_1, x_2))} dx_1 dy_1. \quad (12.11)$$

Это выражение является двумерным преобразованием Фурье-функции $S(x_1, y_1)$. Если осуществлять только пространственную амплитудную модуляцию (например, в плоскости P_i задать

плоское изображение), то $\Theta(x_1, x_2) = \text{const}$ и выражение для $E(\omega_x, \omega_y)$ примет вид:

$$E(\omega_x, \omega_y) = S(\omega_x, \omega_y) = \iint S_o(x, y) \cdot e^{j(\omega_x \cdot x + \omega_y \cdot y)} dx dy. \quad (12.12)$$

Итак, в когерентной идеальной оптической системе комплексное распределение амплитуды освещенности светового поля в передней фокальной плоскости линзы связано с комплексным распределением светового поля в задней фокальной плоскости линзы двумерным преобразованием Фурье. Функция $S(\omega_x, \omega_y)$ называется пространственным спектром объекта $S(x, y)$. Плоскость, в которой дифракционная картина объекта $S(x, y)$ описывается его преобразованием Фурье, называется Фурье-плоскостью.

12.3 Пространственная фильтрация

Простота осуществления операций прямого и обратного Фурье-преобразований над двумерными функциями (в общем случае комплексными) в сочетании с голографическим способом регистрации световых полей открывает широкие возможности для синтеза схем пространственной фильтрации с произвольным видом передаточной функции.

Оптические системы способны выполнять общие линейные преобразования поступающих на вход данных. Объем данных бывает настолько большим, что существенно превышает возможности наблюдателя. Тогда для уменьшения количества данных решающую роль будет играть линейное преобразование, выделяющее нужные группы таким образом, чтобы они могли восприниматься наблюдателем.

Поскольку сферическая линза может выполнять преобразование Фурье, то помещая в Фурье-плоскости различные маски или транспаранты с заданным распределением прозрачности, можно определенным образом влиять на полученный пространственный спектр сигнала, т.е. осуществлять фильтрацию сигнала. Рассмотрим схему оптического пространственного фильтра, изображенного на рис. 13.5. Если в данной системе уберем фильтр $A(\omega_{x1}, \omega_{y1})$, то тогда когерентный световой поток, пройдя через транспарант с

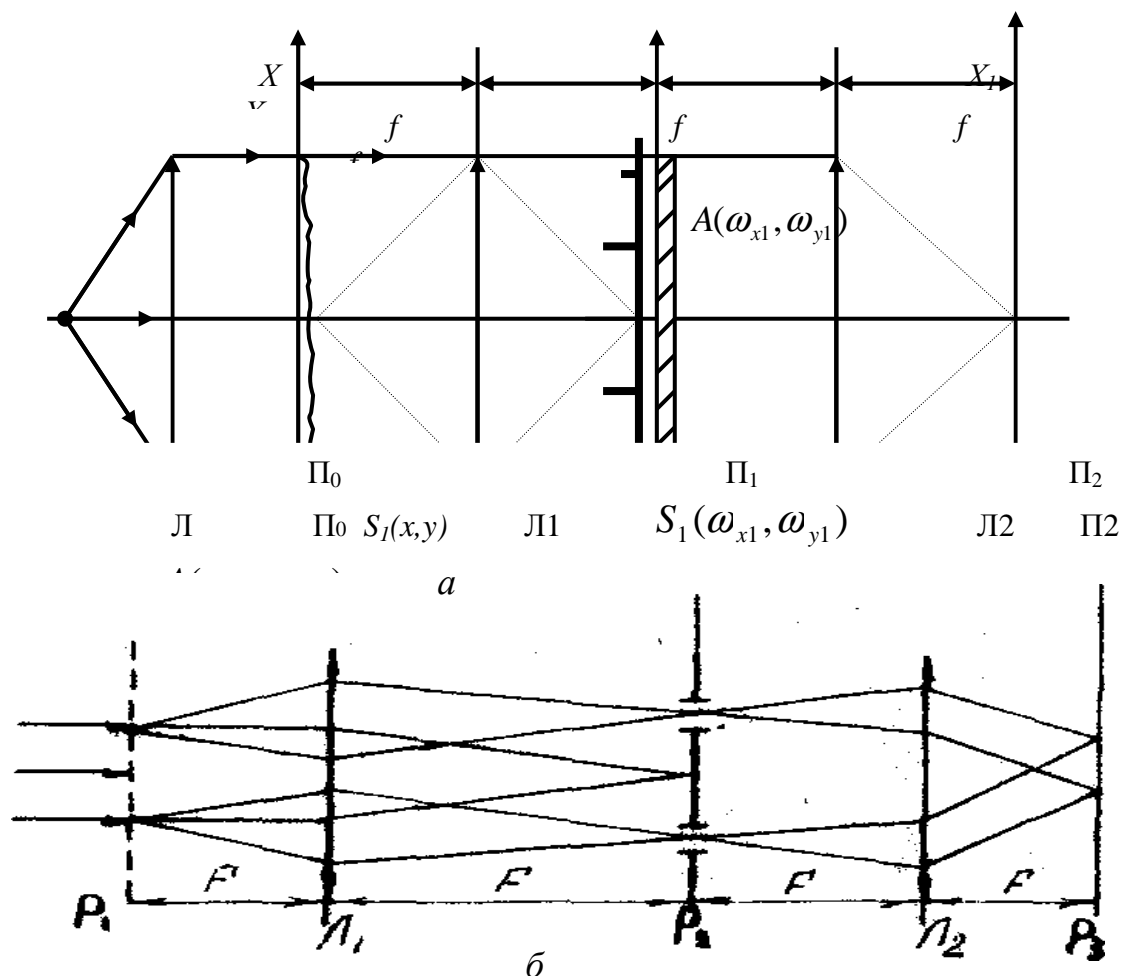


Рис. 12.5 — Принцип двойной дифракции
в когерентной оптической системе

функцией пропускания $S_I(x_1, y_1)$, создаст, благодаря дифракции в фокальной плоскости линзы L_1 , пространственный спектр объекта $S(\omega_{x1}, \omega_{y1})$. Свет, пройдя через линзу L_2 , образует изображение

$S(x_2, y_2)$ в плоскости Π_2 с координатами x_2 и y_2 так, что изображение $S_2(x_2, y_2)$ можно рассматривать как результат операции интегрирования, происходящей над полем $S(\omega_{x1}, \omega_{y1})$ в зрачке линзы L_2 , т.е. изображение $S_2(x_2, y_2)$ соответствует обратному преобразованию Фурье.

Теперь введем фильтр с пропусканием $A(\omega_{x1}, \omega_{y1})$, на который проектируется спектр сигнала $S(\omega_{x1}, \omega_{y1})$. На выходе плоскости Π_2 имеем напряженность электрического поля

$$S'_2(x_1, y_1) = A(\omega_{x1}, \omega_{y1}) \cdot S(\omega_{x1}, \omega_{y1}), \quad (12.21)$$

изменение которого по пространственным частотам изменено в соответствии с характеристикой фильтра.

12.4 Согласованная фильтрация

Для решения различных задач обнаружения сигнала в шумах наибольшее распространение получил метод оптической согласованной фильтрации (ОСФ).

Достоинством согласованной фильтрации является высокая информационная емкость, банк эталонных сигналов, многоканальность, обработка больших массивов данных за время, равное времени распространения света в оптической системе от модулятора до фотоприемника. Наряду с достоинствами этот метод имеет и недостатки: необходимость изготовления голографических согласованных фильтров (ГСФ). Юстировка этих фильтров в частной плоскости оптической системы должна проводиться с очень высокой точностью, которая предъявляется также и всей оптической системе.

Создание согласованного голографического фильтра (СГФ). Рассмотрим вопрос о записи согласованных голографических фильтров. Если полезный известной формы обозначить через $S(x)$, а помеху через $n(x)$, то оптический сигнал на входном транспаранте когерентной оптической системы представляется в виде суммы

$$f(x) = S(x) + n(x),$$

в спектральной плоскости спектр $f(x)$ будет состоять из спектров сигнала и шума

$$F(\omega_{x2}) = S(\omega_{x2}) + N(\omega_{x2}).$$

Если в спектральной плоскости поставить пространственный фильтр с характеристикой пропускания

$$H(\omega_{x2}) = S^*(\omega_{x2}),$$

то суммированный сигнал на выходе фильтра будет равен

$$S(\omega_{x2}) \cdot S^*(\omega_{x2}) = N_2(\omega_{x2}) \cdot S^*(\omega_{x2}). \quad (12.14)$$

Если теперь произвести над этим сигналом обратное преобразование Фурье, то в фокальной плоскости второй линзы образуется автокорреляционная функция сигнала и корреляционная функция сигнала и шума

$$E_3(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x_1) \cdot S^*(x_1 - x_3) dx + \int_{-\infty}^{\infty} n(x_1) \cdot S^*(x_1 - x_3) dx_1. \quad (12.15)$$

Поскольку сигнал и шум не коррелированы, то второе слагаемое будет мало по сравнению с первым и сигнал будет выделен из шума.

Рассмотрим, как создается комплексный оптимальный фильтр оптическими методами, в частности на принципах голографии (см. рис. 12.6). Эталонный $S(x)$ сигнал устанавливается в виде транспаранта в предметной плоскости P_1 . Линза 5 осуществляет прямое преобразование Фурье этого сигнала. С помощью призмы 3 и поворотного полупрозрачного зеркала формируются опорный и сигнальный лучи, которые пересекаются в светочувствительной среде под углом θ . Запись голограммы Фурье-образа с помощью лазера (1). Равномерная засветка транспаранта осуществляется с помощью коллиматора 4. Светочувствительная среда регистрирует интенсивность интерференционной картины

$$I(\omega) = \left[S(\omega) + e^{j\omega x_0} \right]^2 = 1 + S^2 + S^* \cdot e^{j\omega x_0} + S \cdot e^{-j\omega x_0}. \quad (12.16)$$

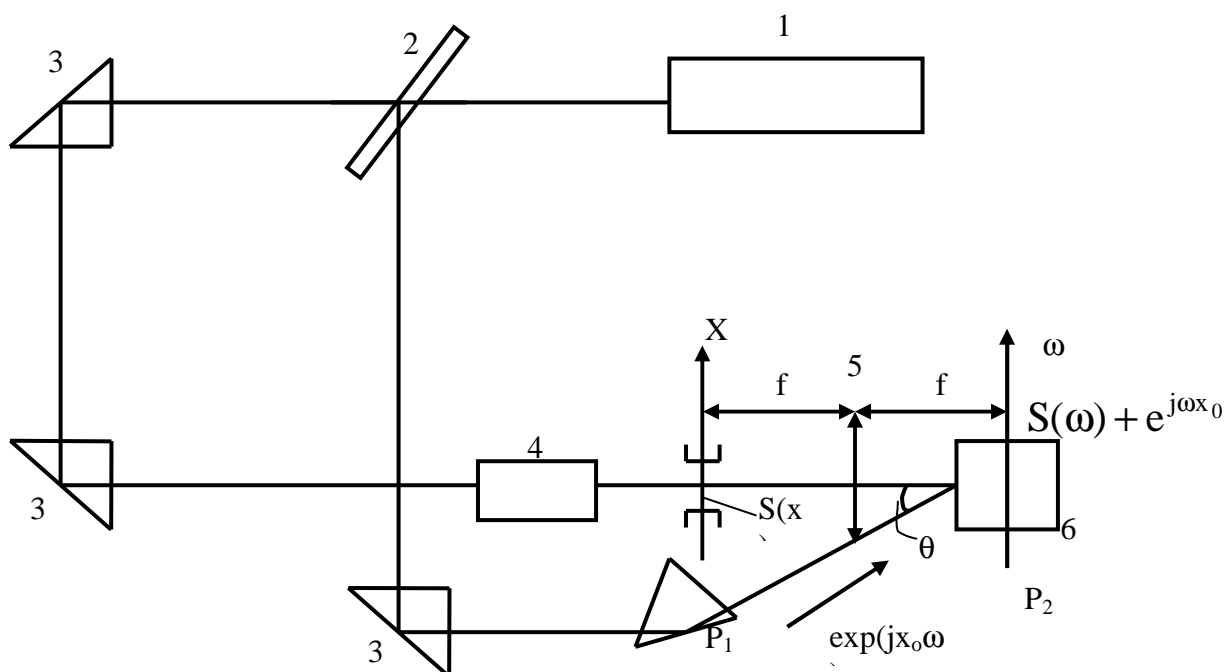


Рис. 12.6 — Схема записи голографического согласованного фильтра

Далее, устанавливая голограмму фильтра в оптическую систему, осуществляют процесс распознавания образов.

Фильтрация в оптическом корреляторе. Когерентные оптические корреляторы можно синтезировать как в предметной, так и в частотной областях. При обработке двумерных функций удобнее использовать корреляторы, синтезируемые в частотной области, поскольку они не требуют перемещений анализируемых функций относительно друг друга. Рассмотрим именно эти корреляторы, реализуемые на базе схемы пространственной фильтрации с помощью голографических согласованных фильтров.

Пропустим теперь через согласованный фильтр (б) световой сигнал, имеющий образ входного сигнала $f(x)$, т.е. $F(\omega, \omega, \omega)$, рис. 12.7. В плоскости P_1 устанавливается транспарант анализируемого сигнала. В плоскости P_2 — СГФ. Линза L_2 осуществляет обратное преобразование Фурье. На выходе фильтра возникает световой сигнал с амплитудой

$$H(\omega) = F(\omega) \cdot I(\omega) = F \left[1 + S^2 \right] + F \cdot S^* \cdot e^{j \cdot \omega \cdot x_0} + F \cdot S \cdot e^{-j \cdot \omega \cdot x_0}. \quad (12.17)$$

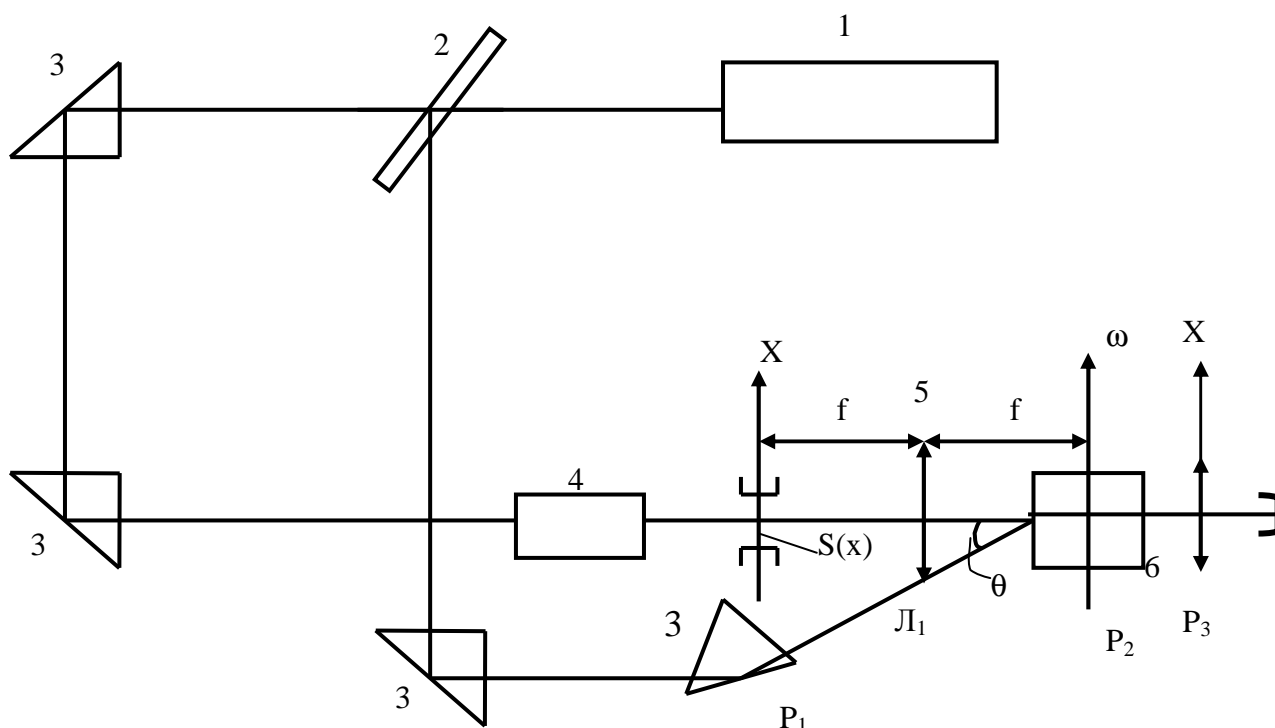


Рис. 12.7 — Схема фильтрации с помощью голографического согласованного фильтра

Этот сигнал имеет три составляющих. Основной пучок, отображаемый первым членом в выражении (12.27), распространяется в направлении оптической оси. Второй пучок, описываемый членом $F \cdot S^* \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot x_0)$ идет в направлении опорного пучка. Третий член $F \cdot S \cdot \exp(-j \cdot \omega \cdot x_0)$ описывает пучок, отклоняющийся относительно оси в противоположном направлении. Сигнал, передаваемый опорным пучком,

$$F \cdot S^* = (S + N) \cdot S^* = S^2 + N \cdot S^*$$

состоит из двух слагаемых. В результате преобразования Фурье функция S^2 превратится в сигнал $S \cdot S^*$, т.е. в сигнал автокорреляции функции $S(x)$. Этот сигнал появится в центре верхнего бокового изображения в виде яркой точки. Первое слагаемое нижнего бокового пучка

$$F \cdot S = (S^* + N) \cdot S = S \cdot S^* + N \cdot S$$

превратится в сигнал автосвертки $S \otimes S$. Сигналы $N \cdot S^*$ и $N \cdot S$ вследствие случайной природы шума и определенного рассогласования в фильтре, изготовленном для обнаружения только полезного сигнала $S(x)$, будут малы.

Метод согласованной пространственной фильтрации при решении задач контроля безусловно уступает интерферометрии и по чувствительности и по точности, однако он не требует сложной расшифровки интерферограмм — является интегральным методом и легко поддается автоматизации.

Достоинством оптических методов измерений является простота, экспрессность измерений и легкость автоматизации, что весьма существенно при внедрении этих методов в промышленность. Обеспечиваемая при этом точность вполне достаточна для практики. Оптические методы измерений и контроля особенно эффективны, когда необходимо дать интегральную оценку качества или нельзя использовать контактные методы измерений.

Согласованный пространственный фильтр осуществляет параллельный корреляционный анализ входного изображения. Результат анализа может быть представлен в виде световой картины, т.е. поля функций корреляции входного и эталонного изображений. Схема согласованной пространственной фильтрации не чувствительна к положению опознаваемого объекта в пределах ана-

лизируемого изображения, однако допустимые изменения его масштаба и угловой ориентации не должны превышать соответственно $\pm(5\div 10)\%$ и $2\div 5^\circ$ по отношению к эталону в зависимости от структурной сложности объекта. Отношение сигнал/шум на выходе фильтра колеблется от нескольких десятков до нескольких сотен в зависимости от структуры объекта и окружающего его фона. Неинвариантность схемы фильтрации к масштабу и ориентации объекта может быть устранена путем использования многоканального фильтра, либо осуществлением поиска по масштабу и ориентации. В последнем случае увеличивается время анализа. Применения согласованной пространственной фильтрации связаны как с формированием меры близости в виде функции взаимной корреляции при решении задач, связанных с необходимостью выполнения операций обнаружения или идентификации изображений, так и с необходимостью измерения интенсивности функции взаимной корреляции при решении задач измерения или контроля. С помощью согласованной пространственной фильтрации могут быть решены следующие задачи:

- обнаружение объектов на некотором сложном фоне;
- навигационная привязка летательных аппаратов по наземным ориентирам;
- исследование скорости движения облаков по фотоснимкам, получаемым с метеорологических спутников;
- автоматический дактилоскопический поиск (опознавание полных отпечатков пальцев);
- автоматическая идентификация ИК-спектров веществ;
- ввод буквенно-цифровой информации в ЦВМ;
- интегральный контроль качества печатных плат и интегральных схем;
- интегральный контроль предела усталости лопаток турбин;
- идентификация и распознавание электрических сигналов;
- оптимальная фильтрация электрических сигналов;

Распознавание образов. С помощью СГФ можно осуществлять распознавание образов для различных конкретных применений. Так, например, если изготовить транспарант с буквой Т и записать его Фурье-образ в виде голограммы по оптической схеме, изображённой на рис. 12.7, а после этого поместить в плоскость R

транспарант с набором разных фигур, включая и букву Т, то при освещении когерентным пучком лазера в боковых изображениях должны появиться точки в местах обнаружения буквы Т.

Рассмотрим этот случай, т.е. что произойдет, если анализируемый сигнал сместить в другую точку в плоскости изображений. Такое смещение можно описать сигналом вида

$$S(x_1) = S_1(x + x_1).$$

Его Фурье-образ равен

$$S_1(\omega) = \int S(x_1 + x) \cdot e^{-j\omega \cdot x_0} dx = S(\omega) \cdot e^{j\omega \cdot x_1}$$

и отличается от Фурье-образа $S(a)$ исходного, несмещенного сигнала множителем $\exp(j\omega x_1)$, который приводит только к дополнительному наклону каждого из боковых пучков.

В результате фильтрации на выходе оптической системы получается сигнал

$$S_1(\omega) \cdot S^*(\omega) \cdot e^{j\omega \cdot x_0} = S^* \cdot S \cdot e^{j\omega \cdot (x_0 + x_1)}. \quad (12.30)$$

Поворот оси распространения сигнала в плоскости Фурье-координат вызывает смещение точки, вокруг которой располагается отфильтрованный сигнал. Таким образом, поступательное перемещение сигнала в плоскости P_1 приводит к такому же поступательному перемещению сигнала свертки $S \otimes S$ или корреляции во второй предметной плоскости P_2 .

При повороте объекта в плоскости изображений на угол ϕ_1 сигнал автокорреляции, например, прямоугольника» монотонно уменьшается и в минимуме равен $\delta = \frac{a}{b}$ (где a и b — ширина и высота прямоугольника), т.е. уменьшается в a/b раза по сравнению с исходным сигналом.

Если изменить масштаб сигнала $S(x)$, т.е. взять увеличенный в β -раз сигнал при одной и той же полной интенсивности:

$$S_2(x) = \left[\frac{1}{\sqrt{\beta}} \right] \cdot S\left(\frac{x}{\beta}\right),$$

то спектр нового сигнала растянется в $1/\beta$ раз вдоль координаты ω_x и ω_y , что приводит также к ослаблению сигнала.

Устройства, в которых используются пространственные фильтры, называются оптическими корреляторами. Такие корреляторы

позволяют производить распознавание образов, т.е. идентифицировать объекты.

Рассмотренные системы оптической обработки информации являются основой сверхбыстродействующих когерентно-оптических вычислительных машин. Такие машины удобно использовать для параллельной обработки информации, поскольку световой поток, переносящий информацию, имеет двумерную структуру.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

а) основная литература:

1. Г.Л. Киселев квантовая и оптическая электроника . Издательство Лань. 2011.-320С.
2. Н.И. Калитеевский. Волновая оптика. - СПб.: Лань, 2006. - 480 с..
3. В.А. Малышев. Основы квантовой электроники и лазерной техники. - М.: Высшая школа, 2005. - 542 с.

б) дополнительная литература:

- 1д. Шангина Л.И. Квантовые и оптоэлектронные устройства. УМП. Томск 2008.-150с.
- 2д.Ушаков В.Н и др. Оптические устройства в радиотехнике: Учеб. пособие для вузов.- М.: Радиотехника, 2005. -240 с.
- 3д. Куц Г.Г., Соколова Ж.М., Шангина Л.И.. Приборы и устройства оптического и СВЧ-диапазонов. - Томск: Издательство научно-технической литературы, 2003. - 556 с.
- 4д.Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. – М: Высшая школа. 2001, - 572с.
- 5д. Фриман Р. Волоконно-оптические системы связи: Пер. с англ. - М.: Техносфера, 2006. – 447 с.
- 6д. Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники.- К.: Высшая школа;1988.- 383 с.
- 7д. Бусурин В.И., Носов Ю.Р.. Волоконно - оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения. - М.: Энергоатомиздат, 1990.- 240с.
- 8д. М.П.Петров, С.И.Степанов, А.В.Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. М.: Наука, 1992.
- 9д. В.М. Шандаров. Основы физической и квантовой оптики. – Томск: Томск. гос. Ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2005. – 258 с.
- 10д. Страховский Г.М., Успенский Л.В. Основы квантовой электроники. — М.: Высшая школа, 1973. — 312 с.
- 11д. Тарасов Л.В. Физические основы квантовой электроники (оптический диапазон). — М.: Сов. радио, 1976.— 368 с.

- 12д. Коваленко Е.С. и др. Введение в квантовую электронику. — Томск: ТГУ, 1974. — 445 с.
- 13д. Смирнов В.А. Введение в оптическую радиоэлектронику. — М.: Сов. радио, 1973. — 203 с.
- 14д. Пихтин А.Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники: Учеб. пособие для вузов по специальности «Полупроводники и диэлектрики». — М.: Высш. шк., 1983. — 304 с.
- 15д. Пахомов И.И., Рожков О.В. и др. Оптико-электронные квантовые приборы: Учебное пособие для вузов / Под редакцией И.И. Пахомова. — М.: Радио и связь, 1982. — 456 с.
- 16д. Ищенко Е.Ф., Климов Ю.М. Оптические квантовые генераторы. — М.: Сов. радио, 1968.— 468 с.
- 17д. Рябов С.Г., Торопкин Г.Н., Усольцев И.Ф. Приборы квантовой электроники. — М.: Сов. радио, 1976. — 308 с.
- 18д. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике: Учеб. пособие. — М.: Наука, 1983. — 320 с.
19. Ярив А. Квантовая электроника и нелинейная оптика: Пер. с англ. / Под ред. О.Г. Вендика, Я.И. Ханина. — М.: Сов. радио, 1973. — 456 с.
20. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. — М.: Наука, 1970. — 270 с.
21. Ребрин Ю.К. Управление оптическим лучом в пространстве. — М.: Сов. радио, 1977. — 336 с.
22. Адрианова И.И. [и др.] Фазовая светодальнометрия и модуляция оптического излучения // Оптико-механическая промышленность. — 1970.
23. Шевцов Э.Л., Белкин М.Е. Фотоприемные устройства. — М.: Радио и связь.
24. Гауэр Дж. Оптические системы связи: Пер с англ. — М.: Радио и связь, 1989. — 504 с.
25. Кульчин Ю.Н. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. — М.: Физматлит, 2001. — 272 с.
26. Чео П.К. Волоконная оптика: Приборы и системы: Пер. с англ. — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 280 с.
27. Козанне А., Флере Ж. и др. Оптическая передача и обработка информации: Пер. с фр. — М.: Мир, 1984. — 504 с.
28. Акаев А., Майоров А. Оптические методы обработки информации. — М.: Высшая школа, 1988. — 132 с.
29. Кондратенков Г.С. Обработка информации когерентными оптическими системами. — М.: Советское радио, 1972.— 206 с.
30. Шангина Л.И. Исследование основ записи и восстановления объемных голограмм. — Томск: Ротапринт ТУСУР, 1993. — 23 с.
31. Пихтин А.Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники: Учебное пособие для вузов. — М.: Высшая школа, 1983. — 304 с.

32. Шангина Л.И. Элементы функциональной элетроники.— Томск: Ротапринт ТУСУР, 1991. — 43 с.
33. Шангина Л.И. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы. — Томск: ТМЦ ДО, 2001. — 162 с.
34. Куц Г.Г., Соколова Ж.М., Шангина Л.И. Приборы и устройства оптического и СВЧ-диапазонов: Учебное пособие. — Томск: Изд-во НТЛ, 2003. — 560 с.