

КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

**И. Ю. Белов**

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
ОПТИЧЕСКОЙ ДАЛЬНОМЕТРИИ**  
Учебно-методическое пособие

Казань 2009

Печатается по решению Редакционно-издательского совета физического факультета КГУ.

УДК 528.5

**Белов И. Ю.** — кандидат технических наук, ассистент кафедры астрономии и космической геодезии КГУ.

Физические основы оптической дальнометрии. / Учебно-методическое пособие для студентов физического факультета, обучающихся по направлению «Геодезия».

КГУ, Казань, 2009, 72 с.

Пособие составлено в соответствии с программой учебной дисциплины «Геотроника» и представляет собой развёрнутое изложение лекций по разделу «Электрооптические измерения».

В настоящем пособии рассматриваются физические принципы излучения, модуляции и приёма электромагнитных волн оптического диапазона. Излагаются основы устройства и особенности функционирования приборов, осуществляющих генерацию, модулирование и регистрацию оптического излучения.

Рецензент: Скочиллов А. Ф., кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник ФГУП НПО «Государственный институт прикладной оптики».

Физический факультет Казанского государственного университета, 2009.

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Источники излучения</b>	<b>6</b>
1.1 Тепловые и газоразрядные излучатели . . . . .	6
1.1.1 Тепловые излучатели . . . . .	6
1.1.2 Газоразрядные излучатели . . . . .	7
1.2 Общие принципы действия лазеров и их основные типы . . .	10
1.3 Резонаторы лазеров и типы колебаний . . . . .	12
1.4 Лазеры на ионных кристаллах и стёклах . . . . .	16
1.4.1 Рубиновый лазер . . . . .	17
1.4.2 Лазер на алюмоиттриевом гранате (АИГ) с неодимом	26
1.4.3 Лазер на неодимовом стекле . . . . .	27
1.5 Газовые лазеры . . . . .	29
1.5.1 Гелий-неоновый лазер . . . . .	30
1.5.2 Аргоновый лазер . . . . .	33
1.5.3 Лазер на углекислом газе . . . . .	34
1.6 Полупроводниковые лазеры . . . . .	36
1.7 Лазерные усилители . . . . .	40
1.8 Преобразование частоты оптических колебаний . . . . .	42
<b>2 Модуляция оптического излучения</b>	<b>44</b>
2.1 Электрооптические модуляторы . . . . .	45
2.1.1 Модулятор Керра . . . . .	45

2.1.2	Модулятор Поккельса . . . . .	50
2.2	Магнитооптические модуляторы . . . . .	53
2.3	Акустооптические модуляторы . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Приём оптического излучения</b>	<b>59</b>
3.1	Фотоэмиссионные приёмники . . . . .	59
3.2	Фотоприёмники на основе внутреннего фотоэффекта . . . . .	64
3.3	Гетеродинный фотоприём . . . . .	67
3.4	Оптическая фильтрация в приёмниках . . . . .	70
	<b>Литература</b>	<b>72</b>

# Введение

Оптическое излучение видимого и ближнего инфракрасного диапазонов в наши дни широко применяется как при лазерной локации — в частности, для измерения дальности — так и в системах автоматизированного отсчитывания углов в электронных теодолитах и тахеометрах. Поэтому важно иметь представление о том, как это излучение создаётся, преобразуется и регистрируется.

Предлагаемое Вашему вниманию пособие разбито на три главы:

**Глава 1** посвящена источникам излучения, пригодным для целей дальнометрии — лазерам различных типов. Также здесь рассматриваются вопросы усиления лазерного излучения и преобразования частоты оптических волн.

**Глава 2** рассказывает о различных физических принципах, позволяющих модулировать излучение (т. е. накладывать на излучение информацию, меняя его характеристики), и об основах конструирования приборов, использующих эти принципы.

**Глава 3** содержит сведения об основных типах устройств, используемых для регистрации оптического излучения. Кроме того, здесь уделено внимание технике гетеродинного фотоприёма и вопросам оптической фильтрации.

# Глава 1

## Источники излучения

### 1.1 Тепловые и газоразрядные излучатели

До 1960 г., когда появились первые лазеры, всё многообразие источников излучения оптического диапазона волн, пригодных для использования в геодезической измерительной аппаратуре, сводилось по существу к двум категориям излучателей: нагретым телам (в основном электрическим лампам накаливания) и газоразрядным источникам излучения.

#### 1.1.1 Тепловые излучатели

Эталоном излучения нагретых тел служит так называемое абсолютно черное тело (АЧТ) — тело, коэффициент поглощения которого при любой температуре равен единице (и, следовательно, коэффициент отражения равен нулю). Хотя АЧТ — физическая абстракция, законы излучения многих реальных нагретых тел (Солнца, ламп накаливания) довольно близки к законам излучения АЧТ, а последние могут быть строго определены теоретически.

Из этих законов следует, что полная излучаемая мощность быстро растёт с увеличением температуры (пропорционально 4-й степени последней) и что максимум спектральной плотности излучаемой мощности с ростом температуры смещается в сторону коротких волн.

При вычислении параметров излучения реального нагретого тела (на-

пример, нити лампы накаливания) можно использовать законы излучения АЧТ, если ввести понятие цветовой температуры  $T_{\text{Ц}}$  — температуры АЧТ, которое излучает так же, как данное реальное тело, находящееся при температуре  $T > T_{\text{Ц}}$ . Неравенство  $T$  и  $T_{\text{Ц}}$  отражает тот факт, что коэффициент поглощения реальных тел меньше единицы. Значения для многих излучателей известны (например, для поверхности Солнца  $T_{\text{Ц}} = 5785$  К) или задаются для определённых фактических температур (либо электрических режимов работы излучателя, как это часто делается применительно к лампам накаливания).

Для большинства ламп накаливания цветковые температуры при номинальном электрическом режиме работы составляют 2800—3000 К, что даёт максимум излучения на волне  $\sim 1$  мкм. Таким образом, в то время как большая часть энергии излучения Солнца лежит в видимом участке спектра ( $\lambda = 0,38\text{—}0,7$  мкм), лампы накаливания наиболее эффективны в ближней инфракрасной (ИК) области. В настоящее время лампы накаливания, сыгравшие значительную роль в светодальномерах, уступили место более совершенным излучателям.

### 1.1.2 Газоразрядные излучатели

Излучение газоразрядных источников по своему спектральному составу обычно сильно отличается от излучения АЧТ. Параметры газоразрядных излучателей определяются составом газовой смеси и параметрами электрического разряда в ней.

Электрический разряд может быть импульсным или стационарным; стационарный разряд подразделяется на тлеющий и дуговой (для первого характерна невысокая плотность электрического тока и небольшая степень ионизации газа в разряде, для второго эти параметры на несколько порядков больше). По типу возбуждения различают высокочастотный разряд (ВЧР), возбуждаемый переменным электромагнитным полем высокой ча-

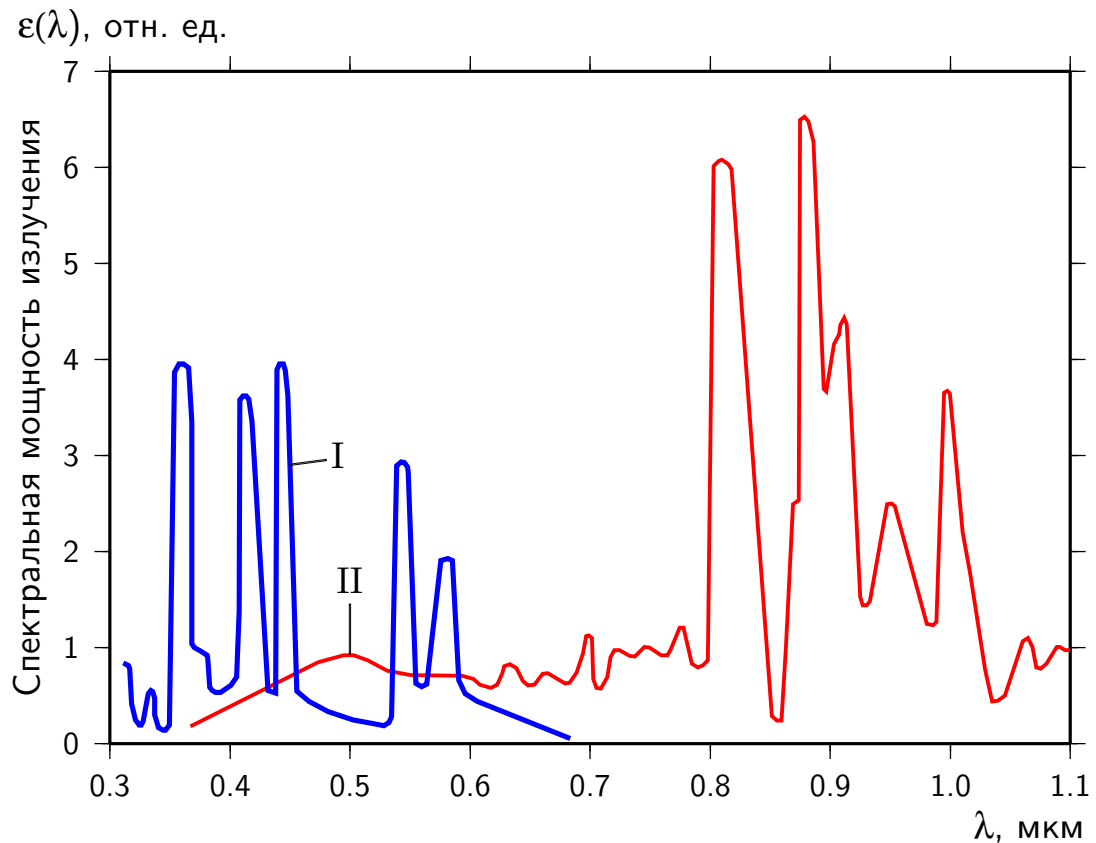


Рис. 1.1: Спектры излучения ртутной (I) и ксеноновой (II) ламп сверхвысокого давления соты ( $10^6$ – $10^9$  Гц) от специального генератора, и разряд постоянного тока (РПТ), при котором через газовую среду пропускается постоянный электрический ток.

При тлеющем разряде, когда температура газа невысока, мощность, излучаемая единицей объема газа, невелика и, следовательно, такой источник имеет небольшую яркость. Для дугового разряда характерна высокая температура газа; яркость таких источников может быть весьма значительной — иногда в десятки и даже сотни раз больше, чем у ламп накаливания.

На рис. 1.1 для примера изображены спектры излучения ртутной и ксеноновой дуговых ламп, нередко используемых в аппаратуре, где требуются излучатели особо высокой яркости.

При импульсном разряде плотность тока в газе достигает огромных величин ( $10^3$ – $10^5$  А/см<sup>2</sup>), и тепловое излучение становится преобладающим;



такие излучатели характеризуются определённой, обычно весьма высокой цветовой температурой (5000—20000 К), хотя в спектре проявляются и отдельные спектральные линии. Длительность импульсов излучения обычно лежит в интервале  $10^{-3}$ — $10^{-6}$  с, а яркость намного превышает яркость любых источников, работающих в стационарном режиме. На рис. 1.2 для примера показаны спектр излучения и форма импульса ксеноновой импульсной лампы.

В настоящее время газоразрядные излучатели обычно используются не как основные источники излучения в светодальномерах, а как источники накачки лазеров, играющих роль основных излучателей.

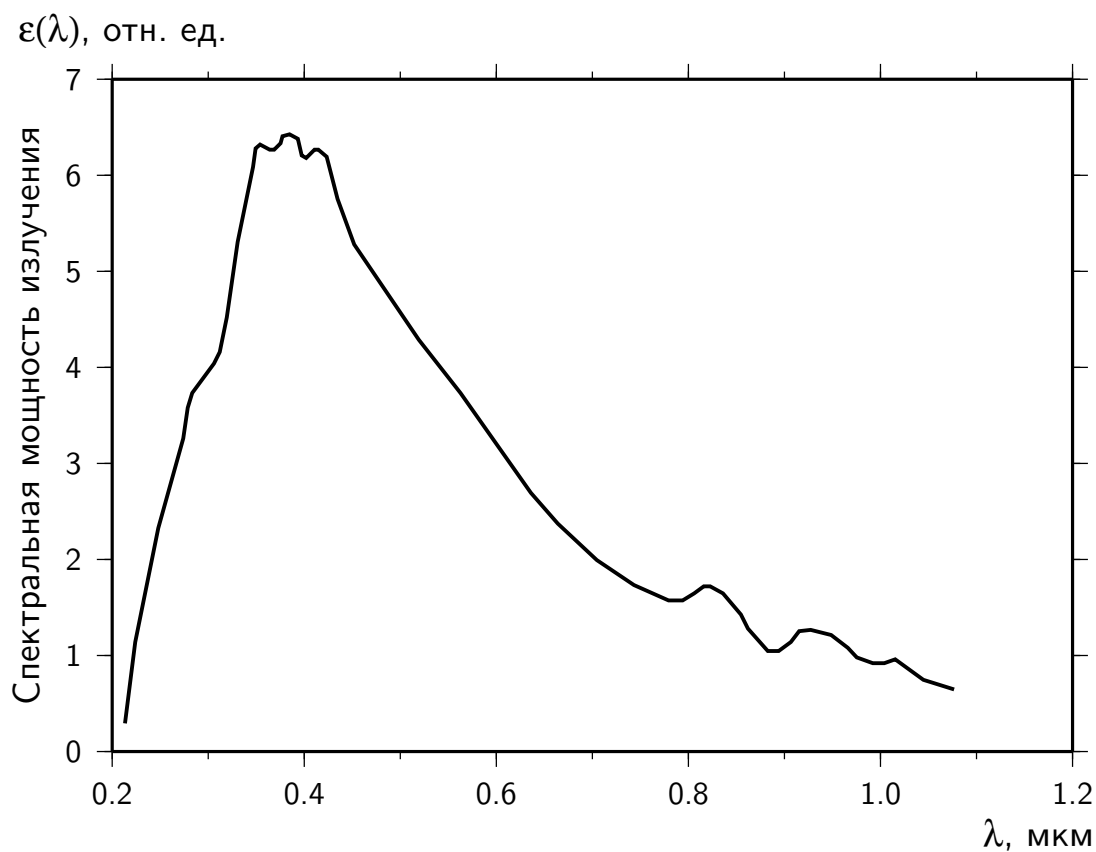


Рис. 1.2: Спектр излучения ксеноновой импульсной лампы

## 1.2 Общие принципы действия лазеров и их основные типы

Само слово «лазер» образовано из начальных букв слов английской фразы, поясняющей физический принцип действия этого прибора (LASER — Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, т. е. усиление света посредством стимулированного излучения). Не вдаваясь в подробности<sup>1</sup>, остановимся лишь на самых общих моментах.

Термином «лазер» называют обычно генератор колебаний оптического диапазона волн, действие которого основано на определённом физическом принципе, тогда как в приведенной выше расшифровке этого термина речь идёт об усилении таких колебаний. Это расхождение не имеет принципиального значения, так как любой усилитель можно, как известно, превратить в генератор введением цепи обратной связи с выхода на вход усилителя. Принципы реализации основных элементов генератора — усилителя и цепи обратной связи — в лазерной технике, однако, весьма специфичны.

Усилителем служит обычно некоторая активная среда — вещество, которое при подаче энергии извне (её называют энергией накачки) приобретает способность усиливать оптические колебания в некоторой области длин волн  $\Delta\lambda$ ; в этой области, как принято говорить, коэффициент поглощения данной среды за счёт энергии накачки становится отрицательным, — иными словами, в такой среде вместо обычного затухания распространяющихся колебаний происходит их усиление.

Цепью обратной связи в лазерной технике служит, как правило, так называемый открытый резонатор — в простейшем варианте это пара зеркал, установленных по обе стороны от активной среды таким образом, что они возвращают выходящее излучение обратно в эту среду.

Следовательно, в общем случае схема лазера выглядит так, как пока-

---

<sup>1</sup>Лазерам посвящена весьма обширная литература. Рекомендуем ознакомиться с книгами [5], [4], [6].

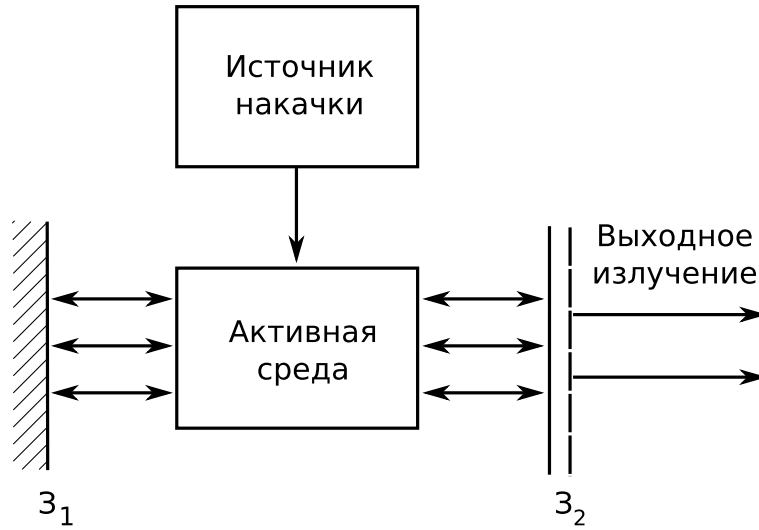


Рис. 1.3: Обобщённая схема лазера

зано на рис. 1.3, и состоит из трёх элементов — *активной среды*, в которой излучение проходит некоторый путь  $l$  и усиливается в  $e^{-\alpha l}$  раз (где  $\alpha$  — коэффициент поглощения, который должен быть меньше нуля), *источника накачки*, снабжающего активную среду энергией, за счёт которой достигается усиление, и *открытого резонатора*, состоящего из двух зеркал  $\mathcal{Z}_1$  и  $\mathcal{Z}_2$  с коэффициентами отражения соответственно  $r_1$  и  $r_2$  и образующего цепь обратной связи с коэффициентом передачи  $\beta = r_1 r_2$  (другими видами потерь мы пока пренебрегаем). Поскольку в такой замкнутой системе излучение, пройдя путь от зеркала  $\mathcal{Z}_1$  к зеркалу  $\mathcal{Z}_2$  и возвратившись затем к  $\mathcal{Z}_1$ , дважды проходит через активную среду, общий коэффициент усиления оказывается равным  $K = e^{-2\alpha l}$ , и первое условие генерации (условие амплитуд) имеет вид

$$e^{-2\alpha l} \cdot r_1 \cdot r_2 \geq 1, \quad (1.1)$$

а второе условие (условие фаз) сводится к тому, чтобы на двойной длине резонатора уложилось целое число  $q$  длин волн  $\lambda$  генерируемого излучения:

$$2L = ql \quad (1.2)$$

(при этом полный набег фазы при обходе волной резонатора  $\varphi = 2\pi q$ ).

Вывод энергии излучения из резонатора лазера достигается за счёт частичной прозрачности одного из зеркал, как показано на рис. 1.3.

Выходящее излучение обладает высокой степенью пространственной и временной когерентности и сосредоточено в очень узком спектральном интервале, т. е. имеет очень высокую степень монохроматичности, кроме того, оно является чрезвычайно узконаправленным и обладает высокой спектральной плотностью мощности. Эти свойства лазерного излучения резко отличают его от излучения всех других — «некогерентных» — источников. Желая эту мысль выразить кратко, говорят, что лазер излучает когерентный свет.

Конкретных веществ, пригодных для использования в качестве активных сред лазеров, известно сейчас много. Среди них — твёрдые тела кристаллической или аморфной структуры, жидкости, газы. Соответственно агрегатному состоянию активной среды лазеры подразделяются на твердотельные, жидкостные, газовые; в особый класс выделены полупроводниковые лазеры, резко отличающиеся от остальных твердотельных лазеров по своему принципу действия. Лазеры, относящиеся к одному классу, имеют много общих черт в части методов накачки, конструктивных принципов и других особенностей; и наоборот, для лазеров разных классов в этих отношениях характерны большие различия. Однако вследствие того, что в большинстве лазеров, относящихся к разным классам, используется один и тот же тип обратной связи — открытый резонатор — рассмотрение работы лазеров целесообразно начать именно с этого элемента.

### **1.3 Резонаторы лазеров и типы колебаний**

Открытые резонаторы, применяемые для создания обратной связи в лазерах, обычно представляют собой сочетание двух, трёх или четырёх отражателей (зеркал или призм полного внутреннего отражения), направляющих излучение либо по линейному или линейно-ломаному пути (линейные ре-

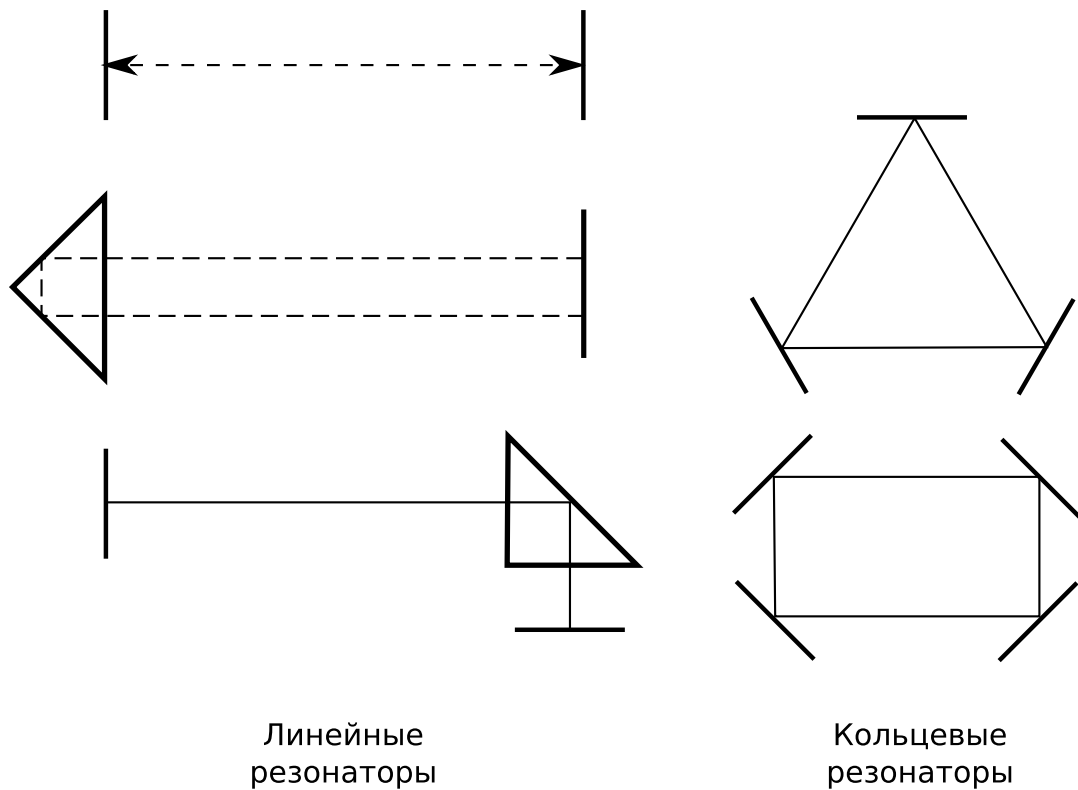


Рис. 1.4: Примеры конфигураций открытых резонаторов

резонаторы), либо по замкнутому контуру, образующему треугольник или четырехугольник (кольцевые резонаторы). Примеры таких конфигураций показаны на рис. 1.4.

Длина всего резонатора или его отдельного линейного участка (плеча) для разных типов и вариантов конструкции лазеров может составлять от долей миллиметра до нескольких метров. Зеркала могут иметь как плоские, так и сферические поверхности. Большой диапазон размеров и разнообразие конфигураций резонаторов приводят к тому, что и параметры их (вносимые оптические потери и возможные типы колебаний) могут сильно различаться.

*Типы колебаний (моды).* В резонаторах распространяются поперечные электромагнитные волны, электрический и магнитный векторы которых взаимно ортогональны и лежат в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения. Такие волны принято обозначать буквами ТЕМ

(от слов *transverse electromagnetic* — поперечная электромагнитная). Различные типы колебаний отличаются распределением поля вдоль оси резонатора и по ортогональным к ней направлениям. Для классификации этих типов колебаний (их называют модами) вводят три индекса, последний из которых определяет продольное (аксиальное, т. е. осевое) распределение поля, а первые два — поперечное распределение. В общем случае конкретный тип колебания обозначается как «волна  $TEM_{mnq}$ ».

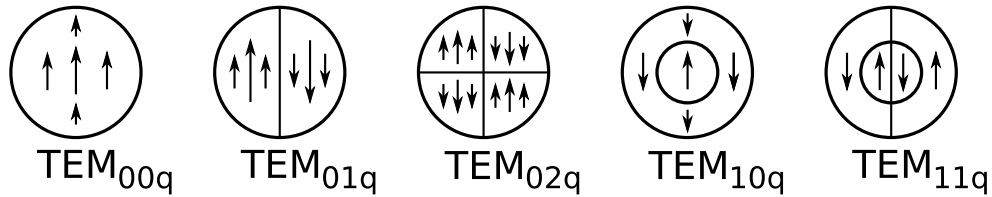


Рис. 1.5: Примеры распределения поля в поперечном сечении пучка излучения для некоторых типов волн

Индекс  $q$  соответствует длине резонатора при полном его обходе, выраженной в длинах волн  $\lambda$  (напомним, что по условию генерации, выраженной формулой (1.2), это число должно быть целым). Физически для линейного резонатора, в котором образуется стоячая электромагнитная волна, число  $q$  означает число пучностей поля этой волны на длине резонатора. Обычно длина резонатора велика по сравнению с длиной волны и число  $q$  велико ( $10^3$ – $10^7$ ). Индексы  $m$  и  $n$  показывают, сколько раз меняется знак поля в радиальном и азимутальном направлении (для случая зеркал круглой формы). Примеры распределения поля в плоскости, ортогональной направлению распространения, для волн низших типов (значения  $m$  и  $n$  от 0 до 2) показаны на рис. 1.5. Чаще всего при создании лазеров стремятся, если это возможно, получить волну низшего типа (моду  $TEM_{00q}$ , обычно обозначаемую просто  $TEM_{00}$ ), для которой напряженность поля в радиальном направлении монотонно убывает от центра к периферии.

*Потери в резонаторе и его устойчивость.* Потери в резонаторе определяются поглощением и рассеянием в его элементах и заполняющей резо-

натор среде (в том числе активной), паразитными отражениями от границ раздела сред с различным показателем преломления, а также дифракцией. Дифракционные потери сильно зависят от конфигурации резонатора. Физический смысл этих потерь заключается в том, что размеры поперечного сечения резонатора (например, диаметры зеркал) определяют расходимость пучка излучения за счёт дифракции на краях апертуры этого сечения (краях зеркал), и вследствие конечной расходимости часть энергии при каждом обходе волной резонатора выходит за его пределы и теряется. При некоторых конфигурациях, например в случае применения сферических зеркал, обращенных выпуклостью внутрь резонатора, доля энергии, выходящей за пределы резонатора при каждом его обходе, оказывается весьма значительной; такие резонаторы принято называть неустойчивыми — в противоположность устойчивым резонаторам, обладающим малыми дифракционными потерями.

Во многих случаях, когда усиление активной среды, находящейся в резонаторе, невелико, приходится всеми доступными методами снижать потери. Для этого выбираются устойчивые конфигурации резонаторов, обеспечивается максимально возможный коэффициент отражения зеркал на выбранной длине волны (в частности, применяются многослойные диэлектрические зеркала) и минимизируются потери, вызываемые паразитными отражениями (например, на торцы твердотельного активного элемента наносятся интерференционные антиотражающие покрытия, называемые иногда «просветляющими»).

Простейший двухзеркальный резонатор с потерями, обеспечивающими генерацию низшего поперечного типа колебаний, является системой с большим (в пределе бесконечным) числом дискретных резонансов, наступающих на длинах волн, определяемых соотношением (1.2). Нетрудно показать, что частотный интервал между соседними резонансами должен удо-

влетворять условию

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}. \quad (1.3)$$

Здесь  $c$  — скорость распространения волны в резонаторе,  $L$  — его длина.

Если активная среда способна усилить колебания в широком диапазоне частот, превышающем величину  $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ , условие генерации может выполняться для целого ряда резонансных длин волн, соответствующих условию  $\lambda = \frac{2L}{q}$  и попадающих в полосу усиления активной среды. Такая ситуация возникает на практике очень часто, и лазер тогда может генерировать одновременно множество колебаний с одинаковым поперечным распределением поля (так называемых продольных мод), различающихся по частоте (длине волны). Если необходимо при широкой полосе усиления активной среды выделить одну продольную моду и обеспечить таким образом генерацию лазера на единственной частоте (одночастотную генерацию), то этого можно добиться применением специальных методов селекции (например, использованием многозеркальных резонаторов или введением в двухзеркальный резонатор дополнительного селектирующего элемента с избирательной частотной характеристикой, ширина которой меньше частотного интервала между соседними модами основного резонатора).

## 1.4 Лазеры на ионных кристаллах и стёклах

Термином «твердотельные лазеры» или «лазеры на твёрдом теле» обычно обозначают лазеры, активной средой которых служат кристаллические или аморфные вещества, по своей электрической проводимости относящиеся к классу диэлектриков. Лазеры на твёрдых полупроводниковых материалах, как уже упоминалось на стр. 12, относят к отдельному классу полупроводниковых лазеров.

Рассмотрим наиболее применяемые в дальнометрии твердотельные лазеры.



### 1.4.1 Рубиновый лазер

Первым практически действующим лазером стал лазер на рубине, созданный в 1960 г.

Рубин представляет собой кристаллическую окись алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , в чистом виде известную как лейкосапфир («белый сапфир», прозрачный очень твёрдый кристалл), в которую добавлены трёхвалентные положительные ионы хрома ( $\text{Cr}^{3+}$ ), играющего роль активатора. Хром в небольших концентрациях, оптимальных для создания лазеров, придаёт кристаллу розовую окраску.

Если на такой кристалл извне поступает энергия в виде потока фотонов (кристалл освещается некоторым источником излучения — источником оптической накачки), то электроны ионов хрома, поглощая фотоны излучения накачки, могут переходить из основного состояния, в котором они находятся при отсутствии внешних воздействий, в возбуждённое состояние, запасая при этом некоторое количество энергии. Для атомов или ионов любого вещества характерен определённый дискретный набор возможных возбужденных состояний (энергетических уровней), причем каждому энергетическому уровню присуще определённое «время жизни» — средняя продолжительность пребывания атома в данном возбуждённом состоянии, после чего накопленная им энергия теряется, и атом переходит на более низкий энергетический уровень (в состояние с меньшим запасом энергии).

При определённой структуре уровней различие присущих им времен жизни может приводить к ситуации, когда населённость уровня с большей энергией выше населённости уровня с меньшей энергией; такая ситуация называется инверсией населённости. Именно инверсия населённости создаёт условия для усиления оптических колебаний.

Ионы хрома в рубине при переходе на нижний уровень отдают накопленную энергию в виде излучения с узким спектром на волне  $\lambda = c/\nu = 694,3$  нм, т. е. в области видимого красного света. Это красное свечение —

люминесценция кристалла рубина под влиянием излучения накачки — не представляет собой ничего необычного, пока не достигнуто состояние инверсии населённости (т. е. пока мощность накачки невелика, или от момента включения достаточно мощного источника накачки прошло немного времени). Отдельные акты испускания фотонов при этом не связаны между собой, каждый возбужденный ион излучает «свою» волну, отличающуюся от других по частоте колебаний, фазе и поляризации. Такое излучение называется спонтанным (самопроизвольным). Однако при взаимодействии излучённого фотона с возбуждённой средой может происходить и другой процесс — стимулированное (вынужденное) излучение, при котором дополнительно испускаемый фотон «жёстко» связан с первым, вынуждающим, по частоте, фазе и поляризации, так что их совместное излучение представляет собой единую волну. При достижении инверсии населённости стимулированное излучение начинает преобладать над спонтанным, и среда приобретает усиливающие свойства: её коэффициент поглощения на частоте, соответствующей переходу иона с верхнего рабочего уровня на нижний, становится отрицательным. Если поместить такую среду в оптический резонатор (т. е. создать обратную связь), и если инверсия населённости достаточна для получения усиления, компенсирующего потери в резонаторе и самой активной среде, то возникает генерация — мы получаем лазер, в данном случае рубиновый, который испускает когерентное излучение на волне 0,6943 мкм (при комнатной температуре).

Для предотвращения перегрева рубинового стержня рубиновые лазеры работают, как правило, в импульсном режиме. Источником накачки служит при этом импульсная лампа (обычно ксеноновая), дающая короткую ( $\sim 1$  мс), но мощную вспышку излучения. За короткое время вспышки, несмотря на огромную мощность лампы, рубин не успевает сильно нагреться, что значительно упрощает проблему отвода тепла.

К сожалению, по многим причинам лишь небольшая часть энергии, подводимой к источнику накачки, превращается в конечном счёте в энергию

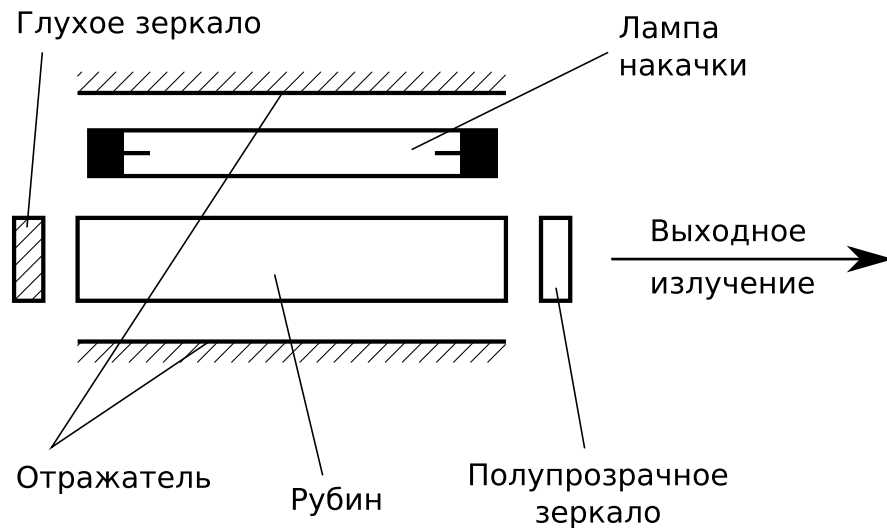


Рис. 1.6: Конструкция рубинового лазера

лазерного излучения, вследствие чего к. п. д. лазера на рубине редко превышает 1%.

Конструктивная схема импульсного рубинового лазера изображена на рис. 1.6. Рабочее тело обычно выполняется в виде цилиндрического рубинового стержня, диаметр которого в современных лазерах лежит в пределах от 3 до 20 мм, а длина — от 30 до 250 мм. Параллельно рубиновому стержню на небольшом расстоянии от него располагается лампа накачки — кварцевая трубка, заполненная ксеноном, на концах которой имеются электроды; между ними при электрическом пробое газа возникает разряд, свечение которого и служит излучением накачки. Лампа и рубиновый стержень помещены в отражатель с круглым или эллиптическим сечением, фокусирующий излучение накачки на рубиновом стержне. По обе стороны от полированных плоских торцов рубинового стержня, на продолжении его оси, расположены зеркала резонатора с многослойным диэлектрическим покрытием. Обычно одно из зеркал делается «глухим» (непрозрачным) и имеет коэффициент отражения, близкий к 100% (иногда вместо «глухого» зеркала применяется отражающая призма), а другое зеркало — полупрозрачным с коэффициентом отражения значительно меньшим 100%. Через полупрозрачное зеркало излучение лазера выводится из резонатора нару-

жу.

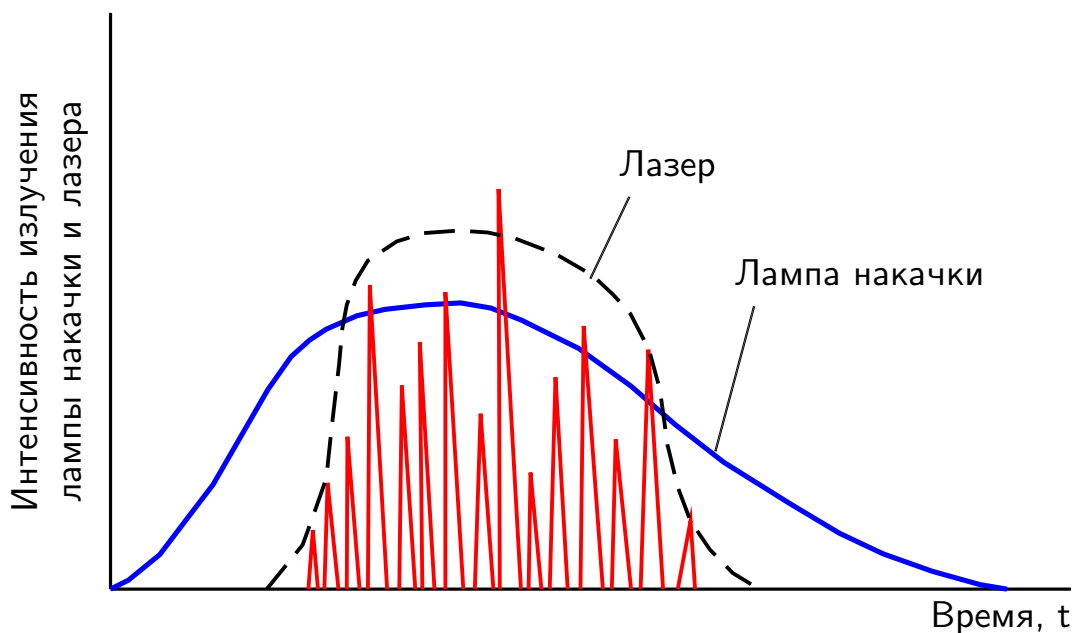


Рис. 1.7: Зависимость мощности излучения лампы накачки и лазера от времени в режиме свободной генерации

*Режим свободной генерации.* Описанный простейший вариант рубинового лазера работает в так называемом режиме свободной генерации. На рис. 1.7 вместе с формой импульса излучения лампы накачки показана временная диаграмма лазерного излучения. Из рисунка видно, что лазерное излучение начинается спустя некоторое время после начала излучения лампы (когда достигается необходимая величина инверсии населённости в рубине и усиление становится достаточным для выполнения условия генерации), причем лазер излучает не «гладкий» импульс, а «гребёнку» из коротких импульсов, разделённых паузами, во время которых генерация отсутствует. Причина такой прерывистой генерации — быстрое уменьшение населённости верхнего рабочего уровня ионов хрома после начала генерации и, как следствие этого, снижение усиления в рубиновом стержне до величины, не обеспечивающей компенсации потерь в резонаторе. Затем наступает пауза, во время которой населённость верхнего уровня и усиление снова нарастают, опять начинается генерация и повторяется тот же про-

цесс. Характерная длительность каждого импульса излучения составляет примерно 1 мкс, а паузы между импульсами — несколько микросекунд. Амплитуды генерируемых импульсов и длительность пауз имеют некоторый разброс из-за неравномерности накачки и других причин. Полная длительность процесса излучения обычно составляет сотни микросекунд, полная энергия генерации — от десятых долей до десятков джоулей (в зависимости от размеров рубинового стержня), а угловая расходимость составляет 10–20′.

Режим свободной генерации неудобен для целей измерения расстояний; в дальномерных системах предпочтительно излучение одиночных импульсов как можно меньшей длительности, чтобы получить максимальную точность определения дальности. Поэтому большой интерес представляют методы получения коротких мощных импульсов излучения.

Самый распространённый из таких методов — работа лазера в специальном режиме, получившем название режима модуляции добротности. Впервые этот режим был реализован именно в рубиновом лазере.

*Режим модуляции добротности.* Строго говоря, данный режим следовало бы называть (и нередко называют) режимом импульсного включения добротности резонатора. Принципиальная сущность метода состоит в том, что в течение большей части времени излучения лампы накачки, пока нарастает инверсия населённости и увеличивается коэффициент усиления рубинового стержня, в резонаторе искусственно поддерживаются большие потери (иными словами, добротность резонатора — величина, обратная по-



Рис. 1.8: Схема лазера с модуляцией добротности

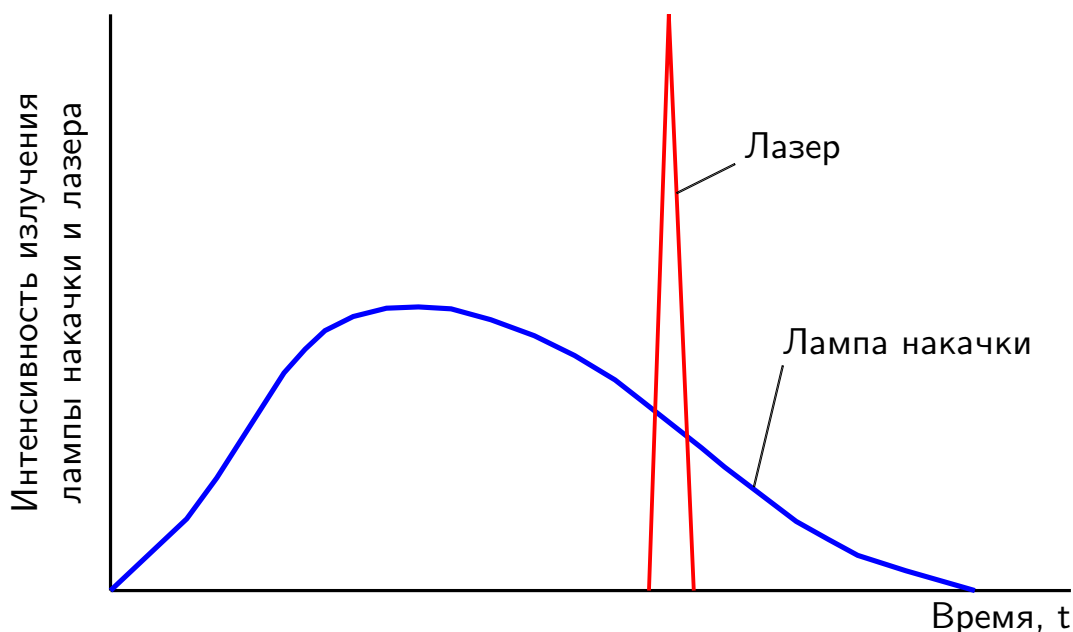


Рис. 1.9: Схема лазера с модуляцией добротности

терям — снижается). Технически это можно сделать, например, введя в резонатор оптический затвор, перекрывающий путь излучению, циркулирующему между зеркалами, как схематически показано на рис. 1.8. Если затвор полностью закрыт, то потери в резонаторе бесконечно велики (добротность его равна нулю), и генерация лазера невозможна даже при очень большом коэффициенте усиления активной среды, так как цепь обратной связи разомкнута. После того как основная часть энергии накачки будет воспринята активной средой и её коэффициент усиления приблизится к максимально возможному в данных условиях значению, т. е. в конце импульса накачки, затвор мгновенно включается и добротность резонатора резко возрастает, что приводит к возникновению генерации со стремительно возрастающей амплитудой колебаний. Практически вся энергия, запасённая к этому моменту ионами хрома, высвобождается в виде короткого мощного импульса излучения (рис. 1.9).

В настоящее время разработан и применяется целый ряд затворов (модуляторов добротности), действие которых основано на различных принципах. Наибольшее распространение получили механические, электрооп-

тические и фототропные затворы.

Простейшим способом осуществления механического затвора является вращение с большой скоростью одного из зеркал резонатора (вокруг оси, параллельной плоскости зеркала), вследствие чего параллельность неподвижного и вращающегося зеркал имеет место лишь в течение коротких интервалов времени, а всё остальное время резонатор будет сильно разъюстирован и потери в нем будут очень большими. В качестве вращающегося зеркала обычно используется прямоугольная призма полного внутреннего отражения. Момент включения добротности должен быть синхронизирован с излучением лампы (он должен совпадать с задним фронтом излучаемого ею импульса) при помощи специального устройства синхронизации.

Электрооптические модуляторы — затворы с чисто электрическим управлением величиной коэффициента пропускания. Подробно принцип действия и параметры электрооптических модуляторов излучения будут рассмотрены в разделе 2.1. В момент «открытия» (максимального пропускания) модулятора резко уменьшаются потери в резонаторе и происходит излучение короткого мощного лазерного импульса.

Принцип действия фототропных затворов основан на свойстве некоторых веществ менять оптическую прозрачность (коэффициент пропускания оптического излучения) при изменении плотности мощности потока этого излучения. Иногда такие вещества называют насыщающимися фильтрами — при большой плотности потока они как бы насыщаются излучением и становятся прозрачными.

Если такой фильтр поместить в резонатор лазера, то в определённый момент после включения лампы накачки, когда усиление в активной среде лазера станет достаточно большим, плотность потока излучения в резонаторе быстро достигнет порога насыщения фототропного материала, что приведёт к быстрому практически полному «просветлению» фототропного затвора и высвобождению запасённой в активной среде лазера энергии в

виде короткого мощного импульса излучения.

До недавнего времени в качестве материалов для фототропных затворов использовались главным образом растворы органических красителей в жидких растворителях (спирте, ацетоне, нитробензоле). В настоящее время создано множество твёрдых фототропных материалов.

Все три указанных выше метода импульсного включения добротности резонатора применительно к рубиновому лазеру дают примерно одинаковые результаты, если иметь в виду параметры генерируемых импульсов. Длительность их обычно получается равной 10—20 нс, а излучаемая энергия достигает при оптимальных условиях накачки 0,2—0,3 Дж с каждого кубического сантиметра объема рубинового стержня.

На базе рубиновых лазеров, работающих в режиме импульсного включения добротности, создано немало высокоточных дальномеров. Однако в некоторых случаях длительность импульса порядка  $10^8$  с оказывается все же слишком большой. Даже при мгновенном включении добротности время развития генерации в таком лазере получается в несколько раз больше времени пробега излучения по резонатору «туда и обратно», которое равно  $2L/c$  ( $L$  — длина резонатора,  $c$  — скорость распространения излучения в резонаторе). Чисто конструктивные соображения не позволяют обычно сделать резонатор короче 20—30 см, а это даёт величину  $2L/c \approx 2 \cdot 10^{-8}$  с. Поэтому возможности сокращения длительности импульса в таких лазерах ограничены.

Существует, однако, метод генерации лазерных импульсов, длительность которых меньше времени пробега излучения по резонатору. Этот метод получил название «метода (или режима) синхронизации мод». Не вдаваясь в физическую и математическую трактовку происходящих процессов, ограничимся в данном случае лишь технической стороной дела.

*Режим синхронизации мод* реализуется обычно посредством введения в резонатор лазера модулятора добротности; в этом отношении он сходен с рассмотренным выше методом импульсного включения добротности ла-



зера. Различают два варианта (метода) синхронизации мод — активный и пассивный. При активном методе в резонатор помещают модулятор добротности, управляемый внешним электрическим сигналом; из рассмотренных типов модуляторов таким является электрооптический. Управляющее напряжение, подаваемое на модулятор, имеет, однако, иную форму, чем при импульсном включении добротности: это не короткий импульс, а периодический сигнал (чаще всего синусоидальной формы) с частотой, примерно равной  $c/2L$ . Иными словами, период модулирующего сигнала выбирается примерно равным времени пробега излучения в резонаторе «туда и обратно».

Если параметры резонатора и усиление активной среды лазера выбраны так, что поперечное распределение электромагнитного поля в сечении генерируемого пучка соответствует низшему типу колебаний (волне  $TEM_{00q}$ ), а частотный диапазон, в котором сохраняется достаточное для генерации усиление, значительно превышает частотный интервал между соседними продольными модами, равный  $c/2L$  (см. стр. 16), то, как уже упоминалось, имеет место одновременная генерация некоторого числа продольных мод. При отсутствии управляющего сигнала на модуляторе добротности эти моды можно рассматривать как самостоятельные, взаимно независимые сигналы. Включение управляющего сигнала делает эту картину строго упорядоченной: все частотные интервалы между модами становятся строго одинаковыми и равными частоте управляющего сигнала — происходит, как принято говорить, синхронизация мод. Можно строго показать математически, что сумма таких «синхронизированных» колебаний представляет собой последовательность очень коротких импульсов излучения, следующих друг за другом через интервалы времени  $2L/c$ , а длительность каждого импульса определяется соотношением

$$\tau = \frac{1}{\Delta\nu_{\Gamma}}, \quad (1.4)$$

где  $\Delta\nu_{\Gamma}$  — полная ширина спектра генерируемых колебаний, взятая по

уровню, обеспечивающему выполнение условия генерации.

Для рубина при комнатной температуре величина  $\Delta\nu_T$  может иметь порядок  $10^{11}$  Гц, и, следовательно, длительность импульса может достигать  $10^{-11}$  с, т. е. 10 пс.

Экспериментальная проверка подтвердила, что в таком лазере между зеркалами резонатора действительно циркулирует чрезвычайно короткий импульс, часть энергии которого при каждом проходе выводится наружу через полупрозрачное выходное зеркало.

Лазер с активной синхронизацией мод, принципиальная схема которого соответствует рис. 1.8 с той особенностью, что в качестве схемы управления затвором используется генератор модулирующей частоты, оказывается весьма сложным с технической точки зрения прибором, однако позволяет генерировать импульсы уникально малой длительности (до разработки метода синхронизации мод получать такие короткие импульсы излучения практически вообще не удавалось), что даёт возможность резко повысить точность измерения расстояний в тех случаях, когда это необходимо.

Несколько проще реализуется метод пассивной синхронизации мод, при котором в резонатор лазера вводится насыщающийся фильтр (фототропный затвор). Однако при этом генерируемая последовательность ультракоротких импульсов не так стабильна, как при активной синхронизации, а отсутствие внешнего управляющего электрического сигнала затрудняет синхронизацию работы затвора, «вырезающего» из последовательности одиночный импульс. Поэтому в дальномерных системах до сих пор применялся лишь активный метод, хотя попытки использовать для этой цели пассивную синхронизацию мод предпринимаются.

#### **1.4.2 Лазер на алюмоиттриевом гранате (АИГ) с неодимом**

Одним из наиболее удачных материалов для твердотельных лазеров оказался кристалл алюмоитриевого граната  $Y_3Al_5O_{12}$  (его называют также

иттрий-алюминиевым гранатом и используют соответственно сокращение АИГ или ИАГ) с примесью трёхвалентных ионов неодима  $\text{Nd}^{3+}$ . Этот лазерный материал сейчас нашел широкое применение во многих отраслях науки и техники, в частности, для создания дальномерных устройств и систем.

Алюмоиттриевый гранат представляет собой кристалл, выращиваемый, как и рубин, при высокой температуре. Главным отличием данного материала является то, что ионы неодима имеют иную структуру энергетических уровней, чем ионы хрома в рубине. Разница состоит в том, что генерация когерентного излучения в АИГ-лазере происходит на длине волны  $\lambda = 1064$  нм, а пороговое значение энергии накачки  $E_{\text{п}}$  при прочих равных условиях оказывается для граната гораздо меньшим, чем для рубина.

Гранатовый лазер может работать в любом из режимов, рассмотренных выше применительно к рубиновому лазеру (свободной генерации, импульсного включения добротности, синхронизации мод), причем к. п. д. его во всех режимах в 2—3 раза выше, чем у рубинового лазера, а импульсы в режиме импульсного включения добротности получаются более короткими (7—10 нс).

Сочетание низкой пороговой плотности мощности излучения накачки с достаточно высокой теплопроводностью материала позволяет осуществить в гранатовом лазере режим генерации при непрерывной (а не импульсной) накачке, что для рубинового лазера при комнатной температуре практически недостижимо. Для реализации этого режима импульсную лампу — вспышку заменяют трубчатой газоразрядной (обычно криптоновой) лампой непрерывного горения.

### 1.4.3 Лазер на неодимовом стекле

В процессе поиска твердотельных лазерных материалов было обнаружено, что ионы редкоземельных элементов, в частности неодима, могут быть

внедрены не только в кристаллические среды, но и в аморфные среды типа стекол. Большим достоинством таких материалов является сравнительно простая и высокопроизводительная технология их получения.

Наиболее крупные лазерные активные элементы из стекла, активированного неодимом, имеют длину 750 мм при диаметре 50 мм; выпускаются также элементы в виде прямоугольных параллелепипедов меньшей длины, но большего поперечного сечения.

Наибольшее распространение в качестве активатора для «лазерных» стёкол получил именно неодим вследствие тех самых качеств структуры уровней его ионов, о которых было сказано в предыдущем разделе применительно к гранату. Генерационные свойства лазера на неодимовом стекле во многом схожи поэтому со свойствами АИГ-лазеров: длина излучаемой волны равна 1,06 мкм, порог генерации низок (хотя для большинства стёкол он всё же выше, чем у граната), удельная энергия излучения, получаемая с единицы объема активного элемента в импульсном режиме, имеет тот же порядок, что и для граната. Однако есть и существенные различия между этими двумя типами материалов. Прежде всего низкая теплопроводность стекла (она в десятки раз меньше, чем у граната) ограничивает возможность отвода тепла, выделяемого в активном элементе, и создаёт значительный градиент температуры в поперечном сечении последнего. Так как показатель преломления стекла существенно зависит от температуры, неравномерность её распределения приводит к искажению хода лучей в резонаторе (возникновению «тепловой линзы») и нарушению работы лазера. По этой причине, в частности, не достигается генерация лазеров на стекле в режиме непрерывной накачки. Кроме того, усиление на единицу длины активной среды в неодимовом стекле сравнительно невелико (меньше, чем в рубине), и длительность импульсов излучения в режиме модуляции добротности получается соответственно большой (обычно 20—50 нс).

Применение неодимовых стёкол в лазерах, создаваемых для целей кос-

мической геодезии, целесообразно прежде всего при разработке очень мощных импульсных генераторов, когда главная задача состоит в получении максимальной энергии излучаемого импульса (например, при измерении расстояния до очень далеких космических объектов).

К рассмотренным видам твердотельных сред (рубин, АИГ и неодимовое стекло) можно добавить сравнительно новые материалы — концентрированные неодим-фосфатные стекла (КНФС), александрит и др., весьма привлекательные для создания лазерных дальномеров.

## 1.5 Газовые лазеры

Достоинства лазерной активной среды, находящейся в газовой фазе, состоят в относительно высокой однородности такой среды, а также в том, что прокачка газа через рабочий объем при необходимости улучшения теплообмена может производиться с весьма высокой скоростью. Оптические потери в газовой среде обычно малы и рабочий объем ее можно увеличивать, в частности, простым увеличением длины содержащей газ трубки (кюветы). Наряду с этим газовая активная среда имеет и принципиальный недостаток — её малая плотность ограничивает достижимую концентрацию активных частиц и, следовательно, удельную мощность излучения, получаемую с единицы объёма активной среды.

Методы накачки газовых лазеров отличаются от тех, которые применяются в твердотельных лазерах. Оптическая накачка в газовых лазерах используется редко. Чаще всего газовые лазеры накачиваются с помощью электрического разряда, изменяющего энергетическое состояние атомов или молекул газа. Часть атомов газа ионизируется, образуя свободные электроны и положительно заряженные ионы. В зависимости от степени ионизации (концентрации ионов, выраженной в процентах от общего числа атомов в единице объема газа) и силы протекающего тока различают несколько типов разряда (см. стр. 7—8). Все они находят применение для

накачки газовых лазеров.

Кроме электрического разряда (лазеры, накачиваемые таким способом, получили название электроразрядных), существуют и другие методы накачки газовой среды, которых мы не будем здесь касаться, так как для дальномерных целей используются, как правило, электроразрядные лазеры.

Рассмотрим кратко те конкретные типы газовых лазеров, которые применяются или могут быть применены в дальнометрии или других видах геодезических измерений.

### 1.5.1 Гелий-неоновый лазер

Первым газовым лазером стал лазер на смеси гелия и неона (He—Ne-лазер). Усиление оптических колебаний в данной газовой смеси обеспечивает неон, и принципиально можно обойтись вообще без гелия (генерация лазера на чистом неоне была получена в лабораторных экспериментах). Тем не менее роль гелия весьма важна, хотя и является вспомогательной — благодаря гелию усиление активной смеси значительно возрастает.

Усиление в гелий-неоновой среде достигается на ряде длин волн. Эти длины волн составляют 1,15, 3,39 и 0,63 мкм; первые две длины волны лежат в инфракрасной области спектра, последняя — в видимой (красный свет).

Накачка гелий-неоновой смеси осуществляется тлеющим разрядом (чаще всего разрядом постоянного тока, но иногда и высокочастотным разрядом). Оптимальная плотность тока зависит от давления газовой смеси и в среднем имеет порядок  $10^{-1}$  А/см<sup>2</sup>. Оптимальное отношение давлений неона и гелия составляет 1:5—1:10 (гелия в кювете значительно больше, чем неона), а оптимальное полное давление смеси зависит от диаметра трубки (кюветы) и при характерном для небольших лазеров диаметре 3—4 мм составляет 2—3 мм рт. ст. С увеличением диаметра трубки оптимальное

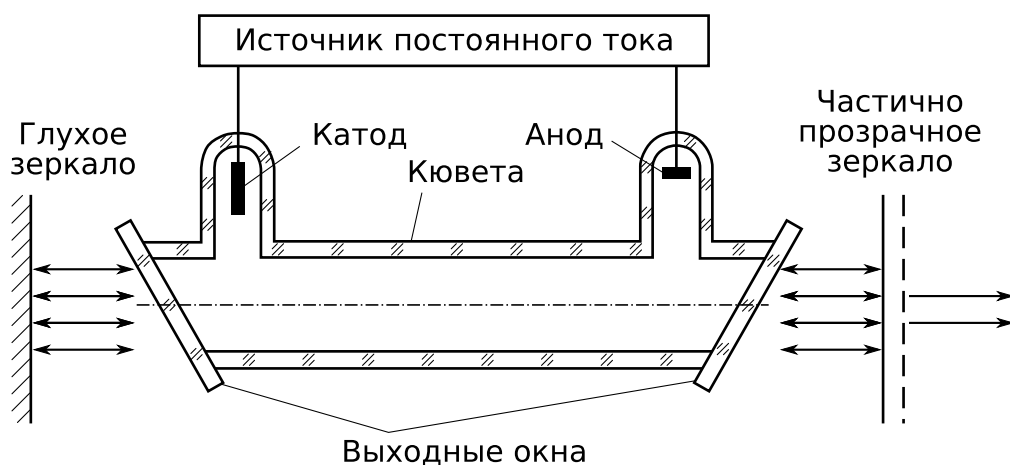


Рис. 1.10: Схема устройства гелий-неонового лазера

давление снижается.

Конструктивная схема гелий-неонового лазера (типичная и для многих других газовых лазеров) изображена на рис. 1.10. Газовая смесь в кювете возбуждается разрядом постоянного тока, для чего в нее введены электроды — катод и анод, подключенные к внешнему источнику постоянного тока (при возбуждении высокочастотным разрядом катод и анод отсутствуют, а электрическое поле от генератора высокой частоты подводится к электродам, наложенным на трубку извне). Напряжение источника зависит от длины разрядного промежутка и для трубок длиной несколько дециметров составляет 1—2 кВ. Выходные окна кюветы, через которые проходит генерируемое излучение, расположены на торцах трубки и представляют собой плоско-параллельные пластинки, наклоненные под углом Брюстера к оси трубки. Напомним, что если угол  $\psi$  между осью пучка излучения и нормалью к поверхности диэлектрика (в данном случае — окна трубки) удовлетворяет условию  $\operatorname{tg} \psi = n$ , где  $n$  — показатель преломления диэлектрика, то коэффициент отражения для волны, поляризованной в плоскости падения, равен нулю; угол  $\psi$  называется углом Брюстера. Такое расположение окон обеспечивает минимальность вносимых в резонатор оптических потерь и одновременно обеспечивает практически 100%-ную линейную поляризацию генерируемого излучения, поскольку потери малы лишь для

волны, вектор электрического поля которой лежит в плоскости падения на окна (так называемая *p*-поляризация). Для волн с другой поляризацией потери больше, и усиление, которое в гелий-неоновой смеси невелико, оказывается недостаточным для выполнения условия генерации.

Резонатор He—Ne-лазера образуется парой зеркал с многослойным диэлектрическим покрытием; коэффициент отражения одного из них близок к 100%, а второе пропускает часть падающего излучения (1—2%) и обеспечивает таким образом его вывод из резонатора. Конфигурация зеркал выбирается обычно такой, чтобы при данных размерах резонатора (расстоянии между зеркалами и диаметре трубки) мог излучаться только низший поперечный тип колебаний — волна  $TEM_{00}$ ; такие лазеры принято называть одномодовыми.

Соответствующим выбором зеркал можно обеспечить генерацию He—Ne-лазера на любой из трёх длин волн — 3,39 мкм, 1,15 мкм, 0,63 мкм. Коэффициент усиления гелий-неоновой смеси максимален для первой из этих длин волн и минимален для последней ( $\sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ); тем не менее, большинство промышленно выпускаемых He—Ne-лазеров работает именно на волне 0,63 мкм, поскольку это излучение хорошо воспринимается глазом и наиболее распространёнными фотоэлектрическими приёмниками.

Мощность, излучаемая He—Ne-лазерами в непрерывном режиме (другие режимы в этих лазерах почти не используются), обычно невелика и составляет от десятых долей милливатта для самых миниатюрных приборов до 100 мВт для лазеров с длиной трубки более метра. Коэффициент полезного действия He—Ne-лазера очень низок — сотые доли процента. Тем не менее лазеры этого типа получили широкое распространение благодаря целому ряду достоинств.

Спектральная ширина кривой усиления гелий-неоновой смеси мала: интервал усиливаемых частот имеет ширину  $\sim 10^9$  Гц, что соизмеримо с разностью частот между соседними продольными модами резонатора ( $\Delta\nu = c/2L$ , где  $L$  — длина резонатора). Поэтому в лазере с резонато-



ром небольшой длины легко обеспечивается генерация не только низшего поперечного, но и единственного продольного типа колебаний (одночастотный лазер). Излучение имеет в этом случае высокую спектральную чистоту и стабильность, пространственную однородность и малую расходимость, близкую к дифракционному пределу. Это делает He—Ne-лазер очень удобным для применения в интерферометрических измерительных приборах, геодезических светодальномерах, юстировочных устройствах и разнообразной аппаратуре для привязки положения тех или иных объектов к прямой линии или поверхности, образованной заданным движением лазерного луча. Современные He—Ne-лазеры имеют высокую надежность и большой срок службы, чему способствуют относительная простота конструкции, незначительные энергопотребление и тепловыделение.

### 1.5.2 Аргоновый лазер

Из числа ионных газовых лазеров одним из самых известных является лазер на ионизированном аргоне (Ar-лазер). Хотя давление газа в кювете Ar-лазера имеет тот же порядок, что и в He—Ne-лазере, а к. п. д. аргонного лазера также невелик ( $\sim 0,1\%$ ), излучаемая им мощность примерно на два порядка больше, чем у гелий-неонового лазера с кюветой таких же размеров. Это объясняется высокой удельной плотностью энергии в дуговом разряде, возбуждающем аргон. Для «среднего» аргонного лазера плотность тока в кювете имеет порядок  $10^2$  А/см<sup>2</sup> при напряжении на разрядном промежутке около 200 В. Выделяемая в разряде электрическая мощность достигает при этом нескольких киловатт, а излучаемая оптическая мощность — нескольких ватт. Генерация происходит в основном на двух длинах волн, лежащих в сине-зеленой области спектра — 488 и 514,5 нм. Сравнительная близость этих волн друг к другу создает возможность одновременной генерации на соответствующих энергетических переходах иона аргона без смены зеркал резонатора, так как коэффициенты отражения

диэлектрических зеркал для этих волн различаются незначительно. При необходимости селекция выбранной длины волны может производиться с помощью дисперсионной призмы.

Основные конструктивные отличия аргонового лазера от гелий-неонового обусловлены большим тепловыделением в кювете первого. Мощный дуговой разряд столь интенсивно нагревает стенки кюветы, что для отвода выделяемого тепла приходится использовать жидкостное (как правило водяное) охлаждение. Лишь в самых маломощных Ar-лазерах удастся ограничиться обдувом наружной поверхности трубки струёй воздуха. Кроме того, газоразрядную трубку приходится выполнять из специальных материалов.

Из-за большого энергопотребления и наличия системы принудительного охлаждения эксплуатация аргонового лазера сложнее, чем гелий-неонового, и применяются Ar-лазеры главным образом в мощных стационарных установках, хотя по своим генерационным параметрам (спектральной чистоте и пространственным характеристикам излучения) могут соперничать с He—Ne-лазерами, а по излучаемой мощности их превышают. Впрочем, созданы и миниатюрные Ar-лазеры с воздушным охлаждением и излучаемой мощностью порядка 10 мВт.

### 1.5.3 Лазер на углекислом газе

Этот лазер — один из самых интересных по своим практическим возможностям — принадлежит к подклассу молекулярных газовых лазеров. Колебательно-вращательные энергетические уровни молекулы углекислого газа  $\text{CO}_2$  образуют систему переходов, позволяющих усиливать и генерировать оптические колебания на множестве дискретных длин волн в интервале от 9,2 до 11,2 мкм, т. е. в средней инфракрасной области спектра. Длины волн, на которых возможна генерация, отстоят друг от друга на 0,02 мкм, а область максимального усиления приходится на волну 10,6 мкм.

Область спектра, в которой может генерировать  $\text{CO}_2$ -лазер, расположена почти в центре широкого «окна прозрачности» атмосферы, где поглощение излучения атмосферными газами невелико; это обстоятельство играет важную роль при создании лазерных измерительных приборов локационного типа. Однако, кроме удачного спектрального положения области генерации,  $\text{CO}_2$ -лазер имеет целый ряд других достоинств.

Лазер на углекислом газе может работать как при непрерывной, так и при импульсной накачке в широком диапазоне режимов, обеспечивая при этом большую выходную мощность и высокий к. п. д. (от 5 до 20%). Спектральные и пространственные характеристики излучения  $\text{CO}_2$ -лазера могут быть весьма совершенными.

Газовая среда  $\text{CO}_2$ -лазера обычно состоит не только из углекислого газа. Для улучшения генерационных свойств и эксплуатационных характеристик в кювету вводятся также азот и гелий. Смесь  $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$  характерна для большинства лазеров этого типа, хотя для краткости за ними сохраняется название  $\text{CO}_2$ -лазеров. Возбуждение активной среды может производиться различными методами, но чаще всего используется электрический разряд.

Конструктивная схема электроразрядного  $\text{CO}_2$ -лазера, работающего в режиме непрерывной накачки тлеющим разрядом, в общем случае аналогична схеме  $\text{He—Ne}$ -лазера (см. рис. 1.10). При этом окна газовой кюветы и другие оптические элементы как самого лазера, так и сопряженных с ним устройств (модуляторов, телескопических систем для коллимации излучения и т. п.) выполняются из специальных материалов, обладающих высокой прозрачностью в средней ИК области. К ним относятся, например, германий (Ge), арсенид галлия (GaAs), селенид цинка (ZnSe) и некоторые другие кристаллические материалы.

## 1.6 Полупроводниковые лазеры

Полупроводниковые лазеры выделены в особый класс из-за специфичности как свойств активной среды этих лазеров, так и методов накачки, создающей в полупроводниковых материалах инверсию населенности энергетических состояний.

Напомним, что полупроводники, которые по своей структуре являются кристаллическими веществами, отличаются от других кристаллических материалов прежде всего своими электрическими свойствами (откуда и появилось их название). Внешние электроны атомов кристаллического вещества могут быть либо связаны со «своими» атомами (область энергетических состояний, при которых связь электронов с данным атомом сохраняется, называется валентной зоной), либо под влиянием внешнего источника энергии эта связь может быть разорвана — тогда электроны, приобретя более высокую энергию, становятся свободными и образуют область энергетических состояний, называемую зоной проводимости. Между валентной зоной и зоной проводимости имеется некоторый интервал энергий, называемый запрещённой зоной; в этой области электроны находиться не могут.

Число свободных электронов, определяющее электропроводность материала, пропорционально  $\exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right)$ , где  $\Delta E$  — ширина запрещённой зоны,  $k$  — постоянная Больцмана и  $T$  — абсолютная температура. Очевидно, что при  $T = 0$  все электроны остаются в валентной зоне и электропроводность материала равна нулю. С ростом температуры зона проводимости начинает заселяться, причем тем быстрее, чем меньше ширина запрещённой зоны. У диэлектриков, имеющих широкую запрещённую зону, при нормальной (комнатной) температуре населённость зоны проводимости остается ничтожной. У металлов, наоборот, запрещённая зона смыкается с валентной и электропроводность весьма значительна. Полупроводниковые материалы имеют умеренную ширину запрещённой зоны и при нормальной температуре имеют заметную проводимость, величина которой сильно зависит от

температуры.

В «чистые» полупроводники можно вводить примеси, существенно изменяющие свойства материала. Ряд примесей легко отдаёт свои электроны в зону проводимости — такие примеси называют донорами, а полученный материал, в котором легко создаётся избыток свободных электронов, называется полупроводниками  $n$ -типа. Другие примеси, наоборот, отбирают свободные электроны у основного полупроводника, образуя в нем так называемые «дырки» — не занятые электронами уровни. Такие примеси называют акцепторами, а полученный материал — полупроводником  $p$ -типа. Если полупроводниковые материалы этих двух типов граничат друг с другом, то вблизи поверхности раздела образуется зона со специфическими свойствами —  $p$ — $n$ -переход. Устройство, которое содержит полупроводник с областями  $p$ - и  $n$ -типа, разделёнными  $p$ — $n$ -переходом, и имеет контакты для подключения между  $p$ - и  $n$ -областями электрического напряжения, называется полупроводниковым диодом и играет большую роль в современной электронике. При подаче напряжения порядка нескольких единиц вольт в «прямом» направлении (положительный полюс источника подключен к  $p$ -области) полупроводниковый диод пропускает электрический ток; при обратной полярности источника напряжения в зоне  $p$ — $n$ -перехода образуется запирающий слой и ток через диод протекать не может.

Исследования показали, что при пропускании тока в прямом направлении через диоды, выполненные из некоторых полупроводниковых материалов, в процессе рекомбинации дырок и электронов в зоне  $p$ — $n$ -перехода образуются фотоны, покидающие затем диод в виде излучения с определённым спектром, зависящим от свойств полупроводника. Такие светоизлучающие диоды (светодиоды) в настоящее время широко распространены и используются во многих областях техники — в том числе во многих светодиодах — в качестве маломощных излучателей с относительно узким (по сравнению с тепловыми излучателями) спектром излучения. Диоды, излучающие в видимой области спектра, применяются, в частности, в раз-

личных индикаторных устройствах.

Свойства некоторых полупроводниковых материалов (например, арсенида галлия GaAs) позволяют при достаточно высокой плотности тока, протекающего через полупроводниковый диод, получить в зоне  $p-n$ -перехода значительное усиление оптических колебаний. Если поместить такое устройство в оптический резонатор, например расположить по обеим сторонам  $p-n$ -перехода зеркала, то по достижении необходимой плотности тока, текущего через поверхность перехода (эта плотность называется пороговой), светодиод превратится в лазер: излучение станет когерентным, спектр его резко сузится, расходимость выходящего пучка также уменьшится. Полупроводниковые лазеры такого типа принято называть инжекционными: энергию накачки в них создаёт протекающий электрический ток, а оптическое усиление возникает в результате инжекции электронов в зону  $p-n$ -перехода при протекании тока.

Усиление в инжекционных полупроводниковых лазерах столь значительно, что коэффициенты отражения зеркал резонатора могут быть небольшими. Поэтому конструкцию лазера можно упростить, вообще отказавшись от внешних зеркал и используя в качестве зеркал полированные грани полупроводникового кристалла. Конструктивная схема такого лазера, которая в основе своей типична для инжекционных полупроводниковых лазеров, изображена на рис. 1.11.

Современные инжекционные полупроводниковые лазеры могут излучать как в импульсном, так и в непрерывном режиме. Длина волны излучения и необходимая для возникновения генерации пороговая плотность тока определяются выбранным полупроводниковым материалом и, кроме того, сильно зависят от температуры: с понижением температуры длина волны несколько уменьшается, а пороговая плотность тока падает весьма значительно. Если, например, лазер на арсениде галлия охладить с комнатной температуры ( $\sim 300$  К) до температуры жидкого азота (78 К), то длина волны уменьшится с 0,90 до 0,85 мкм, а пороговая плотность тока —

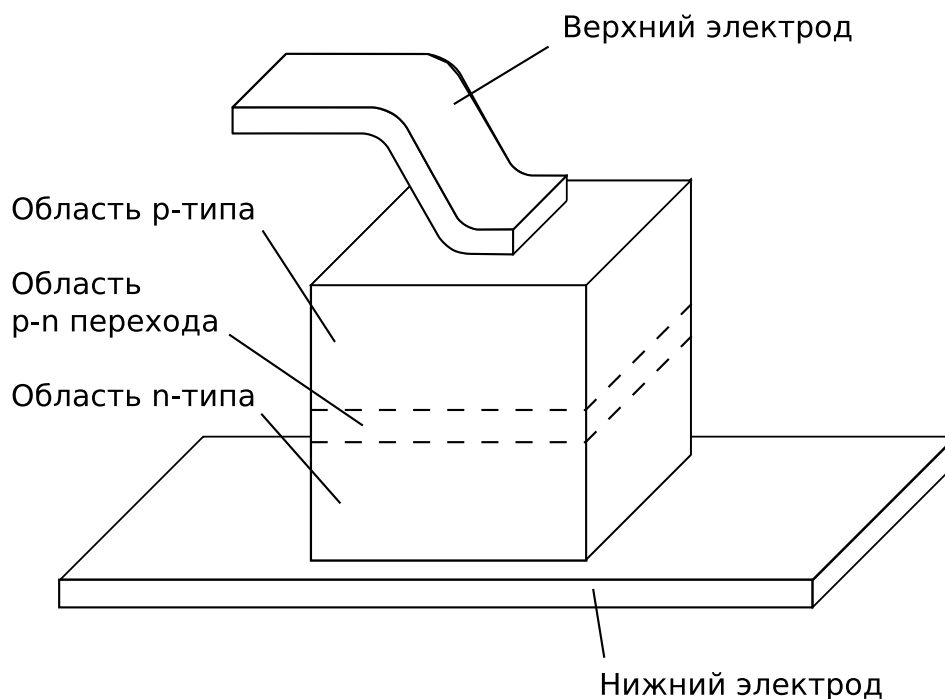


Рис. 1.11: Конструктивная схема инжекционного полупроводникового лазера

с  $10^4$  до  $5 \cdot 10^2$  А/см<sup>2</sup>. Охлаждение является, следовательно, эффективным средством для улучшения параметров полупроводниковых лазеров, но в большинстве практических случаев требует значительного усложнения аппаратуры и поэтому применяется редко.

Мощность, генерируемая инжекционными полупроводниковыми лазерами, невелика из-за малого объема участвующей в генерации активной среды (толщина зоны  $p-n$ -перехода имеет порядок 1 мкм, а его сечение в современных лазерах лежит в пределах от  $10^{-3}$  до  $10^{-5}$  см<sup>2</sup>). Типичные значения мощности генерации в импульсном режиме — единицы ватт при длительности импульсов  $\sim 10^{-7}$  с, что соответствует излучаемой энергии  $\sim 10^{-6}$  Дж. Частота повторения импульсов обычно составляет  $10^3$ – $10^4$  Гц. Расходимость выходящего из такого лазера излучения гораздо больше, чем у лазеров других типов — десятки градусов, что также объясняется малыми размерами  $p-n$ -перехода. В непрерывном режиме излучаемая мощность обычно не превосходит 10 мВт (при комнатной температуре). К. п. д. инжекционных лазеров довольно высок — несколько процентов при ком-

натной температуре и увеличивается до десятков процентов при глубоком охлаждении.

Применение различных полупроводниковых материалов позволяет в настоящее время создавать инжекционные лазеры, генерирующие на различных длинах волн — от 0,7 до 1,6 мкм. Эти приборы находят применение, в частности, в дальномерах, предназначенных для измерения небольших расстояний (до нескольких километров). При этом может использоваться как импульсный, так и непрерывный режим генерации; в последнем случае излучение лазера модулируется по амплитуде с достаточно высокой частотой. Возможность модуляции излучения путём изменения тока накачки (внутренняя модуляция) в широком диапазоне частот — до  $10^9$  Гц — является важным достоинством инжекционных полупроводниковых лазеров.

## 1.7 Лазерные усилители

В принципе любой лазер представляет собой усилитель оптических колебаний (что отражается даже в расшифровке самого слова «лазер»), а в генератор он превращается добавлением цепи обратной связи (оптического резонатора). Однако на практике лазерами обычно называют именно генераторы оптического диапазона волн, а в качестве усилителей они применяются сравнительно редко. Одна из причин такого положения — невысокий коэффициент усиления большинства лазерных активных сред, что заставляет делать усилительные элементы длинными и увеличивать габариты соответствующих приборов. Тем не менее в ряде случаев лазерные усилители успешно применяются для повышения выходной мощности и энергии излучающих систем.

В передатчиках лазерных дальномеров и локаторов, применяемых для измерения координат сильно удалённых объектов (например, ИСЗ), нередко используются твердотельные генераторы в сочетании с одним или несколькими усилителями. Излучение лазера, который служит первичным



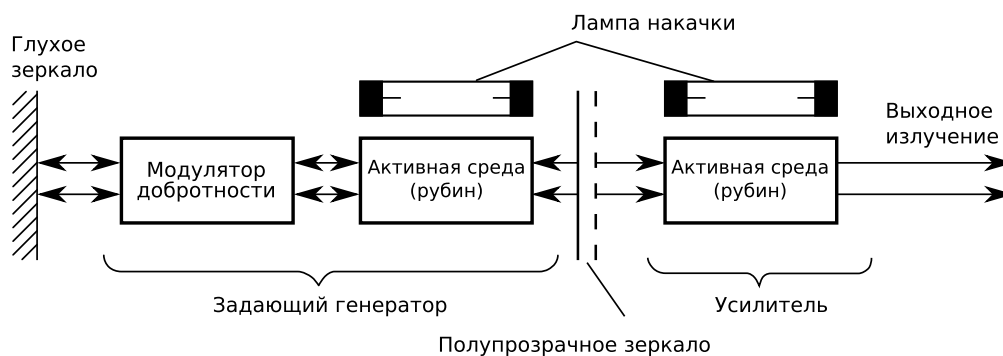


Рис. 1.12: Схема двухкаскадного лазерного излучателя коротких импульсов

источником оптических колебаний (задающего генератора), вводится затем в активную среду усилителя, представляющего собой лазер такой же конструкции и с таким же активным материалом, но без резонатора. Схема такого двухкаскадного излучателя показана на рис. 1.12. Иногда, если задающий генератор по каким-либо причинам не может обеспечить большую мощность, а коэффициент усиления активной среды невелик, излучатель может содержать и несколько последовательных каскадов усиления.

Максимально достижимая выходная энергия в такой системе ограничивается предельной энергией, запасаемой в активной среде за счёт накачки, и составляет десятые доли джоуля на  $1 \text{ см}^3$  активного вещества (рубина, граната, неодимового стекла). В режиме коротких импульсов (например, когда задающий генератор работает с импульсным включением добротности) ограничивающим фактором является также импульсная мощность, приходящаяся на единицу площади торца стержня последнего (выходного) усилителя: при мощности порядка  $10^9 \text{ Вт/см}^2$  возникает угроза разрушения поверхности материала лазерным излучением.

Принципиально лазерные усилители можно использовать и в режиме усиления слабых сигналов, например на входе приёмников дальномерных или локационных систем.

## 1.8 Преобразование частоты оптических колебаний

Длина волны излучения для большинства применяемых на практике лазеров может изменяться лишь в небольших пределах. В то же время практические задачи часто требуют использования диапазона частот, не совпадающего с тем, в котором работают эффективные в остальных отношениях лазеры. Так, например, во многих случаях нужны мощные импульсные излучатели с длиной волны, лежащей в сине-зеленом участке спектра: такое излучение меньше всего поглощается в воде, лучше всего воспринимается глазом и фотоэлектрическими приёмниками наиболее распространенных типов. Однако ни один из рассмотренных выше твердотельных лазеров в этой области спектра не излучает, а лазеры других типов не обеспечивают необходимой для ряда целей энергии излучаемых импульсов. Преодолеть эту трудность помогают специальные устройства — преобразователи частоты оптического излучения; наиболее распространенными из них являются умножители частоты.

Умножение частоты называют также генерацией гармоник. В основе этого процесса лежит использование нелинейных свойств некоторых оптически прозрачных кристаллов: при воздействии на них мощного электромагнитного поля оптической частоты происходит изменение диэлектрических параметров кристалла по нелинейному (квадратичному или более сложному) закону. В результате колебания, прошедшие через такой кристалл, перестают быть строго синусоидальными — в спектре появляются компоненты кратных частот (высшие гармоники). Поставив на пути излучения, прошедшего через кристалл, светофильтр или дисперсионную призму, можно выделить, например, компонент с удвоенной частотой (вторую гармонику). Принципиальная схема лазера с удвоением частоты изображена на рис. 1.13.

Эффективность умножителей частоты растёт с увеличением мощности падающего на нелинейный кристалл излучения. Обычно в импульс-

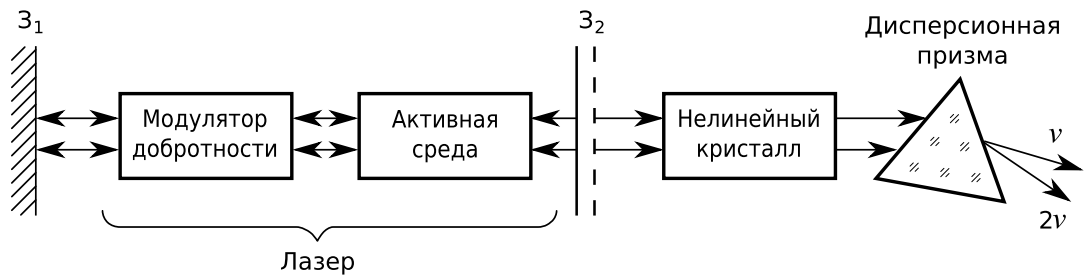


Рис. 1.13: Схема лазера с удвоением частоты на выходе

ных умножителях плотность потока падающего излучения имеет порядок  $10^8 \text{ Вт/см}^2$ ; при этом во вторую гармонику на выходе кристалла преобразуется 30—50% энергии падающего излучения. Значения плотности потока  $\sim 10^8 \text{ Вт/см}^2$  характерны для мощных импульсных твердотельных лазеров, работающих в режиме модуляции добротности или синхронизации мод. Поэтому чаще всего умножители частоты используются в сочетании именно с такими лазерами. Удвоение частоты лазера на неодимовом стекле или алюмоиттриевом гранате (длина волны излучения 1,06 мкм) позволяет получить излучение с длиной волны 0,53 мкм, представляющее собой зеленый свет. Такая комбинация лазера и удвоителя частоты нередко применяется в современных дальномерах, предназначенных для измерения расстояний до ИСЗ.

Существуют и другие типы преобразователей частоты излучения лазеров, действие которых также основано на нелинейных оптических эффектах, однако на практике они применяются реже, чем умножители частоты.

## Глава 2

# Модуляция оптического излучения

Модуляция излучения может производиться по любому из его параметров — амплитуде, частоте, фазе и виду поляризации. Соответственно различают амплитудные, частотные, фазовые и поляризационные модуляторы. Применительно к лазерам модуляторы могут быть внешними или внутренними — в зависимости от того, модулируется пучок излучения после выхода из резонатора лазера или внутри резонатора. Кроме того, классифицировать модуляторы можно по тем физическим эффектам, которые лежат в основе их работы. Эффектов, принципиально пригодных для широкополосной модуляции оптического излучения, известно сейчас много, однако лишь некоторые из них достаточно широко используются на практике. К последним относятся линейный электрооптический эффект Поккельса, квадратичный электрооптический эффект Керра, магнитооптический эффект Фарадея и дифракция излучения на акустических волнах в прозрачной среде (акустооптический эффект). Все эти эффекты сводятся к изменению показателя преломления среды под влиянием тех или иных управляющих воздействий.

## 2.1 Электрооптические модуляторы

### 2.1.1 Модулятор Керра

Электрооптический эффект Керра, известный и применяемый для модуляции света уже давно, состоит в том, что при помещении некоторых прозрачных сред в электрическое поле показатель преломления волны с плоскостью поляризации, параллельной силовым линиям этого поля, изменяется по закону

$$n_e = n_0 + \Delta n = n_0 + \lambda B E^2, \quad (2.1)$$

где  $n_0$  — показатель преломления среды для волны с плоскостью поляризации, ортогональной силовым линиям приложенного электрического поля,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $E$  — напряжённость электрического поля и  $B$  — зависящий от свойств данной среды коэффициент, называемый постоянной Керра.

Если проходящая через среду волна поляризована в плоскости, параллельной силовым линиям электрического поля, то при изменении напряжённости поля скорость распространения волны будет изменяться, и вышедшая из среды волна получит дополнительный сдвиг фазы, величина которого пропорциональна квадрату напряженности поля (поэтому данный эффект называется квадратичным). Очевидно, что такое устройство может быть использовано как фазовый модулятор. Однако на практике чаще применяется поляризационная, или амплитудная, модуляция, для чего плоскость поляризации падающей волны ориентируется под углом  $\pi/4$  относительно направления силовых линий электрического поля. Падающую световую волну при этом можно разложить на две одинаковые по амплитуде составляющие, которые поляризованы параллельно и перпендикулярно к электрическому полю; в среде с наложенным полем эти составляющие распространяются с разной скоростью, поскольку значения показателя преломления для них различаются на величину  $\Delta n$ , определяемую

формулой (2.1); такая среда называется двулучепреломляющей, или анизотропной. На выходе из среды между обеими волнами возникает разность фаз

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} l \Delta n = 2\pi B l E^2, \quad (2.2)$$

где  $l$  — длина пути лучей в анизотропной среде.

Возникновение разности фаз между ортогонально поляризованными волнами означает, согласно вышесказанному, что их суммирование в общем случае даёт волну с эллиптической поляризацией. При  $\Delta\varphi = \pi/2$  эта поляризация станет круговой, а при  $\Delta\varphi = \pi$  — линейной, но ориентированной ортогонально падающей волне. Получается, таким образом, поляризационный модулятор — устройство, позволяющее изменять поляризацию излучения посредством изменения напряжённости электрического поля.

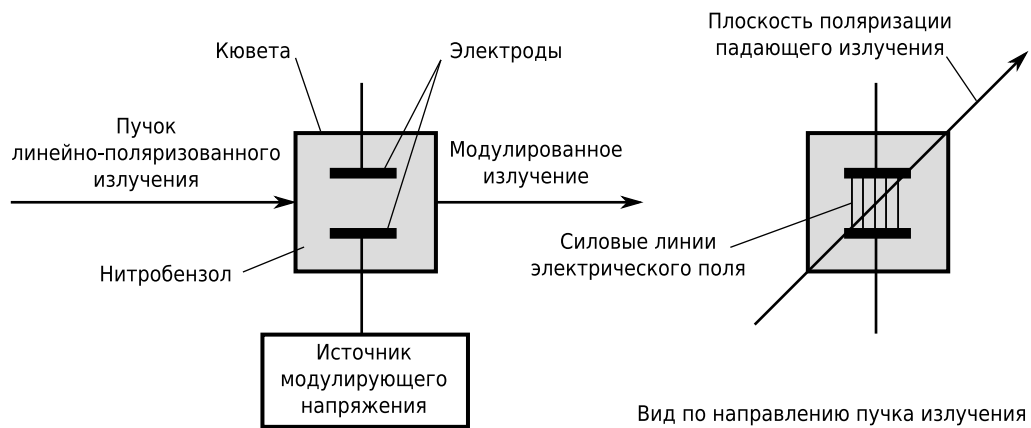


Рис. 2.1: Поляризационный модулятор на основе эффекта Керра

Схема такого поляризационного модулятора, работающего на основе эффекта Керра, показана на рис. 2.1. Используемая в модуляторе среда должна обладать как можно бóльшей постоянной Керра, чтобы необходимая напряжённость управляющего поля была минимальной. Хотя эффект Керра наблюдается во многих веществах — газообразных, жидких и твёрдых (в том числе в стёклах) — значительной постоянной Керра обладают очень немногие из них. На практике для модуляции света чаще всего применяют нитробензол  $C_6H_5NO_2$  — жидкость, прозрачную в видимой части спектра

и обладающую постоянной Керра  $B = 2,5 \cdot 10^{-12}$  см/В<sup>2</sup> для жёлтого света с длиной волны  $\lambda = 589$  нм. Электрическое поле создаётся при помощи пары электродов (так называемый конденсатор Керра), помещаемых обычно внутри кюветы, заполненной жидкой средой (нитробензолом), как это изображено на рис. 2.1.

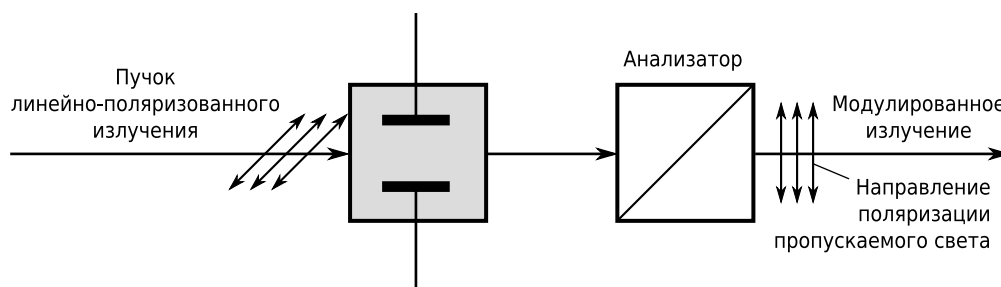


Рис. 2.2: Амплитудный модулятор на основе эффекта Керра

Напряжение на модуляторе, обеспечивающее сдвиг фаз между ортогонально поляризованными составляющими на  $\pi$ , что соответствует разности оптических путей для этих волн, равной половине длины волны излучения ( $\lambda/2$ ), называют полуволновым напряжением ( $U_{\lambda/2}$ ). Для поляризационного модулятора при таком напряжении плоскость поляризации волны на выходе оказывается ортогональной к плоскости поляризации входной волны. Если на пути излучения после поляризационного модулятора установить поляризационное устройство — поляризационную призму или плёночный поляризатор (поляроид) — пропускающее только излучение с определённым образом ориентированной линейной поляризацией, то изменение поляризации превратится в изменение интенсивности излучения, и получится амплитудная модуляция. Поляризационное устройство на выходе модулятора называют в этом случае анализатором и устанавливают обычно в положение, соответствующее наибольшему пропусканию для волны, поляризованной ортогонально к поляризации волны на входе модулятора (скрещенное положение), как показано на рис. 2.2; тогда при нулевом напряжении на пластинах конденсатора излучение через модулятор не проходит.

С ростом напряжения пропускание модулятора увеличивается и достигает максимума при полуволновом напряжении. Зависимость пропускания такого модулятора (отношение мощности прошедшего через модулятор излучения  $P$  к мощности излучения на его входе  $P_0$ ) от величины приложенного напряжения имеет вид

$$\frac{P}{P_0} = k \sin^2 \frac{\psi}{2} = k \sin^2 \frac{\pi}{2} \left( \frac{U}{U_{\lambda/2}} \right)^2, \quad (2.3)$$

где  $k$  — коэффициент, учитывающий оптические потери в элементах модулятора.

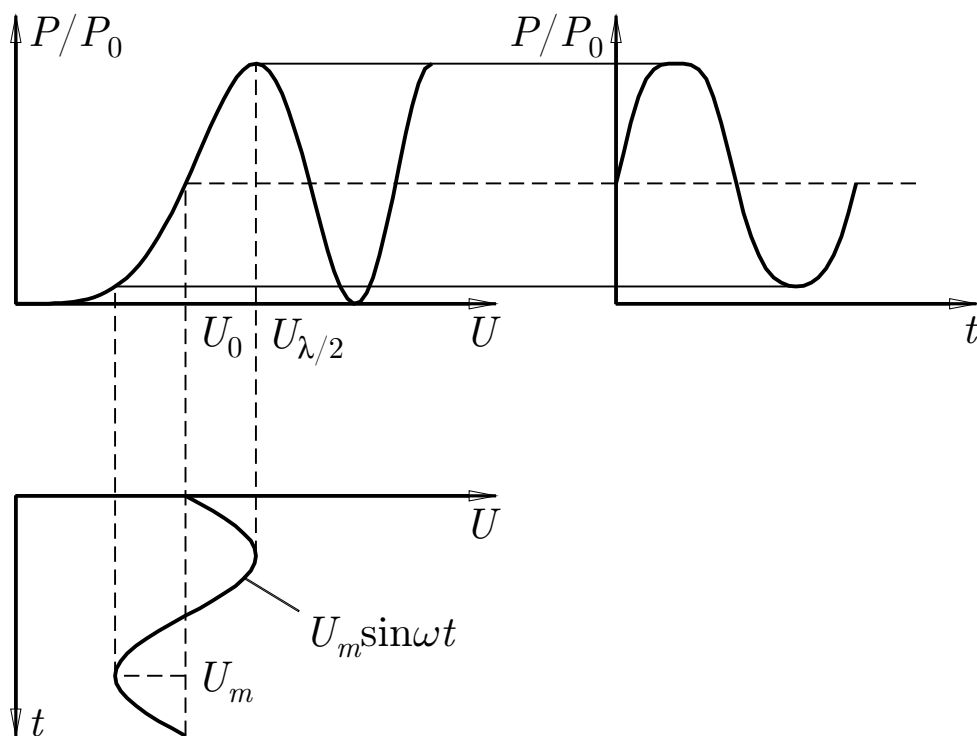


Рис. 2.3: Модуляционная характеристика амплитудного модулятора на основе эффекта Керра

Выраженная формулой (2.3) зависимость называется модуляционной характеристикой амплитудного модулятора на основе эффекта Керра. Она изображена графически на рис. 2.3. Для модуляции обычно используется напряжение вида  $U = U_0 + U_m \sin \omega t$ , т. е. сумма постоянного напряжения  $U_0$  и переменного синусоидального напряжения с амплитудой  $U_m$  и круговой частотой  $\omega = 2\pi f$  ( $f$  — частота модуляции в герцах). Из рис. 2.3 видно,



что выбор постоянного напряжения  $U_0$  (его часто называют напряжением смещения) влияет на форму и амплитуду огибающей модулированного излучения. Если необходима модуляция с наименьшим искажением формы, то значения  $U_0$  должны соответствовать серединам участков наибольшей крутизны модуляционной характеристики, а амплитуда модулирующего напряжения  $U_m$  не должна выходить за определённые пределы. Ясно также, что повышение  $U_0$  позволяет уменьшить  $U_m$  при заданной глубине модуляции излучения.

Инерционность эффекта Керра очень мала, и его принципиально можно использовать для модуляции оптического излучения с частотами до  $f = 10^{12}$  Гц; однако по техническим причинам такие модуляторы обычно рассчитываются на частоты, не превышающие нескольких десятков мегагерц. Одной из таких причин является ухудшение диэлектрических свойств нитробензола на высоких частотах, приводящее к росту тепловыделения в нём. Этот недостаток не так существен при модуляции излучения короткими импульсами с низкой частотой повторения, когда средняя мощность модулирующего сигнала невелика (например, при импульсном включении добротности резонатора лазера); не так важна в подобных случаях и нелинейность модуляционной характеристики.

Другим существенным практическим ограничением является большая амплитуда напряжения, необходимая для глубокой модуляции излучения. Так как напряжение  $U$  на пластинах конденсатора Керра связано с напряжённостью поля  $E$  в нём соотношением  $E = U/d$ , где  $d$  — расстояние между пластинами, то формулу (2.2) можно записать в виде

$$\psi = 2\pi Bl \frac{U^2}{d^2}, \quad (2.4)$$

откуда следует, что полуволновое напряжение модулятора, т. е. напряжение при  $\psi = \pi$ , равно

$$U_{\lambda/2} = d \sqrt{\frac{1}{2Bl}}. \quad (2.5)$$

При длине электродов конденсатора Керра  $l = 1$  см, расстоянии между ними  $d = 1$  см и величине постоянной Керра  $B = 2,5 \cdot 10^{-12}$  см/В<sup>2</sup> полуволновое напряжение для жёлтого света составляет 4,5 кВ. Поэтому приходится делать достаточно высоковольтные источники модулирующего напряжения, потребляющие значительную электрическую мощность, особенно при высоких частотах модуляции.

### 2.1.2 Модулятор Поккельса

Другое электрооптическое явление — эффект Поккельса — во многом сходно с явлением Керра. Основное принципиальное различие между этими эффектами состоит в том, что приращение показателя преломления для волны с определённой ориентацией плоскости поляризации в случае эффекта Поккельса зависит от напряжённости приложенного электрического поля линейно, а не квадратично, как при эффекте Керра. Эффект Поккельса наблюдается во многих кристаллах; теория его связана с кристаллооптикой и в целом довольно сложна. Оптические свойства кристаллов — прежде всего показатель преломления — зависят от направления распространяющегося в кристалле излучения по отношению к его кристаллографическим осям (направлениям, связанным со структурой кристаллической решётки). Большинству кристаллов присуща естественная анизотропия — различие показателей преломления для волн со взаимно ортогональными плоскостями поляризации, когда эти плоскости параллельны определённым кристаллографическим осям. Это явление приходится учитывать при проектировании модуляторов. Силовые линии приложенного электрического поля также должны быть параллельны одной из кристаллографических осей. Таким образом, на ориентацию кристалла относительно направления излучения, его плоскости поляризации и вектора напряжённости управляющего поля налагаются жёсткие ограничения.

Если требуемые условия ориентации выполнены, то модулятор на эф-

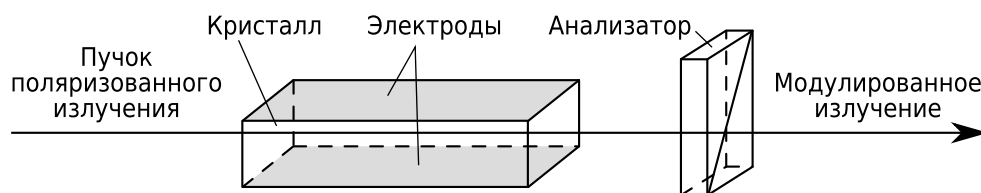


Рис. 2.4: Схема модулятора на основе эффекта Поккельса

Эффекте Поккельса может быть построен по схеме, сходной с рассмотренными выше схемами модуляторов на эффекте Керра (см. рис. 2.1, 2.2). Электроды, между которыми создаётся управляющее поле, обычно наносятся на противоположные поверхности кристаллического бруска прямоугольного сечения, а оптическое излучение проходит через торцевые поверхности этого бруска (рис. 2.4). Когда плоскость поляризации параллельна силовым линиям управляющего поля, устройство работает как фазовый модулятор, причем сдвиг фазы прямо пропорционален приложенному к электродам напряжению. Поворот плоскости поляризации относительно силовых линий управляющего поля превращает фазовый модулятор в поляризационный, а установка анализатора на выходе позволяет получить амплитудную модуляцию излучения. Вид модуляционной характеристики для амплитудного модулятора на эффекте Поккельса показан на рис. 2.5. Из рис. 2.5 видно, что в данном случае выбор постоянного смещения в области  $U_0 > U_{\lambda/2}$  не позволяет уменьшить амплитуду модулирующего напряжения при заданной глубине модуляции, как это имеет место для модулятора на эффекте Керра.

Трудности, связанные с ориентацией кристалла, окупаются рядом достоинств модуляторов на эффекте Поккельса. Главное из них — возможность существенного снижения модулирующего напряжения по сравнению с модуляторами на эффекте Керра. Величина полуволнового напряжения  $U_{\lambda/2}$  при линейном электрооптическом эффекте в общем случае определя-

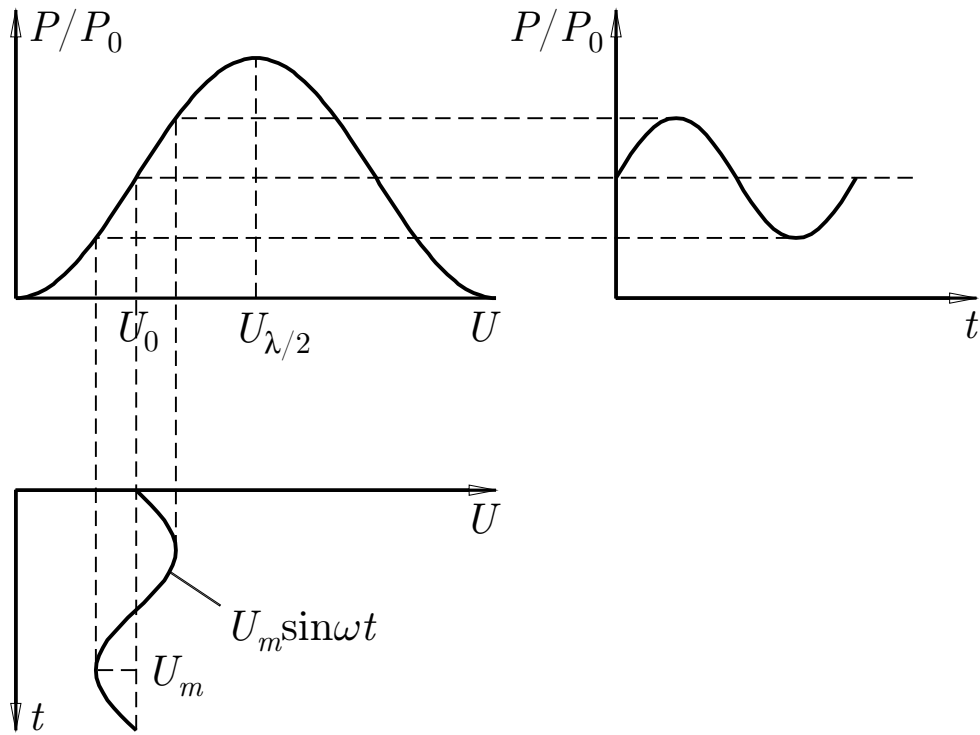


Рис. 2.5: Модуляционная характеристика амплитудного модулятора на основе эффекта Поккельса

ется для схемы с поперечной геометрией поля (см. рис. 2.5) соотношением

$$U_{\lambda/2} = \frac{d}{l} \cdot \frac{\lambda}{n_0^3 r}, \quad (2.6)$$

где  $d$ ,  $l$  и  $\lambda$  имеют тот же смысл, что и в формулах (2.2)—(2.5),  $n_0$  — показатель преломления кристалла при отсутствии внешнего электрического поля,  $r$  — электрооптическая постоянная, зависящая от вида кристалла и его ориентации. Электрооптические постоянные многих из применяемых для модуляции света кристаллов довольно велики, а отношение  $d/l$  может быть сделано достаточно малым; поэтому значения  $U_{\lambda/2}$  в современных модуляторах на эффекте Поккельса, как правило, сравнительно невысоки (сотни вольт). Диэлектрические свойства кристаллов на высоких частотах также лучше, чем у нитробензола, а инерционность эффекта Поккельса очень мала, и кристаллические модуляторы успешно используются при частотах модулирующего напряжения до  $10^8$ — $10^9$  Гц.

В настоящее время модуляторы на основе эффекта Поккельса стали са-

мыми распространёнными из широкополосных модуляторов оптического излучения. Совершенствование их продолжается (в частности, идёт поиск наилучших типов кристаллов). В дальномерах с газовыми лазерами чаще всего применяются кристаллы дигидрофосфата калия  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (сокращённое обозначение KDP), дигидрофосфата аммония  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  (сокращённое обозначение ADP) и ниобата лития  $\text{LiNbO}_3$ , хорошо работающего в видимой и ближней ИК части спектра. Для импульсного включения добротности в мощных твердотельных лазерах обычно используются кристаллы KDP.

## 2.2 Магнитооптические модуляторы

В некоторых материалах, помещённых в магнитное поле, наблюдается изменение показателя преломления при прохождении через такую среду электромагнитной волны с круговой поляризацией, причём знак приращения показателя преломления зависит как от направления магнитного поля относительно направления распространения проходящей через среду волны, так и от знака круговой поляризации (последняя может быть «правой» или «левой» в зависимости от того, в какую сторону вращается вектор электрического поля волны). Этот эффект получил название магнитооптического эффекта Фарадея. Величина приращения показателя преломления линейно зависит от напряженности магнитного поля:

$$\Delta n = \frac{1}{4\pi} \lambda V H, \quad (2.7)$$

где  $\lambda$  — длина волны проходящего через среду излучения,  $H$  — напряжённость приложенного магнитного поля,  $V$  — постоянная, которая зависит от свойств данной среды и называется постоянной Верде.

Очевидно, что при изменении напряжённости магнитного поля  $H$  по какому-либо закону фаза прошедшей через среду оптической волны окажется модулированной по тому же закону, причём приобретенный оптиче-

ской волной дополнительный сдвиг фазы связан с напряжённостью магнитного поля соотношением

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2}VlH, \quad (2.8)$$

где  $l$  — длина пути излучения в среде, помещённой в магнитное поле, вектор напряжённости которого коллинеарен вектору направления распространения оптической волны.

Нетрудно показать, что волна с линейной поляризацией может быть представлена в виде суммы двух волн с круговой поляризацией, имеющих одинаковые амплитуды и частоты колебаний, но противоположные направления вращения вектора электрического поля. При прохождении линейно поляризованной волны через среду, обладающую эффектом Фарадея, составляющие с правой и левой круговой поляризацией приобретут одинаковые по величине, но различные по знаку сдвиги фаз, и суммирование их на выходе из среды даст линейную поляризацию, повернутую относительно исходной на угол

$$\theta = 2\Delta\varphi = VlH. \quad (2.9)$$

Таким образом, для волны с линейной поляризацией изменение напряжённости магнитного поля приведёт к поляризационной модуляции прошедшего через среду излучения (повороту плоскости поляризации волны на угол, зависящий от  $H$ ).

Установив на пути такого поляризационно-модулированного излучения анализатор, можно получить амплитудную модуляцию, поскольку в соответствии с законом Малюса при прохождении линейно поляризованной волны через анализатор интенсивность излучения на выходе пропорциональна  $\cos^2 \alpha$ , где  $\alpha$  — угол между плоскостью пропускания анализатора и плоскостью поляризации падающей волны.

Схема амплитудного модулятора на основе эффекта Фарадея изображена на рис. 2.6. Магнитное поле налагается на среду путем помещения последней внутри катушки (соленоида), через которую пропускается элек-

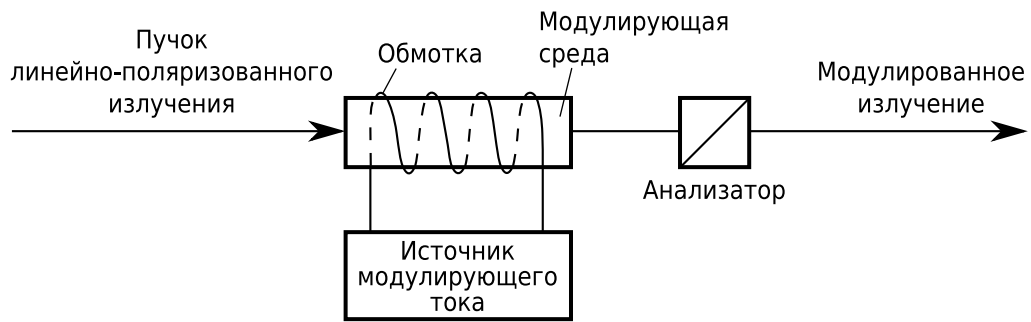


Рис. 2.6: Схема амплитудного модулятора на основе эффекта Фарадея

трический ток. Напряжённость магнитного поля внутри соленоида пропорциональна силе тока и числу витков, приходящемуся на единицу осевой длины соленоида. Поэтому модуляция производится в данном случае путём изменения силы тока (а не напряжения  $U$ , как это имеет место в электрооптических модуляторах).

Модуляционная характеристика амплитудного магнитооптического модулятора качественно аналогична характеристике модулятора на основе линейного электрооптического эффекта, с той лишь разницей, что по оси абсцисс откладывается сила тока, а не напряжение. Величина полуволновой силы тока  $I_{\lambda/2}$  имеет в данном случае тот же физический смысл, что и полуволновое напряжение  $U_{\lambda/2}$  в электрооптических модуляторах.

Эффектом Фарадея обладают многие оптически прозрачные среды, в том числе обычные стёкла. Однако величина постоянной Верде для большинства материалов мала, и для глубокой модуляции излучения требуются очень сильные (импульсные) магнитные поля. Магнитооптические модуляторы иногда применяются для модуляции добротности резонатора в мощных твердотельных лазерах, которые работают с невысокой частотой повторения излучаемых импульсов.

## 2.3 Акустооптические модуляторы

При распространении ультразвуковой волны в оптически прозрачной среде плотность этой среды и её показатель преломления периодически меняются с частотой ультразвуковых колебаний. В результате образуется периодическая структура типа фазовой дифракционной решетки, которая может быть либо бегущей со скоростью распространения звука в среде (если звуковая волна распространяется в одном направлении), либо стоячей (если звуковая волна испытывает отражение и происходит интерференция прямой и обратной волн).

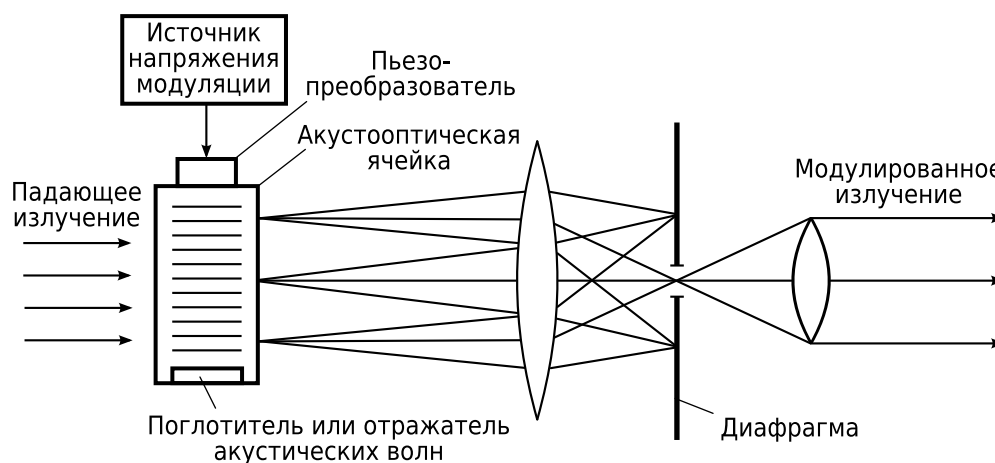


Рис. 2.7: Схема амплитудного акустооптического модулятора

Оптическая волна с плоским фронтом, проходя через такую периодическую структуру (рис. 2.7), испытывает дифракцию. Часть энергии оптической волны отклоняется от прежнего направления распространения, образуя дифрагированные волны. Кроме недифрагированной волны (волны «нулевого порядка»), возникают симметричные относительно неё дифрагированные волны первого, второго и более высоких порядков, отклоненные от исходного направления на углы  $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_p$ , величины которых определяются формулой

$$\theta_p = \arcsin \left( p \frac{\lambda}{\lambda_a} \right), \quad (2.10)$$

где  $p$  — порядок дифракции (1, 2, ...),  $\lambda$  — длина волны оптического излу-



чения,  $\lambda_a$  — длина акустической волны в среде, равная отношению скорости акустической волны в данной среде  $v_a$  к частоте ультразвуковых колебаний  $f_a$ . Типичные значения  $v_a$  составляют для жидких сред  $1\text{--}2 \cdot 10^3$  м/с и для твёрдых  $3\text{--}5 \cdot 10^3$  м/с, а  $f_a$  обычно имеет порядок  $10^8$  Гц, что даёт углы дифракции первого порядка  $\sim 1^\circ$ .

Если на пути вышедших из среды пучков поставить линзу, как показано на рис. 2.7, то в фокальной плоскости последней получится ряд пятен, соответствующих фокусировке волн нулевого и боковых порядков. Вырезав при помощи диафрагмы, скажем, пятно нулевого порядка и «убрав», таким образом, остальные волны, мы получим волну, интенсивность которой зависит от соотношения энергии волн различных порядков. Это соотношение определяется интенсивностью пространственной модуляции среды ультразвуковой волной (амплитудой периодических изменений показателя преломления), которая в свою очередь зависит от мощности генератора, создающего ультразвуковую волну (технически она обычно создаётся подачей напряжения от радиочастотного генератора с частотой  $f_a$  на электрострикционный преобразователь электрических колебаний в механические — пластинку или плёнку из специального материала, деформируемую напряжением генератора и находящуюся в контакте со средой акустооптического модулятора, что схематически показано на рис. 2.7).

Из вышесказанного ясно, что в устройстве с бегущей<sup>1</sup> ультразвуковой волной, изображённом на рис. 2.7, интенсивность проходящего излучения можно модулировать, изменяя по необходимому закону мощность генератора частоты  $f_a$ . Частота модуляции, разумеется, должна быть ниже частоты  $f_a$ , а широкополосность модулятора обычно определяется свойствами электрострикционного преобразователя.

Амплитудные акустооптические модуляторы описанного типа обладают

---

<sup>1</sup>Отсутствие акустического отражения, обеспечивающее режим бегущей волны, достигается применением показанного на схеме поглотителя акустических колебаний — материала, в котором акустические волны быстро затухают.

меньшей широкополосностью, чем электрооптические модуляторы, однако их достоинством является сравнительно небольшая мощность, необходимая для модуляции оптического излучения, а также малые оптические потери в таких модуляторах. В качестве среды, в которой распространяется ультразвуковая волна, используют такие материалы, как кварц, некоторые типы стёкол, спирт, воду и т. п.

Анализ работы акустооптического модулятора с бегущей ультразвуковой волной показывает, что частота оптических колебаний в дифрагированных волнах отличается от частоты колебаний исходной волны на величину  $pf_a$  ( $p$  — порядок дифракции). Поэтому иногда такие акустооптические устройства используются для сдвига частоты полученных от лазера колебаний на определённую величину (необходимость в таком сдвиге частоты возникает, например, при гетеродинном приеме оптических сигналов — см. раздел 3.3).

Если поглотитель акустических колебаний в модуляторе, схематически изображённом на рис. 2.7, заменить отражателем, то в среде установится стоячая ультразвуковая волна, образующаяся в результате интерференции прямой и отражённой волн. В таком устройстве волна нулевого порядка окажется модулированной по амплитуде с частотой  $2f_a$ , поскольку узлы и пучности стоячей волны образуются и исчезают дважды за период колебаний. Устройства этого типа могут применяться для высокочастотной модуляции излучения на фиксированных или плавно изменяемых в небольшом диапазоне частотах, что необходимо, например, в геодезических фазовых светодальномерах. Благодаря малым оптическим потерям такие устройства используются также в качестве внутривибраторных модуляторов для синхронизации мод в твердотельных и газовых лазерах.

## Глава 3

# Приём оптического излучения

Основной операцией в процессе приёма оптических сигналов является, как правило, преобразование оптического сигнала в электрический. Устройства для такого преобразования — фотодетекторы — весьма разнообразны, но можно выделить два основных класса таких устройств — фотодетекторы с внешним фотоэффектом (фотоэмиссионные приёмники) и фотодетекторы с внутренним фотоэффектом (полупроводниковые фотоэлектрические приёмники). Понятия «фотодетектор» и «фотоприёмник» часто отождествляют, хотя, строго говоря, второе понятие более широкое.

### 3.1 Фотоэмиссионные приёмники

Принцип действия этих приёмников основан на внешнем фотоэффекте (фотоэлектронной эмиссии). При облучении поверхности некоторых материалов потоком фотонов последние, обмениваясь энергией с атомами облучаемого вещества, «выбивают» из них электроны, часть которых уходит в свободное пространство. Если процесс происходит в вакууме, и в пространстве создано электрическое поле, то свободные электроны будут двигаться в этом поле, т. е. возникает электрический ток, называемый в этом случае фототоком.

Простейшее устройство этого типа — вакуумный фотоэлемент — представляет собой вакуумную колбу, в которой находятся два электрода —

фотокатод и анод, к которым прикладывается электрическое напряжение. Сила тока, протекающего через фотоэлемент, пропорциональна мощности излучения  $P$ , падающего на фотокатод:

$$I_{\text{ф}} = \gamma_{\lambda} P; \quad (3.1)$$

коэффициент  $\gamma_{\lambda}$  называется спектральной чувствительностью фотокатода и выражается в амперах на ватт падающей мощности излучения. Величина  $\gamma_{\lambda}$  зависит от длины волны излучения; эта зависимость называется *спектральной характеристикой* фотокатода. Вид её зависит от материала, из которого сделан фотокатод. При некоторой максимальной длине волны  $\lambda_{\text{гр}}$  чувствительность фотокатода становится равной нулю. Значение  $\lambda_{\text{гр}}$  называется длинноволновой границей фотоэффекта и также зависит от свойств материала фотокатода.

Нередко спектральную чувствительность фотокатода характеризуют не величиной  $\gamma_{\lambda}$ , а квантовым выходом  $\eta_{\text{кв}}$  — отношением среднего числа «выбитых» из фотокатода электронов  $N_e$  к среднему числу попавших на него квантов излучения  $N_{\text{кв}}$ :

$$\eta_{\text{кв}} = \frac{N_e}{N_{\text{кв}}} = \frac{1,24}{\lambda} \gamma_{\lambda} \quad (3.2)$$

(здесь длина волны  $\lambda$  выражена в мкм).

Фотокатод обычно наносится либо на внутреннюю поверхность колбы фотоэлемента в виде тонкого полупрозрачного слоя, на который излучение попадает снаружи через стенку колбы, либо на помещённую в колбу металлическую подложку.

Спектральные характеристики современных фотокатодов имеют ярко выраженные области высокой чувствительности. При увеличении длины волны чувствительность падает из-за уменьшения энергии квантов, а при уменьшении длины волны — из-за роста оптического поглощения в самом фотокатоде и в стекле колбы. По положению максимума спектральной характеристики можно выделить три группы фотокатодов: сурьмяно-цезиевые (Sb-Cs) с максимумом на длине волны  $\lambda_{\text{max}} \approx 0,45$  мкм (голубой

свет), мультищелочные (Sb-K-Na-Cs), у которых  $\lambda_{max} \approx 0,5$  мкм (зелёный свет), и кислородно-серебряно-цезиевые (Ag-O-Cs), имеющие два максимума: на границе ультрафиолетовой и видимой областей спектра ( $\sim 0,37$  мкм) и в ближней ИК-области ( $\sim 0,8$  мкм). Длинноволновые границы у этих трёх групп фотокатодов также несколько различаются, составляя соответственно  $\sim 0,7$ ,  $0,9$  и  $1,2$  мкм; абсолютная чувствительность фотокатодов последней группы (несколько мА/Вт) в 20—40 раз ниже, чем двух первых.

Фототок, протекая через включённое в анодную цепь фотоэлемента сопротивление нагрузки  $R_H$ , создаёт на нем падение напряжения  $U_H = I_\Phi R_H$ , используемое в качестве выходного сигнала. Если мощность принимаемого сигнала мала, то выходное напряжение также получается малым, и различение его на фоне теплового шума последующего усилителя не всегда возможно.

Преодолеть эту трудность удаётся применением вместо фотоэлемента другого фотоэмиссионного приёмника — фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Он отличается от фотоэлемента наличием системы внутреннего усиления фототока, действие которой основано на принципе вторично-электронной эмиссии. Схема ФЭУ изображена на рис. 3.1. Кроме фото-

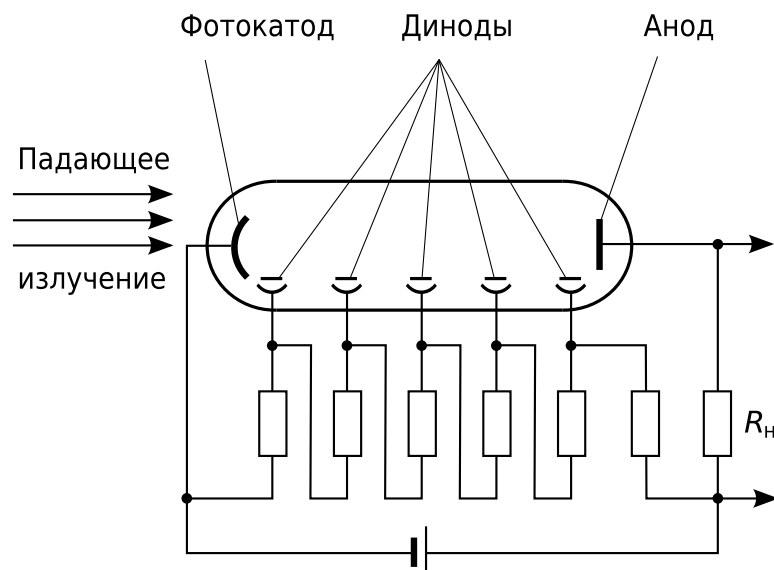


Рис. 3.1: Схема фотоэлектронного умножителя

катода и анода, внутри колбы ФЭУ расположена система промежуточных электродов — динодов, выполненных из материала, способного при попадании на него электрона, обладающего достаточной кинетической энергией, испускать (эмиттировать) несколько «вторичных» электронов. Этот эффект называется вторично-электронной эмиссией, а отношение среднего числа эмиттируемых материалом электронов к среднему числу падающих электронов — коэффициентом вторично-электронного умножения  $\sigma$ . Приложенное напряжение создаёт между каждой парой соседних динодов, а также на участке первый динод—фотокатод и анод—последний динод ускоряющее электрическое поле, в котором электронный поток распространяется от катода к аноду, испытывая умножение в  $\sigma$  раз на каждом диноде. Таким образом, полный коэффициент умножения  $M$  оказывается равным  $\sigma^N$ , где  $N$  — число динодов. Даже при небольшом коэффициенте вторичной эмиссии (величина  $\sigma$  зависит от приложенного напряжения и обычно составляет 3—4) ФЭУ с десятью динодами имеет  $M = 10^5$ — $10^6$ . Анодный ток  $I_a$ , текущий через сопротивление нагрузки  $R_n$ , в  $M$  раз больше фототока  $I_f$  в цепи фотокатода, а выходное напряжение ФЭУ во столько же раз превосходит выходное напряжение фотоэлемента с аналогичным фотокатодом и таким же сопротивлением  $R_n$ . Даже при очень малой мощности принимаемого оптического сигнала выходное напряжение ФЭУ намного превышает уровень шума последующего усилителя, и чувствительность такого приёмника зависит только от процессов в самом ФЭУ.

Мощность собственных шумов ФЭУ в том случае, когда величина фототока определяется только мощностью принимаемого сигнала  $P_c$  (т. е. когда текущий в цепи фотокатода «паразитный» ток, вызываемый попаданием на катод вместе с полезным сигналом оптического фона от посторонних источников излучения, тепловой эмиссией электронов с фотокатода и другими причинами, мал по сравнению с током сигнала  $I_{fc} = \gamma_\lambda P_c$ ), можно

оценить по формуле

$$P_{\text{ш}} = \frac{2hc}{\lambda\eta_{\text{кв}}}(1 + B)\Delta f, \quad (3.3)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $\lambda$  — длина волны принимаемого излучения (величина  $hc/\lambda$  есть энергия кванта этого излучения),  $\eta_{\text{кв}}$  — квантовый выход фотокатода на волне  $\lambda$ ,  $B$  — постоянная, учитывающая флуктуационные процессы при вторично-электронной эмиссии и имеющая для разных ФЭУ величину от 0,5 до 1,5;  $\Delta f$  — ширина частотного спектра электрического сигнала на выходе ФЭУ.

Если режим работы приёмника таков, что «паразитный» ток фотокатода  $I_{\text{фп}}$  существенно превышает сигнальную составляющую тока ( $I_{\text{фп}} \gg I_{\text{фс}}$ ), то для определения мощности шумов величину  $P_{\text{ш}}$ , найденную по формуле (3.3), нужно умножить на  $\sqrt{I_{\text{фп}}/I_{\text{фс}}}$ . Этот режим возникает чаще всего при сильном оптическом фоне (например, при измерении расстояния до удаленной цели, находящейся на фоне дневного неба).

Полоса пропускания приёмника с ФЭУ ограничивается главным образом свойствами самого ФЭУ. Время пролета электронов от катода до анода имеет некоторый разброс, величина которого определяет предельное разрешение такого приёмника по времени. В среднем для современных ФЭУ величина временного разрешения составляет 1—10 нс, хотя отдельные специально разработанные ФЭУ могут иметь и меньшее время разрешения. Всё же по этому параметру ФЭУ несколько уступают фотоэлементам, у которых временное разрешение составляет 0,1—1 нс (а иногда и меньше) благодаря сравнительно малой величине промежутка между катодом и анодом.

Фотоэлектронные умножители получили широчайшее распространение в технике приёма слабых оптических сигналов, и в большинстве современных лазерных измерительных систем для космической геодезии и наземной светодальнометрии также используются приёмники на основе ФЭУ.

## 3.2 Фотоприёмники на основе внутреннего фотоэффекта

Область спектральной чувствительности фотоэмиссионных приёмников простирается от ультрафиолетовой до ближней инфракрасной части спектра. Однако для диапазона волн  $\lambda > 1,2$  мкм фотоэмиссионных приёмников пока нет, хотя многие лазеры излучают в этом диапазоне. Даже на волне  $\lambda = 1,06$  мкм, излучаемой лазерами на неодимовом стекле и алюмоиттриевом гранате, применение фотоэмиссионных приёмников не всегда целесообразно из-за низкой чувствительности единственного пригодного для работы в этой части спектра фотокатода — кислородно-серебряно-цезиевого. Поэтому в ИК диапазоне воли чаще всего используются полупроводниковые фотодетекторы с внутренним фотоэффектом.

Наиболее распространены два типа полупроводниковых фотодетекторов — фоторезисторы (фотосопротивления) и фотодиоды.

Инерционность процессов в *фоторезисторах* чаще всего имеет порядок  $10^{-5}$ — $10^{-7}$  с, и это ограничивает широкополосность приёмников с такими фотодетекторами. Поэтому в точной дальнометрии, когда необходимо обеспечить приём коротких импульсов ( $\tau \sim 10^{-8}$  с и менее) или непрерывного излучения с достаточно высокой частотой модуляции (десятки мегагерц и более), целесообразно использовать не фоторезисторы, а фотодиоды, обладающие, как правило, бóльшим быстродействием.

*Фотодиоды* представляют собой полупроводниковые приборы с *p-n*-переходом (см. раздел 1.6, стр. 37). При поглощении фотонов падающего излучения в зоне *p-n*-перехода может происходить процесс, обратный рекомбинационному излучению — образование электронно-дырочных пар (свободных электронов и носителей положительного заряда — дырок). Инерционность фотодиодов удаётся довести до долей наносекунды, поэтому приёмники с такими фотодиодами можно применять для приёма даже очень коротких лазерных импульсов или непрерывного излучения с СВЧ моду-



ляцией.

От внешнего источника питания на фотодиод подаётся напряжение, полярность которого препятствует протеканию тока через  $p$ – $n$ -переход (в отличие от случая, описанного ранее, в разделе 1.6, когда полупроводниковый диод используется для генерации оптического излучения). Поэтому при отсутствии излучения текущий через фотодиод ток (так называемый темновой ток) достаточно мал. Его величина пропорциональна геометрической площади чувствительной площадки и обычно имеет порядок  $10^{-9}$  А. При попадании в область  $p$ – $n$ -перехода фотонов оптического излучения за счёт генерации электронно-дырочных пар ток через диод возрастает. Чувствительность фотодиодов на основе широкозонных полупроводников (Si, GaAs) в оптимальном для них диапазоне волн (для широко распространённых кремниевых диодов этот диапазон соответствует 0,8–0,9 мкм) достигает 0,4–0,5 А/Вт, что соответствует квантовому выходу  $\eta_{\text{кв}} = 60$ –80%.

Охлаждаемые фотодиоды на основе указанных полупроводников (одним из наиболее перспективных материалов такого рода является в настоящее время тройное соединение кадмий–ртуть–теллур (HgCdTe), получившее сокращённое название КРТ) также имеют высокую чувствительность и малую инерционность  $\sim 10^{-9}$  с на характерном для них участке длин волн 5–15 мкм. Рабочая температура для материала типа КРТ составляет обычно –80 К, т. е. близка к температуре жидкого азота, а область наибольшей чувствительности можно сдвигать по шкале длин волн изменением относительного содержания кадмия и ртути в тройном соединении.

Несмотря на высокий квантовый выход полупроводниковых материалов, фотодиодам присущ тот же недостаток, что и фотоэлементам — в случае приёма широкополосных сигналов сопротивление нагрузки приходится выбирать малым для обеспечения малой постоянной времени; выходное напряжение при слабом сигнале получается очень низким, и чувствительность приёмника в целом ограничивается шумами последующего усилите-

ля.

В значительной мере преодолеть эту трудность позволяет применение лавинных фотодиодов (ЛФД) — приборов, напоминающих ФЭУ тем, что в них также используется внутреннее усиление фототока.

Лавинные фотодиоды работают при напряжении, соответствующем порогу электрического пробоя диода. При этом возникающие вследствие попадания в зону  $p$ — $n$ -перехода фотонов принимаемого излучения носители заряда (электроны и дырки) получают за счёт электрического поля энергию, достаточную для «выбивания» из кристаллической решетки полупроводника добавочных электронно-дырочных пар; происходит лавинообразное размножение носителей заряда, и протекающий через сопротивление нагрузки ток растёт. Жёсткая стабилизация питающего напряжения и принятие других специальных мер позволяют избежать неконтролируемого развития лавинного процесса и поддерживать коэффициент умножения  $M$  числа носителей заряда на заданном постоянном уровне. Величина  $M$  у ЛФД значительно меньше, чем у ФЭУ, и обычно не превышает 100. Тем не менее порог чувствительности приёмников с ЛФД, определяемый уровнем их шумовой мощности, оказывается значительно ниже, чем у обычных фотодиодов на основе тех же материалов.

Для изготовления ЛФД используются главным образом кремний и германий, что позволяет применять такие приёмники для регистрации излучения неодимовых и полупроводниковых лазеров, генерирующих в ближнем ИК диапазоне волн. Несмотря на небольшой коэффициент лавинного умножения  $M$ , приёмники с ЛФД имеют в этом диапазоне меньший уровень шума и оказываются, следовательно, более чувствительными к слабым оптическим сигналам, чем приёмники с ФЭУ; причина этого — высокий квантовый выход полупроводниковых материалов по сравнению с квантовым выходом пока единственного практически применяемого для работы в указанном диапазоне волн кислородно-серебряно-цезиевого фотокатода.

### 3.3 Гетеродинный фотоприём

Описанные выше методы преобразования оптических сигналов в электрические с помощью фотодетекторов на основе внешнего или внутреннего фотоэффекта получили название прямого детектирования, или энергетического фотоприёма. Однако существует, экспериментально исследуется и всё чаще применяется на практике другой способ — гетеродинный фотоприём.

Принципиальная схема гетеродинного фотоприёмника изображена на рис. 3.2. В его состав входит гетеродин — источник монохроматического оптического излучения с частотой  $\nu_T$ , близкой к частоте принимаемого сигнала  $\nu_C$ . Оба сигнала — принимаемый и гетеродинный — одновременно поступают на фотодетектор, тип которого может быть любым, лишь бы время его инерции было меньше периода колебаний разностной частоты  $T = \frac{1}{|\nu_T - \nu_C|}$ . Роль гетеродина чаще всего играет маломощный лазер с непрерывным излучением высокой спектральной чистоты (монохроматичности); это качество более всего присуще газовым лазерам.

В результате интерференции оптических полей гетеродинного и принимаемого сигналов (для чего необходима взаимная параллельность волновых фронтов и одинаковость поляризации обеих волн) на чувствительную

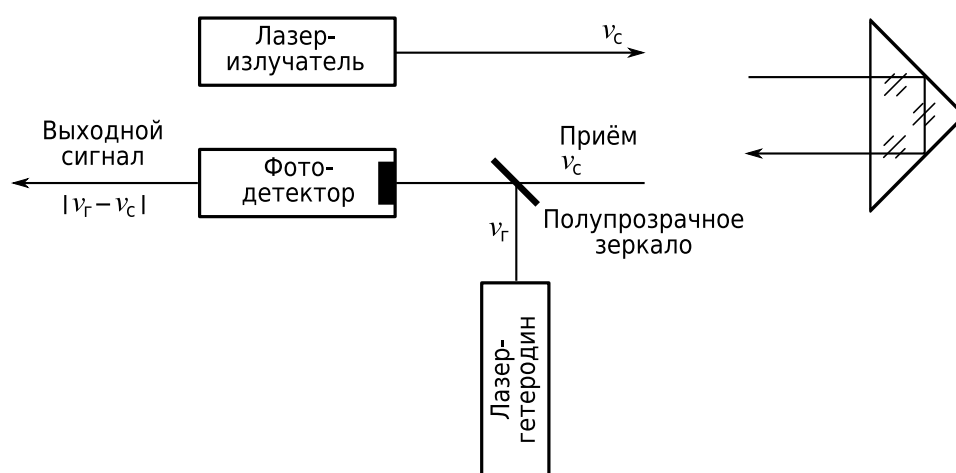


Рис. 3.2: Принципиальная схема гетеродинного фотоприёмника

площадку фотодетектора воздействует результирующее поле, амплитуда которого изменяется с разностной частотой  $|\nu_T - \nu_c|$ . В фототоке детектора также возникает составляющая разностной частоты, величина которой, как показывает анализ, определяется формулой

$$I_P = \frac{e \cdot \eta_{\text{кв}}}{h\nu} \sqrt{2P_T P_c}, \quad (3.4)$$

где  $P_T$  и  $P_c$  — соответственно оптическая мощность гетеродина и сигнала,  $e$  — заряд электрона,  $h$  — постоянная Планка,  $\nu$  — частота колебаний сигнала или гетеродина (различием между  $\nu_T$  и  $\nu_c$  в данном случае можно пренебречь ввиду его малости),  $\eta_{\text{кв}}$  — квантовый выход фотодетектора.

В случае приёма слабых сигналов  $P_T \gg P_c$ , и, как видно из формулы (3.4), за счёт мощности гетеродина происходит как бы усиление сигнала в фотодетекторе. Величина этого усиления пропорциональна  $\sqrt{P_T/P_c}$  и может быть весьма значительной. Предельно допустимая мощность гетеродина определяется угрозой перегрузки фотодетектора из-за его нагрева гетеродинным излучением и других причин; типичные значения  $P_T$  имеют порядок  $10^{-3}$  Вт.

Шумы гетеродинного приёмника при отсутствии фона и флуктуации мощности гетеродина определяются выражением

$$P_{\text{ш}} = \frac{hc}{\lambda \eta_{\text{кв}}} \Delta f, \quad (3.5)$$

где все величины имеют тот же смысл, что и в формуле (3.3). Сравнение формул (3.3) и (3.5) показывает, что при одинаковом квантовом выходе фотодетектора шумы гетеродинного приёмника меньше, чем в случае прямого (энергетического) фотоприёма.

Напряжение с частотой  $|\nu_T - \nu_c|$ , возникающее на сопротивлении нагрузки фотодетектора при протекании по нему тока  $I_P$ , представляет собой сигнал промежуточной частоты. Этот сигнал обычно усиливается последующим усилителем промежуточной частоты, подвергается детектированию с помощью радиочастотного детектора (промежуточная частота  $|\nu_T - \nu_c|$

обычно имеет порядок  $10^7$ – $10^9$  Гц, т. е. лежит в радиочастотном диапазоне) и превращается в сигнал переменного тока, форма которого отражает форму огибающей оптического сигнала.

Для получения гетеродинного сигнала не обязательно использовать отдельный лазер. В тех случаях, когда приёмное и передающее устройства совмещены в одной установке, что обычно имеет место для аппаратуры локационного типа, дальномеров и т. п., гетеродинный сигнал можно получать путем отвода некоторой части излучения передатчика и смещения частоты отведённого излучения на требуемую величину, равную выбранной промежуточной частоте. Такое смещение можно осуществить, в частности, при помощи акустооптических устройств, упомянутых выше (раздел 2.3). Другим способом образования гетеродинного сигнала является создание доплеровского сдвига частоты излучения лазера за счёт отражения от движущегося зеркала; именно это, например, имеет место в интерферометрии при измерении перемещений.

В некоторых случаях частоту гетеродина выбирают равной частоте сигнала. Разностная (промежуточная) частота при этом равна нулю, а в токе фотодетектора непосредственно содержится составляющая, пропорциональная амплитуде огибающей модулированного оптического сигнала. Такой фотоприёмник называется гомодинным; в нём сохраняются достоинства гетеродинного приёма (усиление сигнала в фотодетекторе за счёт мощности гетеродина и малый собственный шум) и отсутствует необходимость в усилителе промежуточной частоты. Гомодинный приём рассматривается как частный случай гетеродинного приёма.

Недостатками гетеродинного приёма являются весьма жёсткие требования к точности совмещения фронтов гетеродинной и сигнальной волн, а также к относительной стабильности их частот. Во многих практических случаях выполнение этих требований оказывается сложным делом. Кроме того, при распространении оптического излучения в атмосфере из-за турбулентности воздуха возникают нестационарные искажения формы волно-

вого фронта, снижающие эффективность гетеродинного приёма и вызывающие дополнительные шумы. Степень этих трудностей возрастает с уменьшением длины волны излучения, поэтому гетеродинный приём используется преимущественно для регистрации сигналов сравнительно длинноволновых излучателей, например,  $\text{CO}_2$ -лазеров.

### 3.4 Оптическая фильтрация в приёмниках

Наличие в оптическом диапазоне волн мощных источников помех, прежде всего солнечного излучения, часто заставляет устанавливать на входе приёмника оптический фильтр, прозрачный лишь в той узкой области спектра, где лежит частота колебаний принимаемого сигнала. Такие фильтры обычно выполняются в виде нанесённых на прозрачную подложку слоистых структур из чередующихся слоёв диэлектрических материалов с высоким и низким показателем преломления. Толщина слоёв рассчитывается таким образом, чтобы интерференция волн, отражённых от границ раздела различных диэлектриков, приводила к подавлению проходящего излучения на всех частотах, кроме одной (соответствующей выбранному участку пропускания). Основными параметрами таких узкополосных фильтров являются полоса пропускания  $\Delta\lambda_{0,5}$  (ширина участка спектра между длинами волн, на которых пропускание фильтра уменьшается вдвое) и прозрачность в максимуме  $T_{max}$  (коэффициент пропускания фильтра на волне, где это пропускание максимально). Для современных узкополосных интерференционных фильтров характерны значения  $\Delta\lambda_{0,5} = 1\text{--}3$  мм и  $T_{max} = 60\text{--}70\%$ . В ряде случаев достигаются и меньшие значения  $\Delta\lambda_{0,5}$ , но обеспечить долговременную стабильность параметров таких фильтров очень трудно.

Разрабатываются также перестраиваемые фильтры с очень узкой полосой пропускания, которые позволяют плавно регулировать длину волны, на которой прозрачность фильтра максимальна.

Применение узкополосных светофильтров позволяет в сотни раз умень-

шить мощность солнечного излучения (или других широкополосных помех) на фотодетекторе, снизить за счёт этого уровень шума детектора и повысить чувствительность приёмника к слабым сигналам. В сочетании с пространственной селекцией (сужением углового поля зрения приемника) использование узкополосных фильтров во многих случаях позволяет обеспечить работу лазерных измерительных систем (дальномеров, локаторов) в дневных условиях, когда источник принимаемого сигнала находится на фоне дневного неба или освещённого солнечным светом ландшафта.

# Литература

- [1] Большаков В. Д., Деймлих Ф., Голубев А. Н., Васильев А. П. Радиогеодезические и электрооптические измерения: Учебник для вузов. М., «Недра», 1985, 303 с.
- [2] Голубев А. Н. Приборы и методы электронной дальнометрии и тахеометрии. / В кн. Геодезия. Геодезические и фотограмметрические приборы. М., «Недра», 1991, с. 189—249.
- [3] Кондрашков А. В. Электрооптические и радиогеодезические измерения. М., «Недра», 1972, 344 с.
- [4] Оуэнс Д. Лазеры в метрологии и геодезии. / В кн. Применения лазеров. Пер. с англ. М., «Мир», 1974, с. 85—181.
- [5] О’Ши Д., Коллен Р., Родс У. Лазерная техника. Пер. с англ. М., «Атомиздат», 1980, 256 с.
- [6] Прилепин М. Т., Голубев А. Н. Оптические квантовые генераторы в геодезических измерениях. М., «Недра», 1972, 168 с.
- [7] Шануров Г. А., Мельников С. Р. Геотроника. Наземные и спутниковые радиоэлектронные средства и методы выполнения геодезических работ: Учебное пособие. М., УПП «Репрография» МИИГАиК, 2001, 136 с.