

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СИБИРСКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АКАДЕМИЯ»
(ФГБОУ ВПО «СГГА»)

В.С. Айрапетян, О.К. Ушаков

ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ

Рекомендовано Сибирским региональным учебно-методическим центром для межвузовского использования в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по направлениям подготовки бакалавров 200200.62 и магистров 200200.68 «Оптотехника» и по специальности 200203.65 «Оптико-электронные приборы и системы»

Новосибирск
СГГА
2012

УДК 53:621.375.826

А36

Рецензенты: кандидат физико-математических наук, доцент, СибГУТИ
А.П. Шерстяков

кандидат технических наук, доцент, СГГА *П.В. Петров*

Айрапетян, В.С.

А36 Физика лазеров [Текст]: учебное пособие / В.С. Айрапетян, О.К. Ушаков. – Новосибирск: СГГА, 2012. – 134 с.

ISBN 978-5-87693-528-1

В учебном пособии представлены экспериментальные и теоретические разделы лазерной физики, теории молекулярных спектров и межмолекулярных взаимодействий. Подробно рассматриваются вопросы теории оптических резонаторов, а также распространение и взаимодействие лазерного излучения с веществом, особенности применения лазеров в различных областях науки и техники.

Печатается по решению редакционно-издательского совета СГГА

УДК 53:621.375.826

ISBN 978-5-87693-528-1

© ФГБОУ ВПО «СГГА», 2012

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	6
1.1. Энергетические уровни.....	8
1.2. Поглощение	11
1.3. Спонтанное излучение	13
1.4. Вынужденное излучение.....	13
1.5. Вероятности поглощения и вынужденного излучения.....	14
1.6. Разрешенные и запрещенные переходы	16
1.7. Сечение поглощения. Коэффициенты поглощения и усиления. Эффект насыщения. Инверсия населенности	17
1.8. Усиленное спонтанное излучение.....	20
2. Принцип действия и устройство лазера	22
2.1. Усиление и генерация электромагнитного излучения	23
2.1.1. Четырехуровневый лазер	24
2.1.2. Трехуровневый лазер.....	26
2.2. Способы возбуждения активных сред.....	28
2.2.1. Оптическая накачка	28
2.2.2. Электрическая накачка.....	34
2.3. Оптические резонаторы	36
2.3.1. Модовая структура излучения лазера.....	37
2.3.2. Плоскопараллельный резонатор (резонатор Фабри – Перо)	39
2.3.3. Сферический резонатор	40
2.3.4. Кольцевые резонаторы	44
2.3.5. Эффективность преобразования энергии накачки в лазерных резонаторах.....	46
3. Свойства лазерного излучения	48
3.1. Спектральная ширина (модовая структура) лазерного излучения.....	48
3.2. Монохроматичность	51

3.3.	Пространственная и временная когерентность	53
3.4.	Расходимость.....	55
3.5.	Выходная мощность и яркость	57
4.	Режимы работы лазера	59
4.1.	Непрерывный режим работы лазера.....	59
4.2.	Нестационарный режим работы лазера	60
4.3.	Методы модуляции добротности	62
4.3.1.	Активные модуляторы.....	63
4.3.2.	Пассивные модуляторы.....	66
4.4.	Синхронизация мод	67
5.	Типы лазеров	70
5.1.	Твердотельные лазеры.....	70
5.1.1.	Рубиновый лазер	70
5.1.2.	Неодимовые лазеры.....	72
5.1.3.	Другие типы твердотельных лазеров.....	75
5.2.	Газовые лазеры.....	76
5.2.1.	Гелий-неоновый лазер	78
5.2.2.	Аргоновый лазер	80
5.2.3.	СО ₂ -лазер	82
5.2.4.	Другие газовые и жидкостные лазеры.....	85
5.3.	Полупроводниковые лазеры	90
5.4.	Лазеры на свободных электронах	93
5.5.	Рентгеновские лазеры.....	94
5.6.	5.6. Основные технические параметры лазеров.....	96
6.	Преобразование частоты лазерного излучения.....	98
6.1.	Общие сведения	98
6.2.	Генерация второй гармоники.....	102
6.3.	Оптический параметрический генератор.....	104
7.	Применение лазеров.....	112
7.1.	Применение лазеров в науке и технике	112
7.1.1.	Применение лазеров в физике и химии.....	112
7.1.2.	Лазерный управляемый термоядерный синтез.....	114
7.2.	Применение в голографии	115

7.3.	Применение в обработке и записи информации	116
7.4.	Применение в оптической связи	117
7.5.	Применение в биологии и медицине	117
7.6.	Применение в промышленной технологии.....	119
7.6.1.	Лазерная сварка.....	119
7.6.2.	Лазерная резка.....	120
7.6.3.	Лазерное сверление	120
7.6.4.	Термообработка.....	121
7.7.	Применение для измерения и контроля	122
7.8.	Применение в военных целях.....	123
Приложение 1. Матричное представление геометрической оптики.....		125
Библиографический список.....		133

ВВЕДЕНИЕ

Развивая основные принципы квантовой электроники, заложенные А. Эйнштейном, лауреаты нобелевской премии Н.Г. Басов, А.М. Прохоров и Ч. Таунс теоретически предсказали возможность создания квантовых генераторов в оптическом диапазоне длин волн. Первый квантовый генератор оптического диапазона – лазер на рубине, излучающий на длине волны 694,3 нм, был создан Т. Мейманом в 1960 г.

Первый раздел книги начинается с обсуждения основных определений и понятий классической спектроскопии, таких как спонтанное и вынужденное излучение, поглощение, вероятности переходов между энергетическими уровнями.

Во втором разделе рассмотрены фундаментальные понятия и дано описание характеристик основных составляющих лазерного устройства, описывается принцип действия и устройство лазера, преимущественно для экспериментальной реализации оптических схем различных типов лазеров. Здесь более подробно рассмотрены оптический и электрический способы накачки, приведено краткое перечисление других способов накачки. Более подробную информацию о лазерах читатель может получить в источниках [1, 2, 3].

Одним из главных узлов лазерного устройства является пассивный оптический резонатор. Описание нескольких видов оптических резонаторов, таких, как плоскопараллельные конфокальные, сферические, неустойчивые, кольцевые резонаторы, которые все более широко входят в практику, дается в подразд. 2.3.

В третьем разделе более подробно обсуждаются основные свойства лазерного излучения, такие, как монохроматичность, расходимость, яркость, пространственная и временная когерентность, модовая структура лазерного излучения.

Четвертый раздел представляет собой краткое изложение режима работы лазеров. Здесь обсуждаются непрерывный и нестационарный режи-

мы работы лазера, при этом рассмотрены те способы модуляции добротности, которые важны при практическом применении лазеров.

В пятом разделе рассмотрены типы лазеров, представлено их многообразие и разнообразные принципы действия. Далее приводится краткое описание некоторых специфических типов лазеров, таких, как рентгеновские лазеры и лазеры на свободных электронах.

Краткий обзор преобразования частоты лазерного излучения с обсуждением некоторых вопросов нелинейной оптики дается в шестом разделе. Этим разделом заканчивается основное описание принципа действия и свойства лазерного излучения.

Особый интерес представляет вопрос о применении лазера в различных областях науки и техники, который обсуждается в седьмом разделе. После создания лазеров начинает бурно развиваться нелинейная оптика и лазерная спектроскопия, оптическая связь, военная техника, медицина, биология и целый ряд других наук.

Описание каждого раздела заканчивается типовыми задачами и примерами, которые иллюстрируют текст и могут подсказать другие возможные способы применения лазеров.

1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С АТОМНОЙ И МОЛЕКУЛЯРНОЙ СИСТЕМАМИ

Атомные и молекулярные среды играют важную роль для глубокого понимания физики лазеров, в особенности таких лазеров, как атомные и молекулярные газовые лазеры или лазеры на красителях. Для общности мы будем говорить об атомных системах, подразумевая под ними любые микроскопические системы – атомы, молекулы, конденсированные макроскопические системы и т. д.

Этот раздел содержит основы теории поглощения и испускания электромагнитных волн при их взаимодействии с веществом.

Для того чтобы разъяснить механизм усиления электромагнитных волн, лежащий в основе физики лазеров, рассмотрим понятия поглощения, спонтанного и вынужденного излучения, а затем определение вероятностей переходов между энергетическими уровнями, коэффициенты Эйнштейна и связи между ними. Для лучшего понимания некоторых оптических явлений изложение материала приведено на моделях классической электродинамики.

1.1. Энергетические уровни

Согласно современному представлению, полная энергия атомных систем представляет собой сумму следующих составляющих: 1) электронной энергии E_e , обусловленной движением электронов вокруг ядер; 2) колебательной энергии E_v , связанной с колебанием ядер; 3) вращательной энергии E_r , обусловленной вращением атомной системы [4].

Квантовые представления атомных систем впервые были сформулированы Нильсом Бором в 1913 г. в двух постулатах.

Первый постулат – атомная система является устойчивой лишь в определенных, стационарных энергетических состояниях, соответствующих некоторой дискретной (прерывной) или непрерывной последовательности значений энергии E системы. Любое изменение этой энергии связано со

скачкообразным переходом системы из одного стационарного состояния в другое.

В соответствии с законом сохранения энергии переходы атомной системы из одного стационарного состояния в другое связаны с получением или отдачей энергии системой.

Второй постулат – электромагнитное излучение, связанное с переходом атомной системы из стационарного состояния с энергией E_j в стационарное состояние с энергией E_i , является монохроматическим, и его частота ν определяется соотношением

$$E_i - E_j = h \nu, \quad (1.1)$$

где h – постоянная Планка.

Электромагнитное излучение при этом поглощается (если $E_i > E_j$) или испускается (если $E_i < E_j$) определенными порциями $h \nu$ – квантами излучения. В световом диапазоне кванты можно рассматривать как **фотоны**.

Закон (1.1) часто называют *правилом частот Бора*. Это закон сохранения энергии для микроскопических процессов, связанных с излучением.

По аналогии между энергиями стационарных состояний и потенциальной энергией тела, поднятого на различные высоты (не различные уровни), на рис. 1.1 изображена простейшая диаграмма уровней энергии, образующих дискретную последовательность.

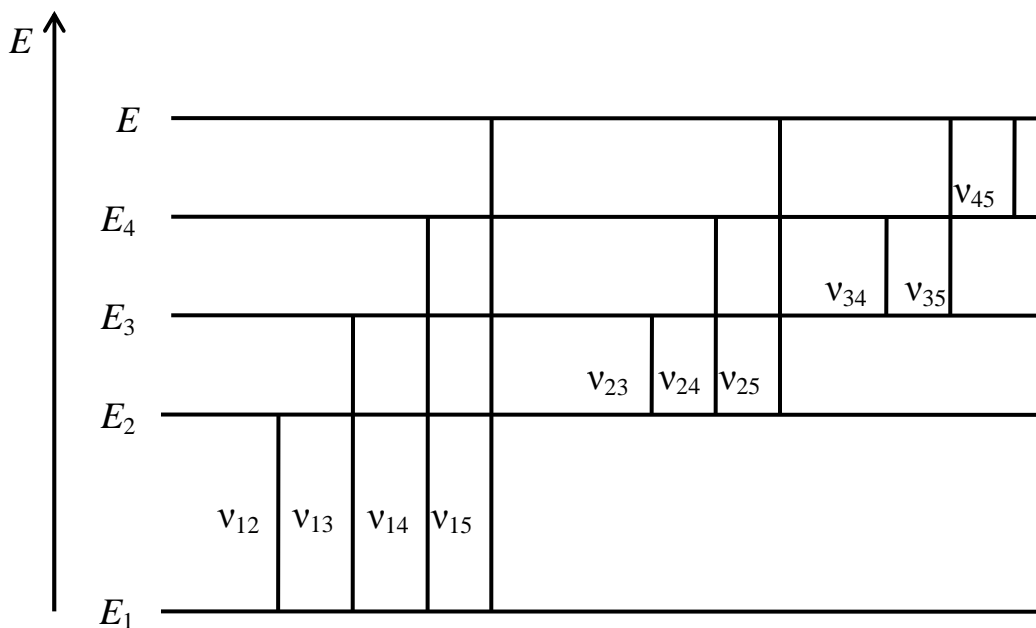


Рис. 1.1. Диаграмма уровней энергии

Горизонтальные линии проведены на расстояниях, пропорциональных разностям значений энергий E_1, E_2, E_3, E_4, E_5 соответствующих стационарных состояний. Слева дана шкала энергий. Как и в случае потенциальной энергии поднятого тела, начало отсчета энергии является произвольным; за нуль может быть принята энергия E_1 самого нижнего уровня или иная энергия, характеризующая определенное состояние системы, например для атома – энергия, соответствующая отрыву электрона, т. е. ионизации атома, а для молекулы – энергия, соответствующая разрыву молекулы на части, т. е. диссоциации молекулы. Переходы между стационарными состояниями – между уровнями энергии – показаны вертикальными линиями, соединяющими соответствующие горизонтальные линии – комбинирующие уровни.

Каждому возможному переходу между дискретными уровнями энергии соответствует определенная спектральная линия, характеризующаяся в спектре значением частоты (или волнового числа) монохроматического излучения. Частоты спектральных линий на рис. 1.1 обозначены как $\nu_{12}, \nu_{13}, \nu_{23}, \nu_{34}$ и т. д.

Из основного соотношения (1.1) вытекает, что между частотами различных спектральных линий должны выполняться соотношения типа

$$\nu_{ik} = \nu_{ij} + \nu_{jk}. \quad (1.2)$$

Например, $\nu_{13} = \nu_{12} + \nu_{23}$, что очевидно из диаграммы.

Таким образом, могут наблюдаться переходы с частотами, равными комбинациям – суммам и разностям частот других переходов. В этом состоит содержание комбинационного принципа, представляющего непосредственное следствие основного квантового закона (1.1).

Комбинационный принцип играет очень важную роль в спектроскопии. Его соблюдение является критерием правильности схемы уровней, найденной исходя из опытных значений частот спектральных линий. При интерпретации сложных спектров отыскивают постоянные разности частот, соответствующие разностям энергий пар уровней.

При переходах между уровнями i, j и уровнями $k, l, m \dots$ согласно комбинационному принципу

$$\nu_{ik} - \nu_{jk} = \nu_{il} - \nu_{jl} = \nu_{im} - \nu_{jm} = \dots = \nu_{ij}. \quad (1.3)$$

Например, $\nu_{13} - \nu_{23} = \nu_{14} - \nu_{24} = \nu_{15} - \nu_{25} = \nu_{12}$ и т. д.

Зная совокупность частот наблюдаемых спектральных линий, можно построить соответствующую схему уровней.

С помощью комбинационного принципа можно находить для спектральных линий, частоты которых известны с недостаточной точностью, более точные значения по частотам двух или нескольких других линий.

1.2. Поглощение

Весьма существенным является направление переходов между энергетическими состояниями. Переход с некоторого нижнего уровня на какой-либо верхний уровень соответствует увеличению энергии атомной системы, т. е. поглощению фотона. Такой процесс называется **поглощением**. Переход с некоторого верхнего уровня на какой-либо нижний уровень соответствует уменьшению ее энергии, т. е. испусканию фотона. Такой процесс называется излучением. Различают два типа излучения – спонтанное и вынужденное излучение.

Рассмотрим в некоторой среде два энергетических уровня 1 и 2 с энергиями E_1 и E_2 ($E_1 < E_2$). Этими уровнями могут быть любые два уровня из неограниченного набора уровней, свойственных данной среде. Предположим, что атом первоначально находится на уровне 1. Если это основной уровень, то атом будет оставаться на нем до тех пор, пока на него не подействует какое-либо внешнее возмущение. Пусть на вещество падает электромагнитная волна с частотой ν , определяемая выражением

$$\nu = \frac{1}{h}(E_2 - E_1). \quad (1.4)$$

В таком случае существует конечная вероятность того, что атом перейдет на верхний уровень 2. Разность энергий $E_2 - E_1$, необходимая для того, чтобы атом совершил переход, берется из энергии падающей электромагнитной волны. В этом заключается процесс поглощения. Схематически процесс поглощения показан на рис. 1.2, *a*.

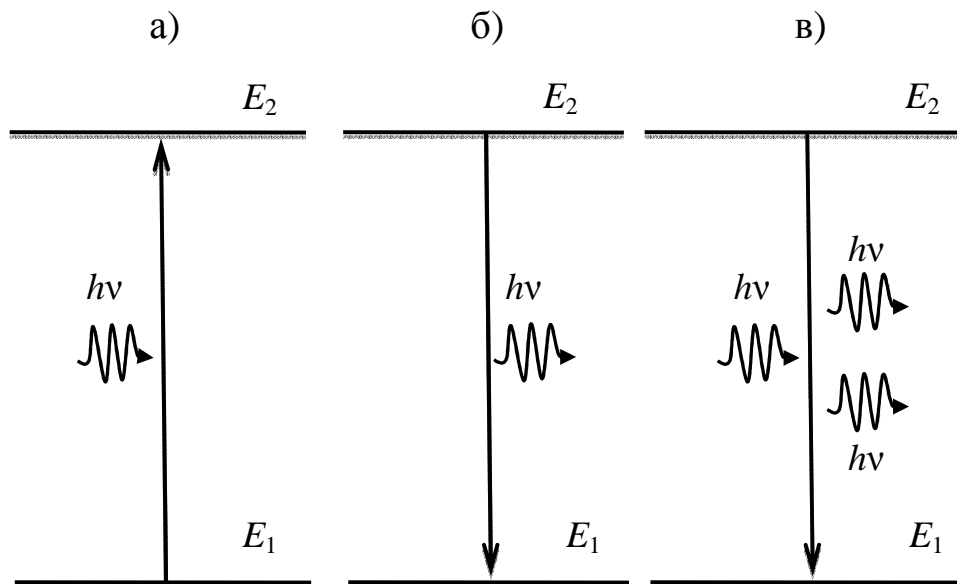


Рис. 1.2. Схематическое представление трех процессов: а) поглощение; б) спонтанное излучение; в) вынужденное излучение

Каждый отдельный переход характеризуется, наряду с частотой перехода, распределением интенсивностей перехода. Интенсивности перехода зависят от вероятности отдельных переходов и от числа атомных систем в различных стационарных состояниях – от заселенностей различных уровней энергии.

Вероятность поглощения W_{12} , или коэффициент Эйнштейна, определяется уравнением

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{12}N_1, \quad (1.5)$$

где N_1 – число атомов в единице объема, которые в данный момент времени находятся на уровне 1. Кроме того, вероятность поглощения W_{12} можно выразить через плотность потока фотонов F и сечение поглощения σ_{12} , которое зависит только от конкретного перехода

$$W_{12} = \sigma_{12}F. \quad (1.6)$$

В процессе поглощения падающий фотон поглощается, вызывая переход $1 \rightarrow 2$. Величину $\tau_{\text{погл.}} = 1/W_{12}$ называют временем жизни поглощения.

1.3. Спонтанное излучение

Рассмотрим атомную систему с двумя энергетическими состояниями E_1 и E_2 ($E_1 < E_2$). Для удобства примем E_1 как энергию основного состояния. Предположим, что атом первоначально находится в состоянии, соответствующем уровню 2. Поскольку $E_2 > E_1$, атом будет стремиться перейти на уровень 1. Следовательно, из атома должна выделиться соответствующая разность энергий $E_2 - E_1$. Когда эта энергия выделяется в виде электромагнитной волны, процесс называют **спонтанным излучением**. Частота излучения выделенной волны определяется согласно формуле (1.4), а энергия фотона при переходе с уровня 2 на уровень 1 равна

$$\Delta E = E_2 - E_1. \quad (1.7)$$

На рис. 1.2, б представлена диаграмма процесса спонтанного излучения.

Вероятность спонтанного излучения можно определить следующим образом. Предположим, что в момент времени t на уровне находятся N_2 атомов. Скорость перехода этих атомов вследствие спонтанного излучения пропорциональна N_2 и определяется уравнением

$$(dN_2/dt)_{\text{спонт.}} = -AN_2. \quad (1.8)$$

Коэффициент A представляет собой вероятность спонтанного излучения и называется *коэффициентом Эйнштейна*. Величину $\tau_{\text{спонт.}} = 1/A$ называют спонтанным временем жизни.

1.4. Вынужденное излучение

Предположим, что атом первоначально находится на верхнем уровне 2 и на вещество падает электромагнитная волна с частотой ν , определяемой выражением (1.4). Поскольку частоты падающей волны и излучения равны друг другу, имеется конечная вероятность того, что падающая волна вызовет переход ($2 \rightarrow 1$) атома с уровня 2 на уровень 1. При этом разность энергий $\Delta E = E_2 - E_1$ выделится в виде электромагнитной волны, которая добавится к падающей. Это и есть **вынужденное излучение**. Между процессами спонтанного и вынужденного излучения имеется существенное отличие. В случае спонтанного излучения атом испускает электромагнит-

ную волну, фаза которой не имеет определенной связи с фазой волны, излученной другим атомом. Испущенная волна может иметь любое направление распространения. В случае вынужденного излучения, излучение любого атома добавляется к падающей волне в той же фазе и распространяются в направлении падающей волны.

Скоростное уравнение для вынужденного излучения можно описывать в виде

$$(dN_2/dt)_{\text{вын.}} = -W_{21} N_2, \quad (1.9)$$

где $(dN_2/dt)_{\text{спонт.}}$ – скорость перехода $2 \rightarrow 1$ за счет вынужденного излучения; $W_{21} = 1/\tau_{\text{вын.}}$ – вероятность вынужденного перехода, которая зависит не только от конкретного перехода, но и от интенсивности падающей электромагнитной волны;

$$W_{21} = \sigma_{21} F, \quad (1.10)$$

где F – плотность потока фотонов в падающей волне; σ_{21} – сечение вынужденного излучения, $\tau_{\text{вын.}}$ – время жизни фотонов падающей волны.

1.5. Вероятности поглощения и вынужденного излучения

В данном параграфе описывается упрощенное вычисление вероятностей поглощения и вынужденного излучения с использованием полуклассического подхода, при котором атомная система предполагается квантованной, а электромагнитное поле падающей волны описывается классически.

Рассмотрим атомную систему с двумя энергетическими уровнями E_1 и E_2 , предполагая, что: 1) длина волны падающего излучения много больше размеров атома; 2) волна взаимодействует с атомной системой в течение очень длительного времени; 3) вероятность перехода мала, так что можно пользоваться методами теории возмущений. Таким образом, волновые функции записываются в виде

$$\psi_1(\vec{r}, t) = u_1(r) \exp[-i(E_1 / \hbar)t]; \quad (1.11)$$

$$\psi_2(\vec{r}, t) = u_2(r) \exp[-i(E_2 / \hbar)t]. \quad (1.12)$$

При этом частота перехода между уровнями дается выражением

$$\omega_0 = (E_2 - E_1) / \hbar, \quad (1.13)$$

где $\hbar = h / 2\pi$; $E = E_0 \sin \omega t$; u_1 и u_2 – стационарные собственные функции обоих состояний.

При взаимодействии электромагнитной волны с частотой ω , близкой к резонансной частоте перехода ω_0 , атомная система приобретает дополнительную энергию $\hat{H}(\mathbf{r})$, где \mathbf{r} – радиус-вектор. Эта энергия обусловлена взаимодействием электрического дипольного момента атома с внешним электрическим полем E . Поскольку $\omega \approx \omega_0$, такое взаимодействие в квантовомеханическом подходе представляет синусоидальный во времени гамильтониан $\hat{H}(\mathbf{r})$, приводящий к переходу между уровнями. С учетом всех этих предположений окончательное выражение для вероятности поглощения запишется в виде

$$W_{12} = (\pi^2 / 3\hbar^2) |\mu_{21}|^2 E_0^2 \delta(\nu - \nu_0), \quad (1.14)$$

где $\nu = \omega/2\pi$; $\nu_0 = \omega_0/2\pi$; δ – дельта-функция Дирака, бесконечно острая функция с единичной площадью, такая, что $\int \delta(\nu - \nu_0) d\nu = 1$,

$\mu_{21} = \int u^* e r u_1 dv$ – матричный элемент оператора электрического дипольного момента $e\mathbf{r}$, или электрический дипольный момент атома.

Из уравнения (1.14) видно, что вероятность поглощения W_{21} пропорциональна квадрату абсолютного значения электрического дипольного момента, умноженному на квадрат амплитуды электрического поля. Уравнение (1.14) можно переписать в более удобной форме через плотность энергии ρ падающей электромагнитной волны, которая дается выражением

$$\rho = n^2 \varepsilon_0 E_0^2 / 2, \quad (1.15)$$

где n – показатель преломления среды, ε_0 – электрическая постоянная. Поскольку интенсивность падающей волны определяется, как $I = c\rho/n$, где c – скорость электромагнитной волны в вакууме, тогда окончательно вероятность поглощения запишется в виде

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n\varepsilon_0 c \hbar^2} |\mu_{21}|^2 I \delta(\nu - \nu_0). \quad (1.16)$$

В случае вынужденного излучения вероятность перехода W_{21} получается путем замены μ_{21} на μ_{12} , т. е. путем перестановки индексов 2 на 1. Однако, поскольку $\mu_{21}^* = \mu_{12}$, тогда $|\mu| = |\mu_{12}| = |\mu_{21}|$ и, следовательно, $W = W_{12} = W_{21}$. Вероятность поглощения равна вероятности вынужденного излучения:

$$W = \frac{2\pi^2}{3n\epsilon_0 ch^2} |\mu|^2 I \delta(\nu - \nu_0). \quad (1.17)$$

Это соотношение показывает равновероятность вынужденного излучения и поглощения для невырожденных состояний.

1.6. Разрешенные и запрещенные переходы

Вероятность поглощения и вынужденного излучения W обусловлена матричным элементом оператора электрического дипольного момента μ . Согласно выражению (1.17), вероятность перехода $W = 0$, если $\mu = 0$. Такой переход называется запрещенным переходом в электродипольном приближении. Это имеет место, когда стационарные собственные функции $u_1(\mathbf{r})$ и $u_2(\mathbf{r})$ являются одновременно либо симметричными, либо антисимметричными функциями. Это означает, что в точках \mathbf{r} и $-\mathbf{r}$ функция $u(-\mathbf{r}) = u(\mathbf{r})$ является симметричной (или четной) и асимметричной (нечетной), если $u(-\mathbf{r}) = -u(\mathbf{r})$. Следовательно, собственные функции одновременно должны быть равны по значению и противоположны по знаку. Подробное математическое преобразование, которое здесь не приводится, показывает, что для удовлетворения этого условия гамильтониан $\hat{H}(\mathbf{r})$ инвариантен относительно операции инверсии, т. е. атомная система должна обладать центром инверсии.

Таким образом, электродипольные переходы происходят только между состояниями противоположной четностью, а энергетические состояния имеют определенную четность в том случае, когда гамильтониан системы инвариантен относительно инверсии.

Однако запрещенный переход в электродипольном приближении не означает, что атом не может совершить переход с уровня 1 на уровень 2 под действием падающей электромагнитной волны. В этом случае переход может произойти в результате взаимодействия между магнитным по-

лем волны и магнитным дипольным моментом атома. Магнитнодипольные переходы разрешены между двумя состояниями с одинаковой четностью (между двумя четными или двумя нечетными состояниями). Следовательно, переход, который запрещен в электродипольном приближении, разрешен в магнитодипольном приближении и наоборот. По порядку величины отношение электродипольного и магнитодипольного вероятностей $W_e / W_m \approx 10^5$. Это еще раз подтверждает что, энергия электродипольного взаимодействия $\mu_e E_0$ намного превосходит энергию магнитодипольного взаимодействия $\mu_m B_0$.

1.7. Сечение поглощения. Коэффициенты поглощения и усиления. Эффект насыщения. Инверсия населенности

При термодинамическом равновесии, согласно закону Больцмана,

$$\frac{N_2}{g_2} = \frac{N_1}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \quad (1.18)$$

число частиц атомной системы на нижнем энергетическом уровне 1 превосходит число частиц на верхнем уровне 2. Следовательно, число переходов снизу вверх (поглощение) превосходит число обратных переходов (излучение), потому что внизу частиц больше, чем вверху.

В уравнении (1.18) N_1 и N_2 – число частиц, g_1 и g_2 – степени вырождения (статистические веса) уровней 1 и 2 соответственно.

Значение коэффициента поглощения атомной системы можно вычислить из числа поглощенных фотонов или числа переходов из состояния E_1 к состоянию E_2 . Это число на единицу времени и объема пропорционально числу частиц N_1 на уровне 1 и плотности потока фотонов F :

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_a = -\sigma_{12} N_1 F. \quad (1.19)$$

Коэффициент пропорциональности σ_{12} есть эффективное для поглощения поперечное сечение, показывающее эффективную поверхность, с которой атом поглощает фотоны. Отрицательный знак указывает на снижение плотности атомов N_1 . Плотность потока фотонов пропорциональна

плотности мощности, следовательно, элементарным преобразованием можно установить связь между коэффициентом и сечением поглощения в виде

$$\alpha = \sigma_{12} N_1. \quad (1.20)$$

Учитывая связь эффективного поперечного сечения σ_{12} с коэффициентом Эйнштейна $\sigma_{12} = B_{12} h\nu/c$, окончательно для коэффициента поглощения получим:

$$\alpha = B_{12} h\nu N_1/c. \quad (1.21)$$

Взаимодействие внешнего электромагнитного излучения с атомной системой приводит к изменению интенсивности перехода между уровнями E_1 и E_2 , которое представляется в виде

$$dI = dI_{\text{погл.}} + dI_{\text{вын.}}, \quad (1.22)$$

где $dI_{\text{погл.}}$ – изменение интенсивности поглощения; $dI_{\text{вын.}}$ – изменение интенсивности вынужденного излучения.

Согласно закону Бэра и с учетом формулы (1.20) изменение интенсивности (1.22) можно представить в виде:

$$I = I_0 \exp[\sigma(N_2 - N_1)d]. \quad (1.23)$$

Здесь принято, что $\sigma = \sigma_{12} = \sigma_{21}$, если уровни обладают одинаковым статистическим весом $g_{12} = g_{21}$, нет вырождения. Для увеличения энергии излучения, необходимо, чтобы выполнялось условие $N_2 > N_1$. Это означает, что населенность верхнего уровня должна превышать населенность нижнего.

Таким образом, увеличение интенсивности внешнего излучения происходит в атомной системе тогда, когда равновесное распределение населенностей так нарушено, что верхние уровни населены сильнее, чем нижние, т. е. распределение населенностей инвертировано.

Атомная система, в которой более высоко расположенный уровень населен сильнее нижнего уровня, называется системой с инверсией населенностей.

Такая система называется системой с отрицательным поглощением, т. е. с усилением. Величина, равная $g = \sigma(N_2 - N_1)$, когда $N_2 > N_1$ представляет собой дифференциальное усиление, или показатель усиления.

При излучении света высокой интенсивности I верхние уровни опустошаются тем сильнее, чем больше I . Это приводит к снижению усиления, которое при однородном насыщении выражается как

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}}, \quad (1.24)$$

где g_0 – усиление при малой интенсивности $I = 0$; I_s – интенсивность насыщения, зависящая от свойств данной среды и частоты падающего излучения. Физический смысл интенсивности насыщения I_s состоит в том, что при частоте $\nu \approx \nu_0$ изменение числа фотонов равно половине общего числа фотонов $dN = (N_1 + N_2)/2$. С помощью скоростных уравнений можно вычислить интенсивность насыщения:

$$I_s = \frac{h\nu}{2\sigma_{21}\tau}, \quad (1.25)$$

где τ – время жизни фотонов на верхнем уровне.

Графически зависимость коэффициента усиления от интенсивности излучения приведена на рис. 1.3.

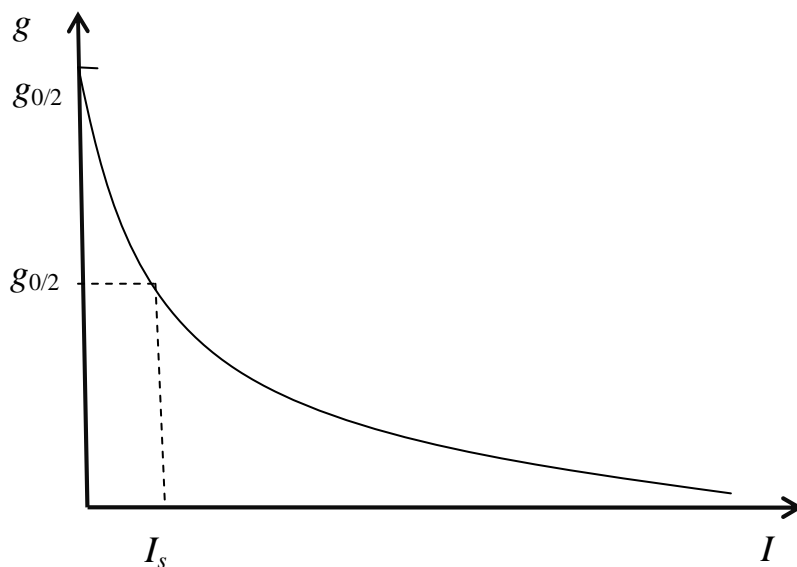


Рис. 1.3. Зависимость коэффициента усиления вынужденного излучения от интенсивности внешней электромагнитной волны

Таким образом, для создания инверсии населенностей необходимо дополнительное внешнее воздействие, которое преодолевает процессы, направленные на восстановление равновесной разности населенностей.

1.8. Усиленное спонтанное излучение

В реальной ситуации атом находится в окружении других атомов, часть которых находится в основном состоянии, а остальные в возбужденном состоянии. Переход атома из возбужденного состояния в основное состояние обусловлен как спонтанным, так и вынужденным процессами. При этом возможны возникновения следующих явлений, а именно: 1) захват излучения; 2) сверхизлучение и суперлюминесценции; 3) усиленное спонтанное излучение.

1. **Захват излучения:** если активная среда является оптически однородной и доля атомов, находящаяся на верхнем уровне мала, то спонтанно испущенный фотон может быть поглощен другим атомом, который, в свою очередь, переходит в возбужденное состояние. Этот процесс уменьшает вероятность спонтанного излучения.

2. Если в активной среде создана инверсия населенностей, то излучение одного атома может влиять на излучение других атомов. Данный процесс, при определенных условиях, приводит к явлениям **сверхизлучения и суперлюминесценции**.

3. Если инверсия населенностей в активной среде достигается критического значения, то в пределах телесного угла Ω вокруг оси активной среды наблюдается интенсивное излучение, называемое **усиленное спонтанное излучение (УСИ)**. УСИ становится преобладающим механизмом лазерных систем, когда удельная мощность излучения

$$P/A = h\nu_0/\sigma_0\tau \quad (1.26)$$

становится сравнимой с интенсивностью насыщения I_{s0} перехода на центральной частоте, определяемой из соотношения (1.25). В уравнении (1.26) σ_0 – пиковое сечение перехода; τ – время спонтанного излучения; $A = \pi D^2/4$ – площадь поперечного сечения активной среды; P – мощность излучения лазера;

$$P = \left(\frac{h\nu_0}{\sigma_0\tau} \right) \frac{A\Omega}{4} \frac{[\exp(\sigma_0 N_2 l) - 1]^{3/2}}{[\sigma_0 N_2 l \exp(\sigma_0 N_2 l)]^{1/2}}, \quad (1.27)$$

где ν_0 – частота лазерного перехода; N_2 – инверсия населенностей лазерного перехода; Ω – телесный угол; l – длина активного элемента.

Основным преимуществом УСИ является то, что его можно использовать для получения узконаправленного лазерного излучения с высоким усилением.

2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И УСТРОЙСТВО ЛАЗЕРА

Лазерное излучение основано на эффекте усиления спонтанного излучения за счет индуцированного внешнего электромагнитного поля, т. е. создания инверсии населенностей, при котором происходит вынужденное излучение. Само английское слово «laser» представляет собой аббревиатуру фразы «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», которая переводится как «усиление света за счет вынужденного испускания излучения».

Лазер, оптическая схема которого приведена на рис. 2.1, в основном состоит из трех компонент, а именно: 1) активный элемент (*АЭ*), который усиливает падающую электромагнитную волну; 2) система накачки, которая селективно накачивает энергию в активную среду, чтобы заселить выбранные энергетические уровни и достичь инверсной населенности; 3) оптический резонатор, состоящий из двух расположенных друг против друга зеркал (M_1 и M_2) и накапливающий часть индуцированного излучения, сконцентрированного в нескольких модах резонатора. Рассмотрим каждый из этих компонент более подробно.

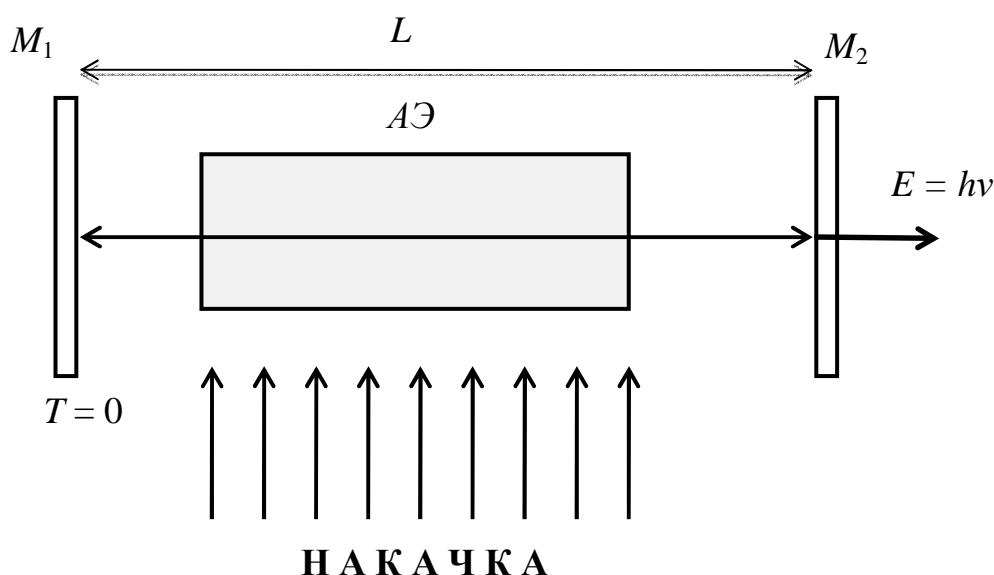


Рис. 2.1. Оптическая схема устройства лазера:

M_1 – плотное кольцо (зеркало с коэффициентом пропускания $T = 0$); M_2 – выходное зеркало; *АЭ* – активный элемент (активная среда); L – длина резонатора

2.1. Усиление и генерация электромагнитного излучения

Усиление электромагнитной волны в среде возможно только при условии, что $N_2 > N_1$, когда при термодинамическом равновесном состоянии $N_1 > N_2$. Преобладание индуцированных процессов обусловлено тем, чтобы или показатель усиления вещества, через которое проходит свет, был достаточно большим, или обеспечивался многократный проход фотонов лазерного излучения через усиливающую среду [5]. Среда, в которой осуществлена инверсия населенностей, называется активной средой (АС). Увеличение коэффициента усиления АС для достижения интенсивного излучения можно достичь увеличением его длины. Однако это технически ограничено. Поэтому для получения многократного прохода луча в АС ее помещают в резонатор, состоящий из двух параллельных зеркал. Возникшее вынужденное излучение после многократного отражения внутри резонатора усиливается до такой степени, пока коэффициент усиления G не компенсирует потери излучения, которые обусловлены коэффициентами отражения R и пропускания T зеркал.

В результате получаем пороговое условие усиления генерации лазера:

$$GRT > 1. \quad (2.1)$$

Если зеркала имеют различные коэффициенты отражения R_1, R_2 и пропускания T_1, T_2 , то вместо R и T используются их среднегеометрические значения $R = \sqrt{R_1 R_2}$, $T = \sqrt{T_1 T_2}$. Используя выражение для усиления $G = \exp[\sigma(N_2 - N_1)d]$ для критического значения $(N_2 - N_1)_{кр.}$, из порогового условия усиления генерации получим:

$$(N_2 - N_1)_{кр.} \geq \frac{\ln(1/RT)}{\sigma d} \approx \frac{1 - RT}{\sigma d}. \quad (2.2)$$

Здесь использовано приближенное равенство

$$\ln(1/x) \approx 1 - x.$$

Основная проблема создания инверсии населенностей в АЭ состоит в том, что при термодинамическом равновесии нижний уровень заселен больше, чем верхние, поглощение преобладает над вынужденным излучением. Под воздействием внешнего электромагнитного поля совершается

больше переходов $1 \rightarrow 2$, чем $2 \rightarrow 1$. Для энергетической системы из двух уровней действие сильного электромагнитного поля приводит только лишь к выравниванию числа частиц $N_1 = N_2$ между уровнями. Такой эффект называется двухуровневым насыщением.

Таким образом, используя только два уровня, невозможно создать инверсию населенностей. Поэтому для создания инверсии населенностей необходимо из множества всевозможных энергетических уровней выбрать не менее трех энергетических уровней. В зависимости от количества энергетических уровней, использованных в принципе действия лазера, они так и называются. Например – трехуровневый, четырехуровневый и т. д. лазеры.

Строгое теоретическое рассмотрение трехуровневого или четырехуровневого лазера приводит к решению скоростных уравнений, которые выводятся из условия баланса между скоростями изменения полного числа частиц и полного числа фотонов лазерного излучения.

2.1.1. Четырехуровневый лазер

Рассмотрим среду, состоящую из множества энергетических уровней. Выделим четыре уровня, переходы между которыми являются наиболее эффективными с точки зрения электродинамического разрешения. Обозначим уровни 0, 1, 2 и 3, на которых находятся N_g , N_1 , N_2 и N_3 частиц, соответственно (рис. 2.2).

Уровни выбираются так, чтобы релаксации между уровнями $3 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 0$ совершаются очень быстро. Следовательно, $N_1 = N_3 = 0$. Полное число фотонов в выходном излучении лазера равно q , а полное число частиц в атомной системе – N_t .

Таким образом, система скоростных уравнений для четырехуровневой схемы представится в виде

$$\begin{aligned} N_g + N_2 &= N_t \\ \frac{dN_2}{dt} &= W_p N_g - BqN_2 - N_2 / \tau, \\ \frac{dq}{dt} &= V_a BqN_2 - q / \tau_c \end{aligned} \quad (2.3)$$

где $W_p N_g$ представляет собой скорость накачки для N_g частиц с основного состояния, BqN_2 соответствует вынужденному излучению со скоростью $W = Bq$ для q частиц, τ – время жизни верхнего лазерного уровня, опреде-

ляемое из выражения $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{спонт.}}} + \frac{1}{\tau_{\text{безызл.}}}$. Произведение $V_a B q N_2$ в третьем уравнении соответствует скорости изменения числа фотонов вследствие вынужденного излучения из объема V_a , занимаемой модой внутри активного элемента; τ_c – время жизни фотона.

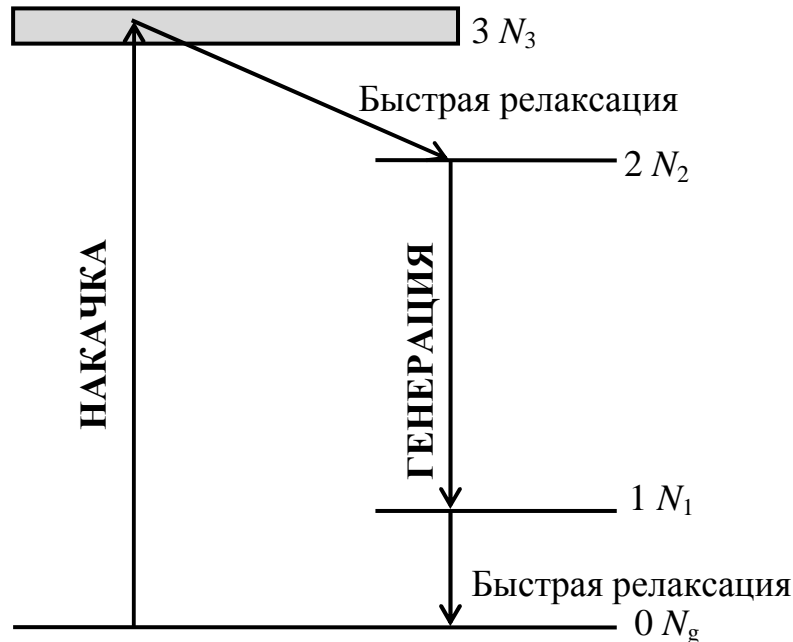


Рис. 2.2. Энергетическая диаграмма четырехуровневого лазера. $0 N_g$ – основной уровень с числом частиц N_g ; $1 N_1$ – первый энергетический уровень с населенностью N_1 ; $2 N_2$ – второй энергетический уровень с населенностью N_2 ; $3 N_3$ – полоса поглощения 3 с населенностью N_3

Система уравнений (2.1) описывает как установившееся, так и динамическое поведение четырехуровневого лазера. Учитывая, что релаксация с уровня 1 является быстрой, т. е. $N_1 \approx 0$, следовательно $N = N_2 - N_1 = N_2$, тогда из системы уравнений (2.1) можно исключить первое уравнение и окончательно система скоростных уравнений примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= W_p (N_t - N) - BqN - N / \tau \\ \frac{dq}{dt} &= V_a (BN - 1 / \tau_c) q \end{aligned} \quad (2.4)$$

Для количественного описания лазеров необходимо решить систему уравнений (2.2) с учетом соответствующих начальных условий.

Если известно $q(t)$, то нетрудно определить выходную мощность лазера через второе зеркало резонатора:

$$P = (\gamma_2 c / 2L) h\nu q. \quad (2.5)$$

Здесь $\gamma_2 = -\ln(1 - T_2)$, где T_2 – коэффициент пропускания выходного зеркала, L – длина резонатора.

Система скоростных уравнений значительно усложняется, если учесть, что генерация происходит более чем на одной моде. Для каждой моды нужно записать отдельное скоростное уравнение с учетом числа фотонов q_i в этих модах, а также необходимо заменить объем V_a на

$$V = A_e l = (\pi w_0^2 / 4) l, \quad (2.6)$$

где A_e – эффективная площадь поперечного сечения в той части активного элемента, которую занимают поля генерируемых мод; w_0 – минимальный диаметр лазерного пучка внутри активного элемента; l – рабочая часть длины активного элемента.

2.1.2. Трехуровневый лазер

В случае трехуровневого лазера энергетическую диаграмму составляют три из множества энергетических состояний данного вещества. При этом имеется только лишь одна полоса поглощения накачки, а два других уровня составляют основной и верхний уровни (рис. 2.3).

Предположим, что на основном уровне 1 число частиц равно N_1 , на втором – N_2 , на третьем – N_3 .

С учетом этих предположений систему скоростных уравнений можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} N_1 + N_2 &= N_t \\ \frac{dN_2}{dt} &= W_p N_1 - Bq(N_2 - N_1) - N_2 / \tau. \\ \frac{dq}{dt} &= V_a Bq(N_2 - N_1) - q / \tau \end{aligned} \quad (2.7)$$

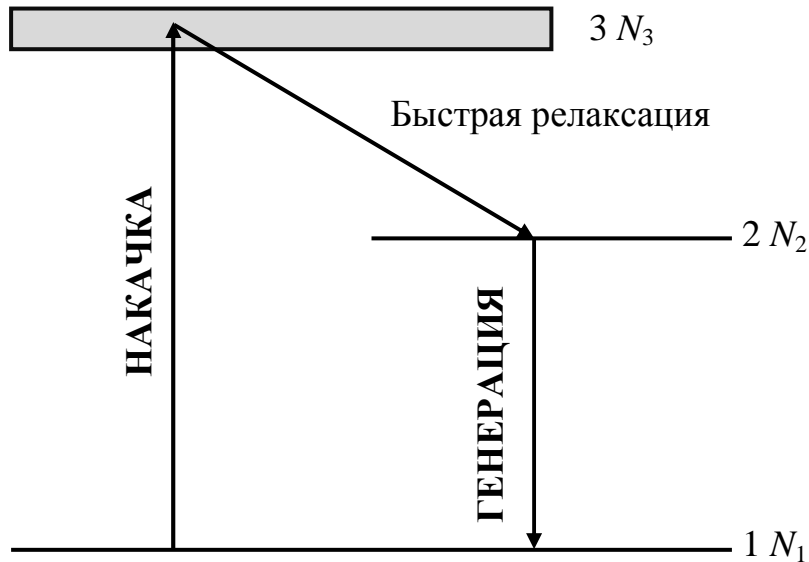


Рис. 2.3. Энергетическая диаграмма трехуровневого лазера:
 $1 N_1$ – основной уровень с числом частиц N_1 ; $2 N_2$ – верхний уровень с инверсией населенностей N_2 ; $3 N_3$ – полоса поглощения накачки с числом частиц N_3

Энергетические уровни выбираются таким образом, чтобы при переходе $3 \rightarrow 2$ совершалась быстрая релаксация, т. е. $N_3 \approx 0$. В этом случае число скоростных уравнений сократится до двух и систему скоростных уравнений можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= W_p(N_t - N) - 2BqN - (N_t + N) / \tau \\ \frac{dq}{dt} &= (V_a BN - 1 / \tau_c)q \end{aligned} \quad (2.8)$$

Эта система уравнений описывает как установившееся, так и динамическое поведение трехуровневого лазера.

В отличие от четырехуровневого лазера, в первом уравнении трехуровневого лазера учитывается увеличение количества фотонов N_1 на единицу и уменьшение инверсий населенностей N_2 на единицу. В результате в трехуровневом лазере возникающее вынужденное излучение уменьшается на $-2BqN$, в то время когда это же излучение для четырехуровневого лазера уменьшается только лишь на $-BqN$. Таким образом, четырехуровневая схема более эффективна, чем трехуровневая схема.

При одном и том же значении времени жизни фотонов в случае четырехуровневого лазера критическая скорость накачки в N_c / N_t раз меньше, чем в трехуровневом. Это является основным преимуществом четырехуровневой схемы.

Система скоростных уравнений как для трехуровневого лазера, так и для четырехуровневого лазера не имеет общего простого решения. Поэтому сначала следует найти стационарное решение, а затем установить приближение для небольших динамических отклонений.

Приближенное решение системы уравнений (2.8) позволяет вычислить полную мощность излучения лазера с учетом коэффициентов отражения R и пропускания T зеркал резонатора:

$$P = \frac{V_a(N_t + N_0)\hbar\nu}{2\nu} \left(\frac{\gamma_2}{2\nu}\right)(W_p / W_{cp} - 1), \quad (2.9)$$

где W_p , W_{cp} – скорость накачки и пороговая скорость.

2.2. Способы возбуждения активных сред

Процесс, посредством которого атомы переводятся из нижнего энергетического уровня в верхний уровень, называется накачкой. Процесс накачки можно осуществлять различными способами:

1) оптическим; 2) электрическим; 3) химическим; 4) газодинамическим; 5) электронным пучком; 6) рентгеновским излучением и др.

В этом разделе рассматриваются вопросы, связанные с наиболее привлекательными и широко применяемыми способами накачки, а именно: оптической и электрической накачкой.

2.2.1. Оптическая накачка

Характерной особенностью источника света накачки является высокая плотность энергии излучения в спектральной области, приводящей к возбуждению верхнего лазерного уровня.

Оптическую накачку можно выполнять двумя способами: 1) некогерентным источником света (с помощью ламп); 2) накачка лазерным излучением. Рассмотрим эти способы более подробно.

1. *Способ широкополосной оптической накачки с помощью лампы (некогерентная накачка)* используется в основном в твердотельных и жидкостных лазерах. Твердые тела и жидкости характеризуются значительным уширением спектральных линий так, что их нужно рассматривать не как линии, а как полосы со спектральной шириной ~ 100 нм. Следовательно, эти полосы могут поглощать большую долю энергии излучения лампы накачки. Оптическая когерентная накачка лазерным излучением применяется для возбуждения всех типов сред.

При некогерентной накачке излучение лампы испускается во всех направлениях в широком спектральном диапазоне. Поэтому основной проблемой для создания лазера с некогерентной оптической накачкой является передача максимальной спектральной энергии излучения лампы накачки к АС. Процесс некогерентной оптической накачки состоит из четырех различных этапов: 1) испускание излучения от лампы; 2) перенос этого излучения к АС; 3) поглощение его в АС; 4) передача поглощенной энергии верхнему лазерному уровню. Следовательно, КПД накачки η_p можно записать в виде произведения четырех членов

$$\eta_p = \eta_r \eta_t \eta_a \eta_{pq}, \quad (2.10)$$

где η_r – излучательная эффективность лампы; η_t – эффективность передачи, которую можно определить как отношение мощности накачки, действительно поступающей в АС; η_a – эффективность поглощения, т. е. доля света, попадающая в АС; η_{pq} – квантовый выход мощности накачки, которая приводит к инверсии населенностей на верхнем уровне.

Благодаря цилиндрической форме лампы накачки удастся создать экономичную конструкцию лазеров. Диаметр и длина лампы накачки близки к соответствующим параметрам АС. Диаметр от нескольких миллиметров до нескольких десятков миллиметров, а длина от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров. Конкретные условия применения ламп обусловили разделение ламп накачки на три группы: 1) импульсные, предназначенные для режима работы лазера в одиночном импульсном режиме; 2) импульсно-частотные; 3) непрерывного излучения.

Достижение высокой эффективности КПД накачки η_p обусловлено конструктивным исполнением и взаимным расположением ламп накачки и АС.

На рис. 2.4 приведены наиболее часто применяемые конфигурации накачки с использованием одной лампы.

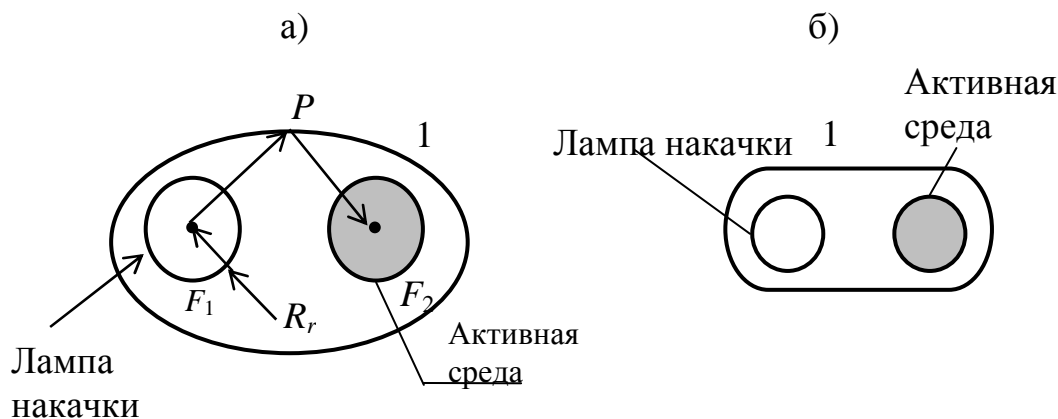


Рис. 2.4. Конфигурации лазерных излучателей при некогерентной оптической накачке:

а) эллиптический отражатель; б) цилиндрический отражатель

На рис. 2.4, а лампа размещается вдоль одной из фокальных осей зеркально отражающего эллиптического цилиндра, а лазерный стержень располагается вдоль другой фокальной оси. Здесь использовано хорошо известное свойство эллипса о том, что луч, выходящий из первого фокуса, проходит после отражения от эллиптической поверхности через второй фокус. Это означает, что большая часть света, излучаемая лампой, отражаясь от эллиптической поверхности, попадает в объем AC .

На рис. 2.4, б изображена конфигурация плотной упаковки. AC и лампа накачки располагаются как можно ближе друг другу в цилиндрическом отражателе. Эффективность плотной конфигурации ненамного ниже, чем в случае эллиптического цилиндра. Часто вместо зеркально отражающих рефлекторов применяют цилиндры, изготовленные из диффузно отражающих материалов (например, спрессованные порошки из $BaSO_4$, MgO).

В системах с высокой интенсивностью излучения используют многоламповые конструкции. Однако такая конфигурация имеет более низкий КПД. В импульсных лазерах используют ксеноновые или криптоновые импульсные лампы при давлении от 450 до 1 500 мм рт. ст. В непрерывных лазерах наиболее часто применяют криптоновые лампы высокого давления при давлении от 1 до 8 атм.

2. Когерентная оптическая накачка

Лазерное излучение часто применяется для накачки других лазеров. Особенно такой способ накачки стал актуальным в связи с появлением высокоэффективных ($\text{КПД} \geq 60\%$) полупроводниковых лазеров, в частности, высокой привлекательностью пользуются диодные лазеры для накачки твердотельных лазеров. При накачке лазерных АС, которые имеют узкие линии поглощения, необходимо учитывать ширину спектра излучения диодных лазеров. Спектральная ширина диодных лазеров может составлять ~ 1 нм, что хорошо согласуется со спектральной шириной многих твердотельных АС.

Существует два типа геометрии накачки диодными лазерами: 1) продольная накачка, при которой излучение накачки вводят в АС вдоль оси резонатора; 2) поперечная накачка, при которой излучение накачки вводят в АС с одного или нескольких направлений, перпендикулярных оси резонатора.

Для продольной накачки излучение диодного лазера фокусируется в АС в малое (0,1–1 мм) пятно по возможности круглого сечения.

На рис. 2.5. приведена простейшая оптическая схема линейного резонатора с выходным сферическим зеркалом. Использование блока линеек диодных лазеров в комбинации со световолоконной оптической системой передачи излучения в АС позволяет достичь эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение до 50 %.

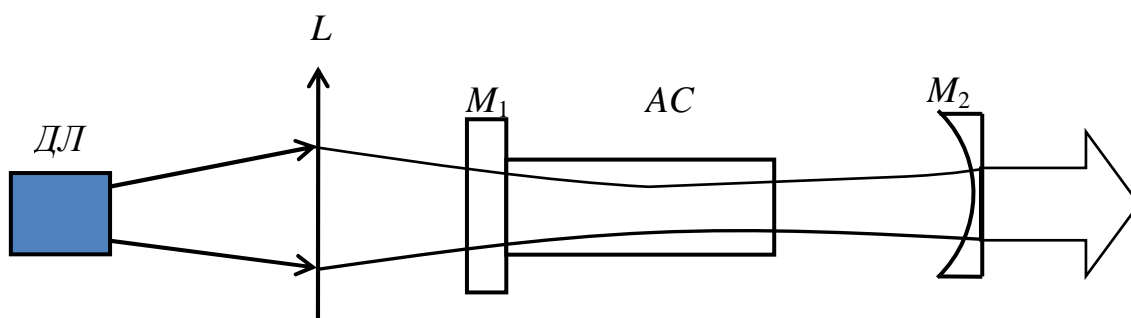


Рис. 2.5. Оптическая схема линейного резонатора с продольной диодной накачкой: ДЛ – диодный лазер; L – плосковыпуклая линза; M₁ и M₂ – зеркала резонатора; АС – активная среда

При поперечной накачке можно использовать АС в виде пластин либо стержней.

На рис 2.6 показана поперечная конфигурация накачки диодными лазерами, передача излучения которых осуществляется с трех сторон с помощью световых волокон.

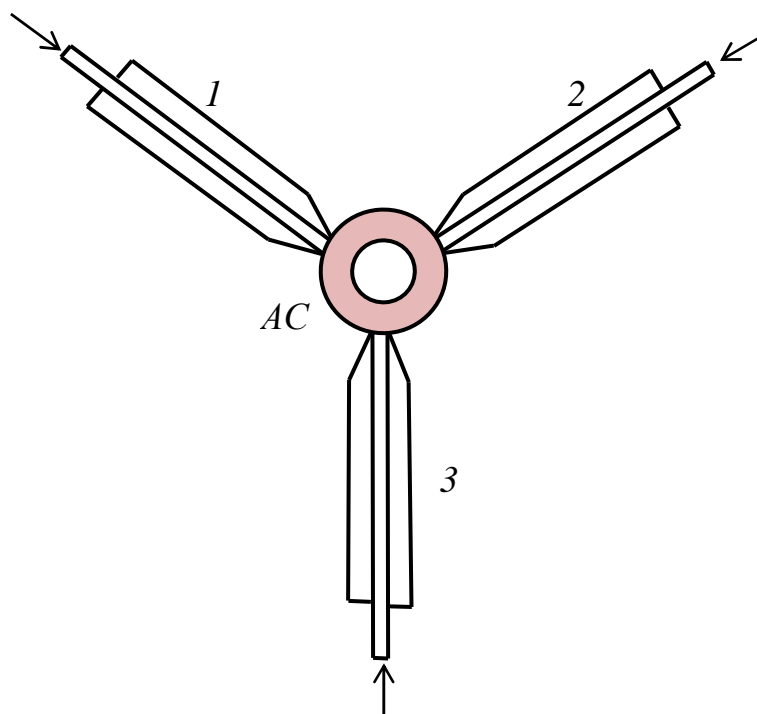


Рис. 2.6. Поперечная конфигурация накачки диодными лазерами:
AC – активная среда; 1, 2, 3 – световые волокна;
стрелками показан ввод излучения диодного лазера

Пучки, выходящие из каждого волокна, направляются на лазерный стержень напрямую, без использования какой-либо дополнительной фокусирующей оптики. Эффективность передачи излучения по рассматриваемой схеме достигает 80 %.

Сравнение некогерентной накачки (ламповая накачка) с когерентной накачкой (продольная и поперечная диодная накачка) позволяет получить оптимальные выходные параметры лазерного излучения. Сравнение можно провести с точки зрения четырех факторов КПД: η_r , η_t , η_a , и η_{pq} . Следовательно, полный КПД можно вычислить согласно формуле (2.10)

$$\eta_p = \eta_r \eta_t \eta_a \eta_{pq}.$$

В табл. 2.1 приведены оценки величин ламповой, поперечной и продольной лазерной конфигураций накачек. В случае продольной лазерной накачки приведены данные для AC из кристаллического стержня $YAG:Nd^{3+}$ с длиной 1 см, а для поперечной лазерной накачки AC – кристаллический стержень из $YAG:Nd^{3+}$ с диаметром 4 см.

Таблица 2.1

Сравнение КПД ламповой накачки и накачки излучением диодных лазеров

Конфигурация накачки	η , %	η_t , %	η_a , %	η_{pq} , %	η_p , %
Ламповая	43	82	17	59	3,5
Лазерная поперечная	50	80	90	82	30
Лазерная продольная	50	80	98	82	32

Из табл. 2.1 видно, что излучательная эффективность η и эффективность передачи η_t являются примерно одинаковыми для накачки от лампы и диодного лазера. Почти десятикратное увеличение полного КПД при накачке от диодного лазера обусловлено эффективностью поглощения η_p почти в 6 раз и увеличением квантового выхода накачки η_{pq} примерно в 1,5 раза.

Также видно, что поперечная и продольная лазерные накачки приблизительно равны при слегка меньшей величине эффективности поглощения η_a для поперечной накачки.

Существенно, что при высокой эффективности и более низком пороге когерентное излучение, по сравнению с некогерентным излучением, имеет дополнительное преимущество в том, что оказывает в 2 раза меньшую тепловую нагрузку на AC , чем ламповая накачка. Это приводит к уменьшению образования тепловой линзы и появлению наведенного двулучепреломления в AC . Эти два эффекта являются важными факторами для получения высокоэффективного пучка лазерного излучения в одной продольной и поперечной моде.

2.2.2. Электрическая накачка

Электрическая накачка является одним из эффективных способов создания инверсий населенностей в активных средах, в особенности для газовых сред и полупроводников. Инверсия населенностей в газовой среде создается пропусканием через нее постоянного, СВЧ или импульсного электрического разряда.

Конструктивно организация электрического разряда в газовой среде выполняется двумя способами: 1) ток через газ протекает вдоль оси лазера (продольный разряд); 2) ток протекает в поперечном направлении оси лазера (поперечный разряд). В зависимости от режима работы (непрерывный или импульсный) лазера применяются различные конструкции электродов, которые позволяют получить более однородное и стабильное распределение накачки.

Воздействие внешнего электрического поля на газовую среду приводит к образованию в ней ионов и свободных электронов с дополнительной кинетической энергией. Причем положительно заряженные ионы благодаря своей огромной массе движутся медленнее, чем свободные электроны. Следовательно, свободные электроны гораздо чаще сталкиваются с нейтральными атомами, при этом передают им свою дополнительную энергию, переводя их в возбужденное состояние.

При возбуждении атомов способом электрической накачки возможны следующие процессы.

1. В газе, состоящем из одного сорта частиц, возбуждение осуществляется лишь электронным ударом согласно формуле



где A и A^* – молекула в нормальном и возбужденном состоянии, соответственно; e – свободный электрон.

Такой процесс, называется столкновением первого рода.

Процесс передачи энергии при столкновении первого рода описывается скоростным уравнением:

$$\frac{dN_2}{dt} = N_g N_e v \sigma_e, \quad (2.12)$$

где N_e – плотность электронов; N_g – число частиц в основном состоянии; v – скорость электронов; σ_e – сечение возбуждения электронным ударом.

2. В смеси газа, состоящей из двух компонент, при электрическом возбуждении осуществляется процесс резонансной передачи энергии. На рис. 2.7 показана схема такого процесса, называемого столкновением второго рода.

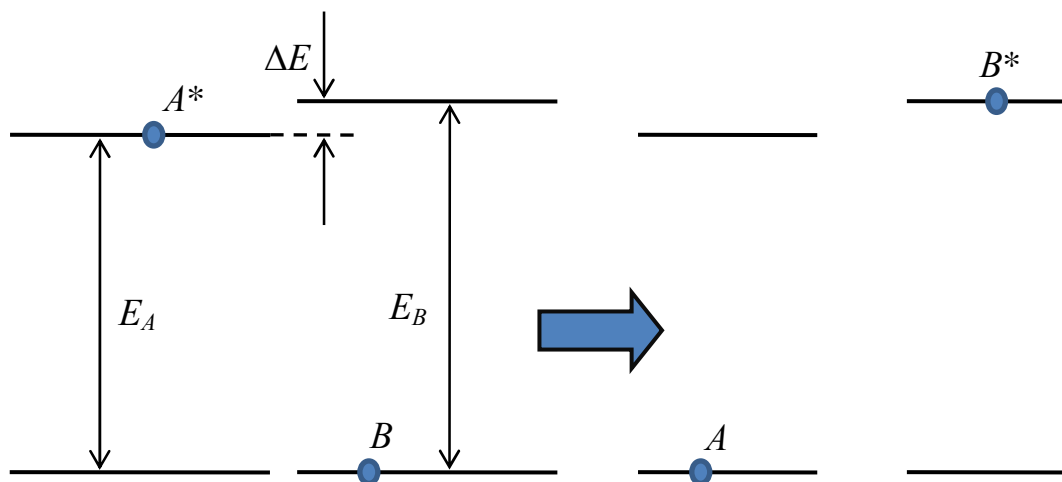


Рис. 2.7. Околорезонансная передача энергии: E_A – энергия перехода между основными и верхним уровнями для молекулы A ; E_B – энергия перехода для молекулы B ; ΔE – разность энергий перехода E_A и E_B

Предположим, что частица B находится в основном состоянии, а частица A – в возбужденном благодаря электронному удару. Примем также, что разность энергий (ΔE) между переходами $A \rightarrow A^*$ и $B \rightarrow B^*$ меньше, чем kT . Тогда можно утверждать, что выполняется переход



Таким образом, после столкновения частицы A окажутся в основном состоянии, а частицы B – в возбужденном состоянии. Разность энергии (ΔE) в зависимости от своего знака либо добавляется, либо вычитается от энергии поступательного движения.

Скоростное уравнение для столкновения второго рода описывается уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = N_A N_B v \sigma_{AB}, \quad (2.14)$$

где N_A и N_B – число частиц компонентов A и B в смеси газа соответственно.

Процесс столкновения второго рода актуален для тех случаев, когда верхнее состояние молекулы A является метастабильным, т. е. переход в нижнее состояние является запрещенным. Следовательно, столкновение второго рода обеспечивает селективное заселение верхнего уровня молекулы A с последующей передачей этой энергии (возбуждения) верхнему лазерному уровню молекулы B .

Уравнения (2.12) и (2.14) позволяют точно так же, как и для оптической накачки определить эффективность накачки η_p как отношение минимальной мощности накачки, которая соответствовала бы данной скорости dN / dt и фактической электрической мощности P_p , подводимой к разряду:

$$\eta_p = \frac{V_a h \nu_{mp}}{P_p} \frac{dN}{dt}, \quad (2.15)$$

где $V_a = S \cdot l$ – объем активной среды; S – площадь поперечного сечения активной среды; l – ее длина; ν_{mp} – разность частот между основным и верхним лазерным уровнями; dN / dt – скорость перехода между уровнями.

Расчет КПД требует решения уравнений переноса Больцмана с привлечением всех известных процессов столкновения с участием электронов, в результате которых происходит возбуждение вращательных, колебательных и электронных степеней свободы всех присутствующих в газе компонент.

Таким образом, расчет КПД становится довольно сложной задачей, поэтому на практике часто используют оценочную величину КПД.

2.3. Оптические резонаторы

Роль свойств активной среды и способов ее возбуждения велика, однако на многие характеристики генерируемого излучения огромное влияние оказывают и свойства резонансной системы, в которую эта среда помещена. Пока нет резонатора, активная среда способна только лишь усиливать проходящее через нее излучение в произвольном направлении.

Основная функция оптического резонатора заключается в том, что часть усиленного излучения обратно отправляется в активную среду вновь для усиления и т. д. Многократное пропускание через активную среду с инверсной населенностью излучения в резонаторе возрастает до уровня,

когда усиление за счет индуцированного излучения превышает потери внутри резонатора. Таким образом, резонатор в лазере выполняет функцию положительной обратной связи [6].

Первым оптическим резонатором послужил обычный интерферометр Фабри – Перо, состоящий из двух плоскопараллельных зеркал. Одно из зеркал является полностью непрозрачным, а второе – полупрозрачным, сквозь него осуществляется вывод лазерного излучения. Обычно оптические резонаторы имеют размеры, намного превышающие длину волны лазерного излучения.

2.3.1. Модовая структура излучения лазера

В оптическом резонаторе интерференция падающей и отраженной волны приводит к образованию стоячей волны с удвоенной амплитудой, при этом происходит пространственное перераспределение напряженностей электрического и магнитного полей. Такие распределения представляются как типы колебаний или **моды** оптического резонатора. Для разных мод принято обозначение типа TEM_{mnq} как сокращенное название для волн с напряженностью поперечного электрического и магнитного полей. При этом m и n показывают распределение интенсивностей на поперечном сечении лазерного пучка, q показывает число максимумов напряженности поля на оси лазера. Каждая мода, отличающаяся своими значениями m , n , q , обладает иной частотой излучения. Низший тип колебаний TEM_{00} называется основной модой, для нее характерно гауссово распределение интенсивности.

На рис. 2.8 показана модовая структура излучения в резонаторе (M_1 – непрозрачное зеркало; M_2 – полупрозрачное зеркало).

На рис. 2.8, *а* представлен резонатор, в котором укладывается $n = 8$ поперечных мод, на рис. 2.8, *б* резонатор с $n = 10$ модами, на рис. 2.8, *в* резонатор с $n = 12$ модами. Продольные моды TEM_{00q} отличаются друг от друга только частотой колебаний, в то время как поперечные моды различаются между собой как по частоте, так и по распределению поля на зеркалах резонатора. Каждая мода характеризуется определенным сдвигом фазы за двойной проход резонатора, равным $2\pi q$.

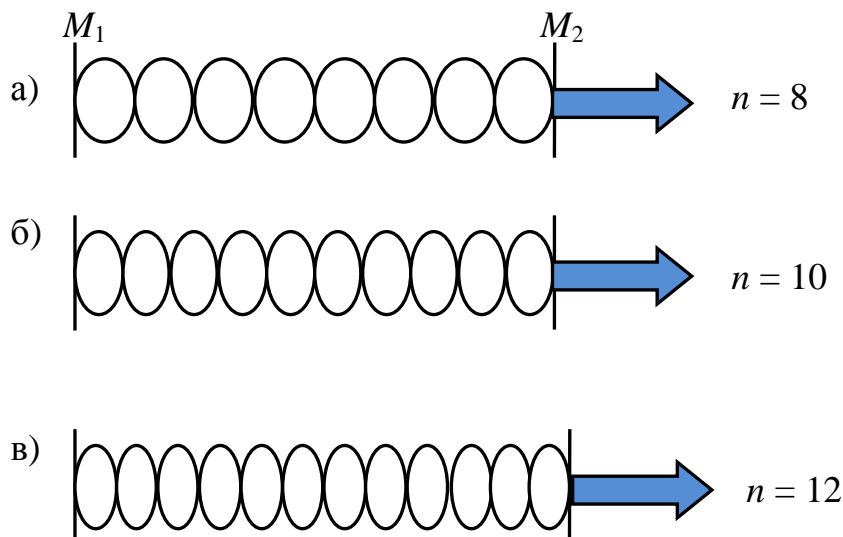


Рис. 2.8. Модовое распределение излучения в оптическом резонаторе:
 а) число мод $n = 8$; б) число мод $n = 10$; в) число мод $n = 12$

Из условия резонанса следует, что на длине резонатора должно укладываться целое число полуволн:

$$L = n \cdot \lambda / 2, \quad (2.16)$$

где L – длина резонатора; $n = 1, 2, 3 \dots$ – целое число; λ – длина волны лазерного излучения.

Частота аксиальной моды вычисляется как

$$\nu_n = c / \lambda_n = nc / 2L. \quad (2.17)$$

Расстояние между двумя соседними модами определяется выражением

$$\Delta\nu = \nu_{n+1} - \nu_n = c / 2L. \quad (2.18)$$

Из выражения (2.18) видно, что параллельно оптической оси могут распространяться небольшое количество мод с низкими потерями энергии. Все остальные моды резонатора соответствуют волнам, которые почти полностью затухают после одного прохождения через резонатор. Поэтому конструктивно оптические резонаторы выполняются в виде открытых резонаторов. Выходные параметры лазерного излучения обусловлены геометрической конструкцией оптического резонатора. Наиболее широко

применяемые лазерные резонаторы имеют либо плоские, либо сферические зеркала, расположенные на некотором расстоянии друг от друга. Для проведения общей классификации оптических резонаторов достаточно рассмотрения их геометрической конструкции методом лучевой матрицы, что впервые было проведено в работе [7]. Перед тем как приступить к описанию различных типов оптических резонаторов, рекомендуем ознакомиться с некоторыми вопросами матричного представления геометрической оптики, приведенного в прил. 1.

2.3.2. Плоскопараллельный резонатор (резонатор Фабри – Перо)

Плоскопараллельный резонатор состоит из двух плоских зеркал, расположенных на некотором расстоянии друг от друга. Первая работа, посвященная изучению плоскопараллельного резонатора, появилась у американских физиков А. Шавлова и С. Таунса в 1958 г. [8]. На рис. 2.9 показана оптическая схема плоскопараллельного резонатора.

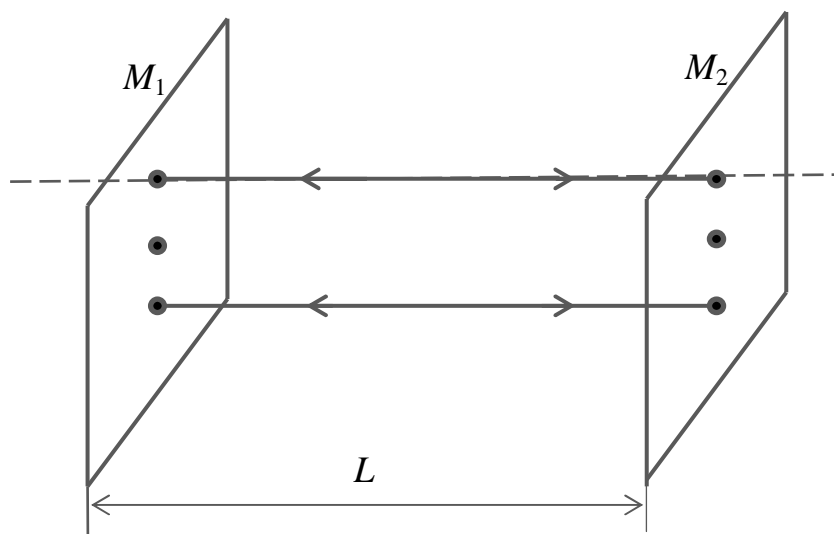


Рис. 2.9. Оптическая схема плоскопараллельного резонатора:
 M_1 и M_2 – плоские зеркала резонатора; L – расстояние между ними

Моды такого резонатора представляются как суперпозиция двух плоских электромагнитных волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль оси резонатора z . Составляющие вектора напряженности электрического поля результирующей волны можно записать в виде

$$\begin{aligned}
E_x &= e_x \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z \sin \omega t \\
E_y &= e_y \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \sin \omega t, \\
E_z &= e_z \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z \sin \omega t
\end{aligned}
\tag{2.19}$$

где $k_x = m\pi/2a$, $k_y = n\pi/2a$, $k_z = q\pi/2L$; a – поперечный размер зеркал; L – расстояние между зеркалами; m, n, q – положительные целые числа.

Резонансные частоты прямоугольного резонатора определяются из выражения

$$\nu = (c/2)[(m/2a)^2 + (n/2a)^2 + (q/L)^2]^{1/2}.
\tag{2.20}$$

В частном случае для открытого оптического плоскопараллельного резонатора, для которого $m, n \ll q$, резонансные частоты можно найти из выражения (2.20) путем разложения его в степенной ряд:

$$\nu \approx (c/2)\left(\frac{q}{L} + \frac{1}{2} \frac{n^2 + m^2}{q} \frac{L}{4a^2}\right).
\tag{2.21}$$

Различие между выражениями (2.21) и (2.17) связано с тем, что уравнение (2.17) получено для одномерного резонатора. Однако, разностная частота $\Delta\nu_q$ между двумя модами определяется так же, как в выражении (2.18): $\Delta\nu_q = c/2L$. Эти две моды отличаются друг от друга лишь распределением поля вдоль оси z (т. е. в продольном направлении), поэтому $\Delta\nu_q$ называются продольными модами. Разности частот между двумя последовательными модами n или m , различающимися на единицу, называются поперечными модами, и определяются выражением:

$$\Delta\nu_m = cL(m + 1/2)(1/8qa^2).
\tag{2.22}$$

Для типичных значений $L \approx 1$ м величины $\Delta\nu_q$ составляют порядка нескольких сотен мегагерц, тогда как $\Delta\nu_m$ (или $\Delta\nu_n$) – порядка нескольких мегагерц.

2.3.3. Сферический резонатор

Сферические резонаторы представляют собой систему, состоящую из двух сферических зеркал, расположенных на некотором расстоянии друг

от друга. Различают два типа сферических резонаторов: 1) концентрический и 2) конфокальный.

Концентрическим называется резонатор, который состоит из двух сферических зеркал одинакового радиуса R , расположенных на расстоянии L друг от друга таким образом, что центры кривизны зеркал C_1 и C_2 совпадают, т. е. $L = 2R$ (рис. 2.10). В случае концентрического резонатора моды представляют как суперпозицию двух сферических волн, исходящих из точки C и распространяющихся в противоположных направлениях. При этом разностная частота определится согласно уравнению (2.18).

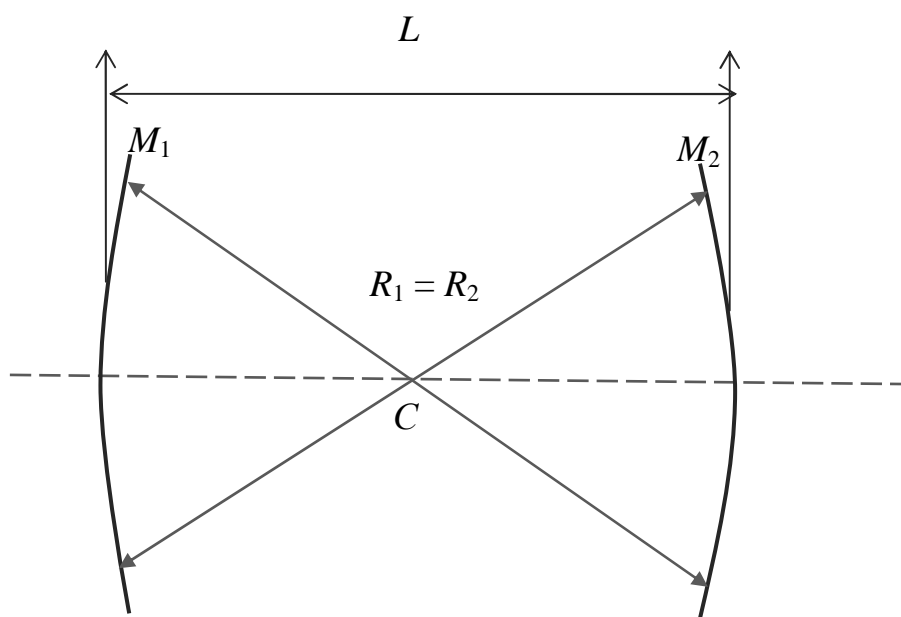


Рис. 2.10. Оптическая схема концентрического резонатора (радиусы кривизны R_1 и R_2 зеркал M_1 и M_2 совпадают в точке C)

Конфокальным называется резонатор, который состоит из двух сферических зеркал одинакового радиуса R , которые расположены на расстоянии $L = R$ друг от друга таким образом, что фокусы зеркал F_1 и F_2 совпадают. Это означает, что центр кривизны одного зеркала лежит на поверхности второго зеркала (рис. 2.11).

Из условия постоянства фазы стоячей волны можно получить выражение для разностной частоты конфокального резонатора в виде:

$$\Delta \nu_{mnq} = \frac{c[2q + (m + n + 1)]}{4L}. \quad (2.23)$$

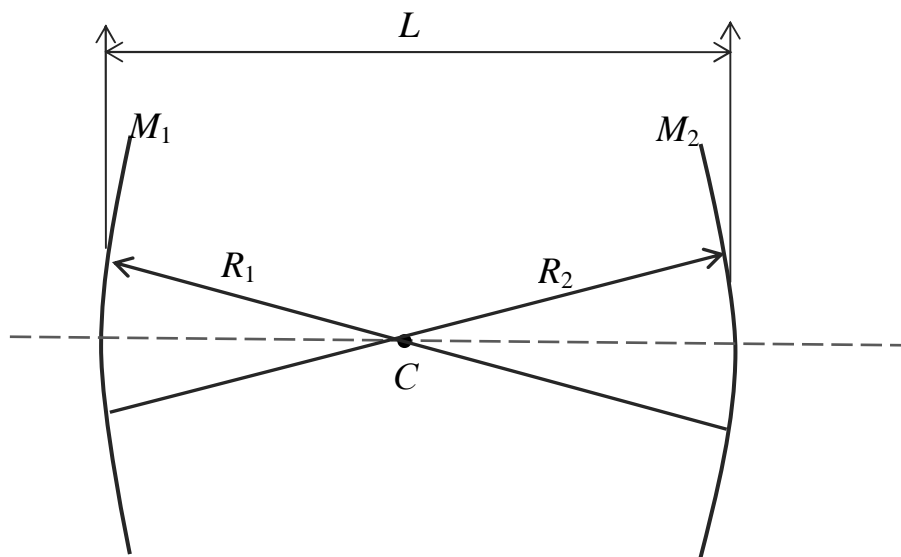


Рис. 2.11. Оптическая схема конфокального резонатора (радиусы кривизны зеркал равны между собой и равны расстоянию между зеркалами $R_1 = R_2 = L$)

Нужно отметить, что в отличие от плоскопараллельного резонатора разность частот между поперечными модами теперь равна $\Delta\nu_q = c/4L$ вместо $\Delta\nu_q = c/2L$, а разность частот между продольными модами остается такой, как и для резонатора с плоскими зеркалами: $\Delta\nu_{m,n} = c/2L$.

Часто также используются резонаторы, образованные сферическими зеркалами с различными по значениям и по знакам радиусами (R_1 и R_2). Исходя из конкретной оптической схемы, сферические резонаторы могут представлять как устойчивые, так и неустойчивые системы.

Устойчивым называется резонатор, в котором луч остается в пределах ограниченной области резонатора.

Резонатор называется неустойчивым, когда произвольный луч, отражаясь от каждого из двух зеркал, удаляется на неограниченно большое расстояние от оси резонатора.

В устойчивом резонаторе луч периодически фокусируется, а в неустойчивом резонаторе луч после каждого отражения от зеркал расфокусируется. Область устойчивости определяется неравенством:

$$0 \leq (1 - L/R_1)(1 - L/R_2) \leq 1. \quad (2.24)$$

Условие устойчивости удобно представить графически в плоскости $g_1 = 1 - L/R_1$ и $g_2 = 1 - L/R_2$, как показано на диаграмме (рис. 2.12).

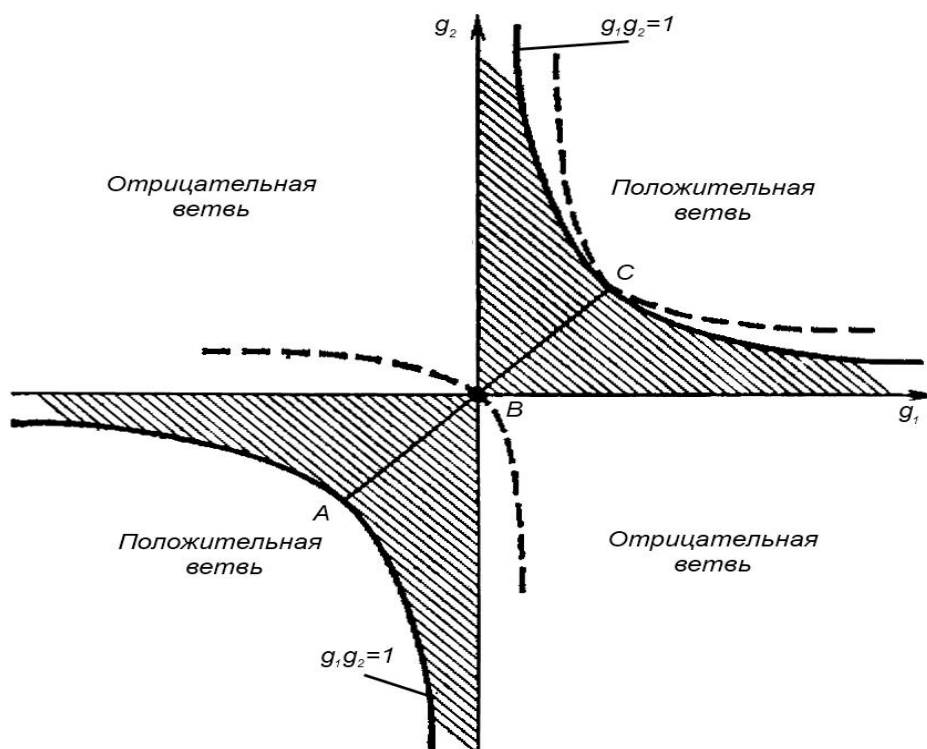


Рис. 2.12. Диаграмма устойчивости на плоскости g_1, g_2 для произвольного сферического резонатора (штриховые кривые соответствуют конфигурациям конфокальных резонаторов)

Особенно интересный класс сферических резонаторов соответствует точкам прямой линии AC , образующей с осями g_1 и g_2 угол 45° . Эта прямая отвечает резонаторам с зеркалами одинаковой кривизны (симметричные резонаторы).

К основным *достоинствам неустойчивых резонаторов* относятся: 1) большой управляемый объем моды; 2) хорошая селекция поперечных мод; 3) используемая оптика работает только на отражение.

Недостатки неустойчивых резонаторов: 1) поперечное сечение лазерного пучка имеет форму кольца; 2) распределение интенсивности в пучке неоднородное; 3) по сравнению с устойчивым неустойчивый резонатор более чувствителен к возмущениям, возникающим в резонаторе.

Таким образом, целесообразно использование неустойчивых резонаторов в лазерах с высоким коэффициентом усиления, особенно в инфракрасной области спектра.

2.3.4. Кольцевые резонаторы

Кольцевым называется резонатор, лазерный луч в котором, пройдя через всю систему, замыкается сам на себя. Кольцевой резонатор содержит три или более зеркал, расположенных под углом друг к другу. В качестве примера на рис. 2.13 приведена оптическая схема четырехзеркального резонатора.

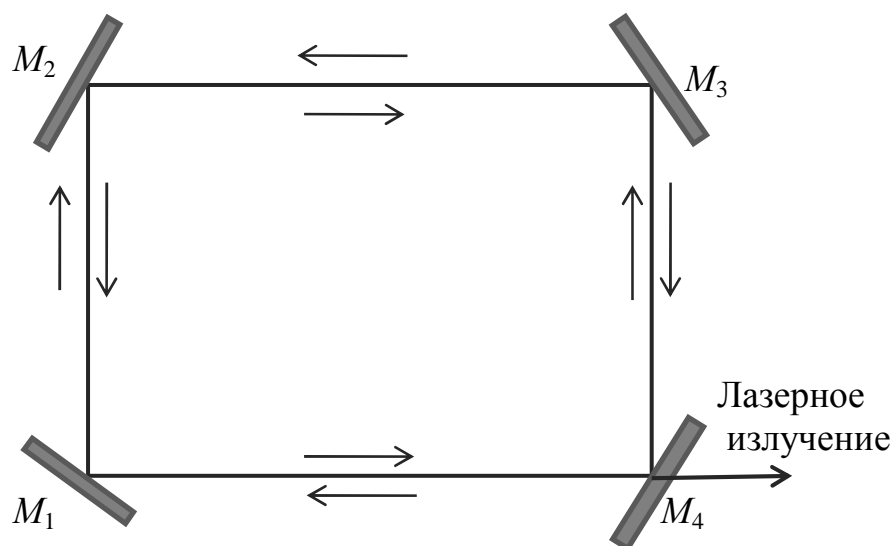


Рис. 2.13. Оптическая схема четырехзеркального кольцевого резонатора (зеркала M_1 , M_2 и M_3 – плотные; зеркало M_4 – полупрозрачное)

Существуют кольцевые резонаторы как с плоским оптическим осевым контуром (планарные резонаторы), так и с неплоским оптическим осевым контуром (непланарные резонаторы). Главная особенность кольцевых резонаторов заключается в том, что их модами являются бегущие волны, благодаря чему их называют резонаторами бегущей волны. При этом все моды составляют две группы встречных волн, практически не взаимодействующих друг с другом.

Для описания кольцевых резонаторов необходимо учитывать их поляризационные свойства. Такой резонатор всегда содержит анизотропные элементы, приводящие к непрерывному изменению поляризации луча. Простейшим примером такого элемента является многослойное диэлектрическое зеркало при наклонном падении на него электромагнитных волн. Исследование поляризационных свойств лазерного луча позволяет

найти спектральные расстояния между модами различных поляризаций, встречными модами и др.

Расчет собственных колебаний планарных кольцевых резонаторов удобно провести методом $ABCD$ -матрицы, которая представляет собой произведение матриц отдельных оптических элементов, через которые проходит свет (см. прил. 1). Резонансные частоты планарного кольцевого резонатора определяются соотношением

$$\nu_{nmq} = \frac{c}{L} \left[q + \frac{n+1/2}{2\pi} \arccos \frac{1}{2} (A_1 + D_1) + \frac{m+1/2}{2\pi} \arccos \frac{1}{2} (A_2 + D_2) + \frac{1}{2} \varepsilon \right], \quad (2.25)$$

где L – длина осевого контура резонатора, q – продольный целочисленный индекс, n и m – поперечные целочисленные индексы (n характеризует распределение поля в плоскости контура резонатора, m – в перпендикулярной плоскости, величина ε при четном числе зеркал равна нулю, а при нечетном их числе отличается от нуля и равна единице лишь при нечетных n).

Приведем формулы для расчета резонансных частот для наиболее применяемых типов резонаторов.

1. Спектр резонатора, образованного четырьмя одинаковыми сферическими зеркалами, расположенными в вершинах квадрата, определяется соотношением:

$$\nu_{nmq} = \frac{c}{a} \left[\frac{1}{4} q + \frac{n+1/2}{2\pi} \arccos \left(1 - \frac{a\sqrt{2}}{R} \right) + \frac{m+1/2}{2\pi} \arccos \left(1 - \frac{a}{R\sqrt{2}} \right) \right]. \quad (2.26)$$

Здесь a – сторона квадрата, R – радиус кривизны зеркал, образующих резонатор.

2. Спектр резонатора, образованного тремя одинаковыми зеркалами, расположенными в вершинах правильного треугольника, определяется соотношением

$$\begin{aligned} \nu_{nmq} = & \frac{c}{a} \left[\frac{1}{6} (2q - n) + \frac{n+1/2}{2\pi} \arccos \left(1 - \frac{2a}{R\sqrt{3}} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{m+1/2}{2\pi} \arccos \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a\sqrt{3}}{2R} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.27)$$

где a – сторона треугольника, R – радиус кривизны зеркал.

Основной проблемой при применении кольцевых резонаторов в лазерной технике является уменьшение взаимодействия между встречными волнами. Для этого встречные волны по возможности разводят по частоте с помощью невзаимных анизотропных элементов, а их поляризацию стараются сделать ортогональной.

Теория непланарных резонаторов существенно сложнее и менее развита, чем теория планарных резонаторов, хотя их свойства с практической точки зрения очень привлекательны. В данной работе эта тема не рассматривается.

2.3.5. Эффективность преобразования энергии накачки в лазерных резонаторах

Одним из главных требований, предъявляемых к лазерному резонатору, является высокая эффективность преобразования энергии, запасенной в возбужденной AC , в энергию лазерного излучения. Для достижения этого необходимо выполнить следующие условия:

- 1) выбрать размеры и расположение зеркал резонатора так, чтобы весь объем AC был однородно заполнен лазерным излучением;
- 2) оптимизировать величины коэффициентов поглощения T и отражения R зеркал резонатора. Этими величинами обусловлены потери, возникающие внутри резонатора.

В идеализированном случае предельно возможный съем энергии с единичного объема AC обусловлен плотностью потока лазерного излучения (ρ , число фотонов $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), фотоны в которых рождаются в объеме AC за единицу времени. Однако возникший в AC поток фотонов переходит с верхнего уровня в нижележащие уровни двумя способами: спонтанным и вынужденным путем. В свою очередь, часть фотонов вынужденных переходов поглощается внутри резонатора (вредные потери), часть их выходит в виде полезного лазерного излучения. В соответствии с этими рассуждениями выражение для эффективности преобразования энергии можно представить в виде произведения двух сомножителей:

$$\eta = (1 - \rho_1)(1 - \rho_2), \quad (2.28)$$

где ρ_1 и ρ_2 – плотность фотонов в спонтанном и вынужденном излучении.

Таким образом, оценка эффективности преобразования энергии для многомодовой генерации с учетом всех факторов и потерь излучения в резонаторе приводит к уравнению, зависящему от многих компонент и геометрических факторов резонатора, и имеет вид:

$$\eta = \frac{k_{yc}^0 - \sigma_0 - \ln(1/R)/2L}{k_{yc}^0 \alpha P_{нак}} \frac{\ln(1/R)}{\ln(1/R) + 2\sigma_0 L}, \quad (2.29)$$

где k_{yc}^0 – коэффициент усиления излучения в среде; σ_0 – коэффициент вредных потерь в резонаторе; $\alpha = \tau/A$ – коэффициент нелинейности; τ – время спонтанного распада возбужденного состояния; A – коэффициент пропорциональности между инверсной населенностью и k_{yc}^0 ; L – длина резонатора; R – коэффициент отражения выходного зеркала резонатора; $P_{нак.}$ – мощность накачки.

Более сложной оказывается ситуация с расчетом эффективности лазера в случае одномодовой генерации, тем не менее уравнение (2.29) показывает способ оптимизации параметров резонатора, при котором уменьшается доля спонтанного излучения и одновременно увеличивается доля выходной мощности генерации лазера.

3. СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Основными свойствами лазерных пучков являются: 1) спектральная ширина (модовая структура);, 2) монохроматичность; 3) когерентность (пространственная и временная); 4) расходимость; 5) яркость (выходная мощность).

3.1. Спектральная ширина (модовая структура) лазерного излучения

Спектральные линии уровней энергии в реальности никогда не соответствуют строго определенным значениям, а переходы между ними – строго определенным разностям энергии, описанным в подразд. 1.7. Это означает, что и частота в формуле (1.4) также не имеет строго определенного значения [9].

В действительности каждый уровень энергии характеризуется некоторым интервалом ΔE_i энергий – шириной уровня, и соответственно каждый переход – некоторым интервалом ΔE_{ij} – разностей энергии – шириной линии. Ширина линии ΔE_{ij} равна сумме ширин комбинирующих уровней (рис. 3.1):

$$\Delta E_{ij} = \Delta E_i + \Delta E_j. \quad (3.1)$$

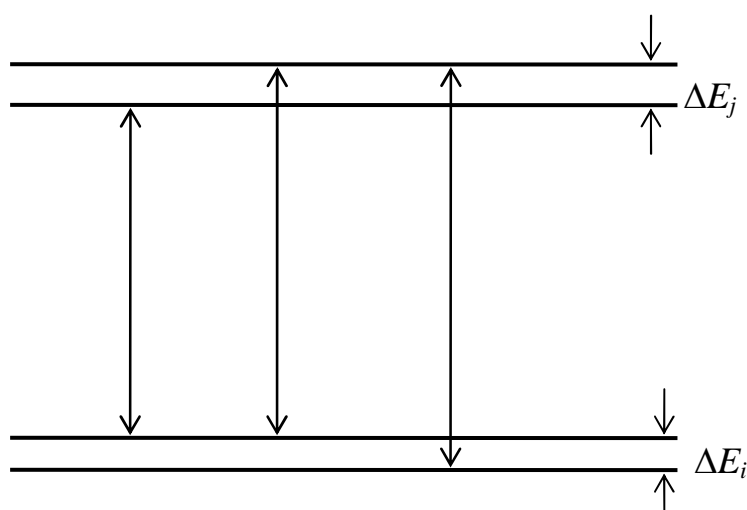


Рис. 3.1. Ширина уровней энергии и спектральной линии

Ширину уровней и ширину линий для покоящейся атомной системы называют естественной шириной. Величина ширины линий и уровней связаны с вероятностями спонтанного и вынужденного переходов, следовательно, и с распределением интенсивности внутри линии. Оценка величины спектральной ширины линии может быть произведена на основе квантомеханического соотношения неопределенности для времени и энергии:

$$\Delta E_{ij} \Delta t \leq \hbar. \quad (3.2)$$

Величина ΔE и представляет ширину уровня, для которого время жизни $\tau = \Delta t$. Уровень будет бесконечно узким только в том случае, если продолжительность существования данной системы в соответствующем состоянии будет бесконечно большой, это будет иметь место для основного уровня системы, для которого время жизни бесконечно. Напротив, ширина возбужденного уровня с малым временем жизни будет значительной. Для обычных времен жизни возбужденных состояний $\tau = 10^{-8}$ с, что для спектральной ширины $\Delta \nu \approx 1/2\pi \cdot 10^{-8} \approx 10^7$ Гц. Отношение $\Delta \nu/\nu$ для видимого диапазона спектра ($\nu = 10^{15}$ Гц) – чрезвычайно малая величина и составляет порядка 10^{-8} . На практике спектральная ширина лазерного излучения уширяется за счет влияния столкновительного, теплового (доплеровское уширение), изотопического, вращательного и т. п. эффектов.

Согласно квантовой теории ширина спектральной линии представляется в виде:

$$\Delta \nu = \frac{4\pi e^2 \nu^2}{3m_e c^3}. \quad (3.3)$$

Из выражения (3.3) видно, что спектральная ширина пропорциональна квадрату частоты. Если перейти от шкалы частоты к шкале длин волн, то получим

$$\Delta \lambda_0 = \frac{4\pi e^2}{3m_e c^2}. \quad (3.4)$$

Согласно классической теории, естественная ширина линии, выраженная в длинах волн, не зависит от длины волны. Оценка величины $\Delta \lambda_0$ из выражения (3.4) очень мала:

$$\Delta \lambda_0 = 1,16 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}.$$

На рис. 3.2 показан способ измерения спектральной ширины лазерного излучения по спектральному контуру (по распределению энергии внутри линии).

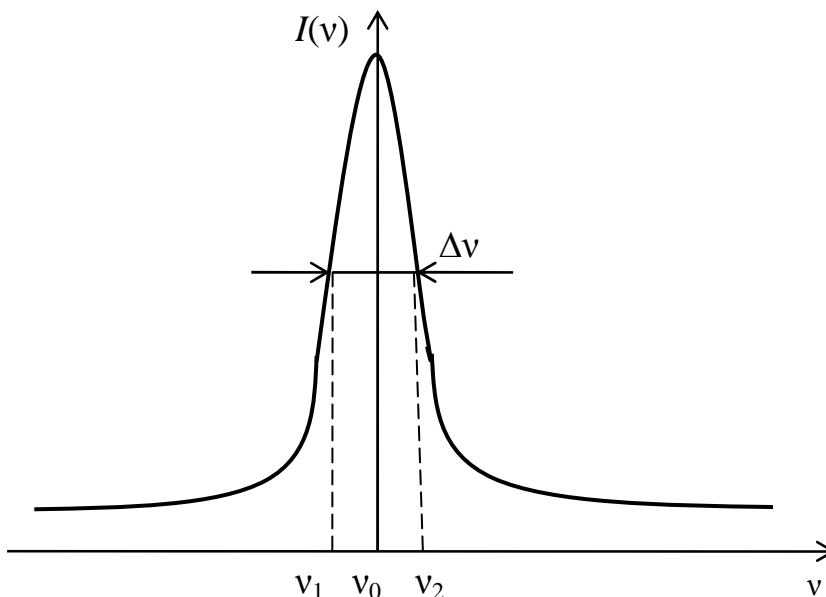


Рис. 3.2. Контур спектральной линии

На уровне полувысоты интенсивности лазерного излучения соответствующей моды (длины волны λ_0) проводится горизонтальная прямая линия до совпадения с контуром спектра. Из точек пересечения опускаются вертикальные линии до горизонтальной оси (длин волн). Определяются точки пересечения как λ_1 и λ_2 . Разность длин волн вычисляется из соотношения $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Далее спектральная ширина (часто называемую полушириной) лазерного излучения, принятая в практической спектроскопии, определяется из выражения

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \text{ (см}^{-1}\text{)}. \quad (3.5)$$

Таким образом, спектральная ширина лазерного излучения определяется интервалом частот $\Delta\nu$ ($\Delta\lambda$) около центра линии, на краях которого интенсивность падает в два раза по сравнению с центром линии.

3.2. Монохроматичность

Одна из принципиальных проблем лазерной физики заключается в том, как получить монохроматическое излучение, т. е. излучение, близкое по своей структуре к идеальной гармонической волне.

Распространение плоской монохроматической электромагнитной волны в линейной изотропной среде описывается уравнением

$$E = E_0 \exp\{i[\omega t - k(\omega)z]\} + \text{к.с.}, \quad (3.6)$$

где $k(\omega) = \frac{\omega}{c}n(\omega)$ – волновое число, зависящее от частоты ω и связанное с комплексным показателем преломления среды $n\omega$; E_0 – комплексная амплитуда электромагнитного поля; к.с. – комплексно-сопряженное выражение.

Монохроматичность лазерного излучения определяется двумя обстоятельствами: 1) усиление электромагнитной волны обусловлено спектральными свойствами активной среды; 2) строгая частота излучения лазера возможна только на резонансных частотах, определяемых геометрическими и спектральными параметрами резонатора.

Рассмотрим эти два явления подробнее. На рис. 3.3 приведены резонансные кривые лазерного перехода (с центром ν_0 и шириной линии $\Delta\nu_0$) и резонансная частота лазерного резонатора (с центром $\nu_{ген.}$ и шириной линии $\Delta\nu_{ген.}$).

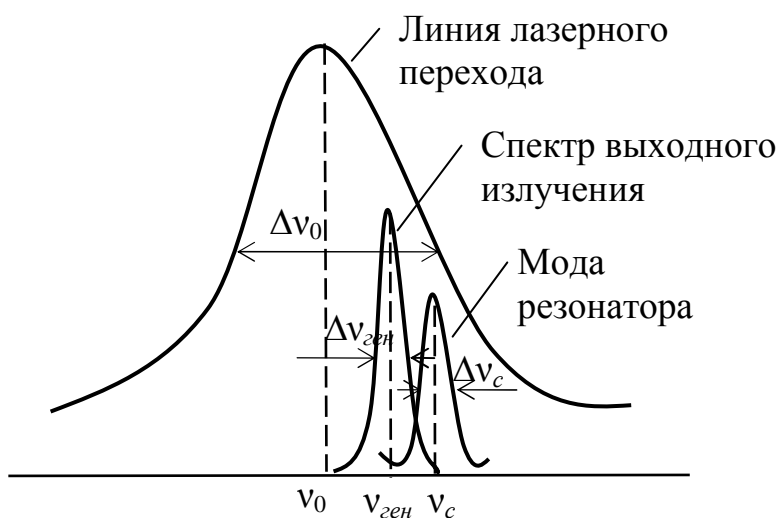


Рис. 3.3. Затягивание частоты и спектр выходного излучения в одномодовом лазере

Величина частоты лазерного излучения $\nu_{ген.}$ вычисляется в рамках полуклассического приближения как некоторое промежуточное значение ν_0 и $\nu_{рез.}$:

$$\nu_{ген.} = \frac{\nu_0 / \Delta\nu_0 + \nu_{рез.} / \Delta\nu_{рез.}}{1 / \Delta\nu_0 + 1 / \Delta\nu_{рез.}}. \quad (3.7)$$

В многомодовом режиме монохроматичность лазера связана с числом генерирующих мод. Если лазер работает в одномодовом режиме и его выходное излучение не изменяется во времени, то предел монохроматичности можно уменьшить до значения порядка 1–10 Гц (например, для He-Ne-лазера, работающего в непрерывном режиме). Для лазеров, работающих в импульсном режиме, минимальная спектральная ширина ограничивается величиной, обратной длительности импульса $\tau_{имп.}$. Характерная величина $\Delta\nu_{ген.} \approx 100$ МГц, для лазеров с длительностью импульса, равной 10 нс.

Добротность излучения лазера, определяемая формулой $Q = \frac{\nu_{ген.}}{\Delta\nu_{ген.}}$,

повышается при использовании в резонаторе диспергирующего элемента (дифракционная решетка, призма, эталон Фабри – Перо), как показано на рис. 3.4.

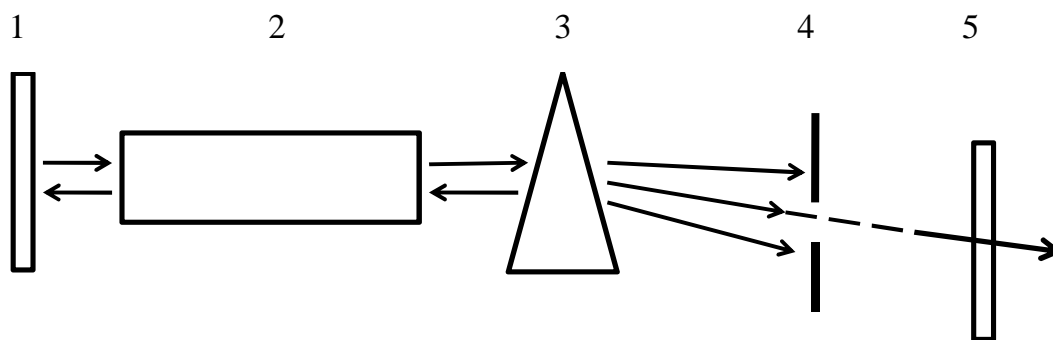


Рис. 3.4. Принципиальная схема одномодового лазера:

1 – плотное зеркало; 2 – активная среда; 3 – диспергирующий элемент;
4 – диафрагма, выходное зеркало

Действие диспергирующего элемента состоит в том, что разворачивает частотный спектр излучения в пространстве, а диафрагма выделяет нужную моду.

Таким образом, лазер генерирует излучение на одной продольной моде. Поворотом диспергирующего элемента можно изменять частоту выходного излучения.

3.3. Пространственная и временная когерентность

Когерентность обусловлена вынужденным характером излучения, поэтому проявляет основное свойство лазера, представляющего упорядоченную структуру его излучения, т. е. степень близости светового поля к идеальной гармонической волне [10]. Для электромагнитной волны существуют понятия пространственной и временной когерентности. Если разность фаз для любых точек волнового фронта в любой момент времени t остается неизменной, то данная волна является **полностью пространственно когерентной**. Если разность фаз сохраняется лишь в некоторой конечной области пространства, то волна является **частично пространственно когерентной**. Если в данной точке пространства на интервале времени Δt фаза волны остается неизменной, то существует временная когерентность на интервале Δt . Если Δt не ограничено, то имеет место **полная временная когерентность**; если Δt ограничено, – **частичная временная когерентность**. Понятие временной когерентности связано с понятием монохроматичности излучения. Пространственная и временная когерентности являются независимыми характеристиками лазерного излучения.

Исторически понятие когерентности света возникло в связи с явлением интерференции, когерентность определялась как способность света давать интерференционную картину. Однако когерентный свет – это свет, структура которого близка к плоской или сферической гармонической волне.

В качестве примера, иллюстрирующего степень когерентности света, рассмотрим прохождение лазерного излучения в интерферометре Майкельсона (рис. 3.5). При наложении друг на друга выходящих из интерферометра лучей, происходит перераспределение интенсивности светового поля таким образом, что в одних местах пространства наблюдается максимум, а в других местах – минимум интенсивности.

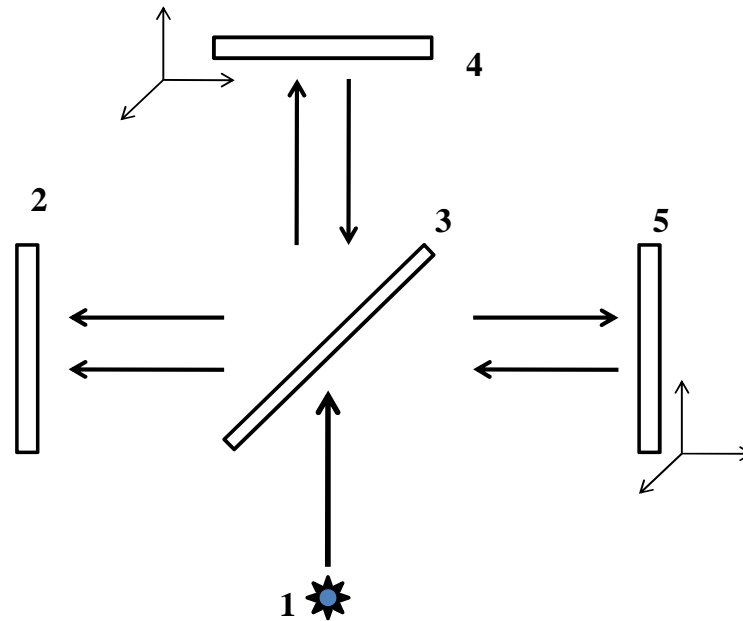


Рис. 3.5. Оптическая схема интерферометра Майкельсона:
 1 – источник света; 2 – экран; 3 – полупрозрачное зеркало;
 4, 5 – плотные зеркала на подвижках

Для количественной характеристики интерференционной картины вводят параметр γ , называемый видностью и определяемый формулой

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (3.8)$$

где I_{\max} и I_{\min} – значения интенсивности света в соседних максимуме и минимуме интерференционной картины. Видность интерференционной картины на экране меняется в зависимости от разности хода интерферирующих лучей. Время τ_k , равное отношению разности хода световых волн Δ_k и скорости света c называется временем когерентности света. Теоретические исследования, подтвержденные экспериментальными данными, показывают, что время когерентности связано со спектральной шириной излучения соотношением:

$$\tau_k = \frac{2\pi}{\Delta\omega}. \quad (3.9)$$

Величина $l_k = \tau_k \cdot c$ также характеризует световую волну и называется длиной когерентности света. Следовательно, с учетом формулы (3.9)

можно показать, что длина когерентности света $l_k = 1/\Delta\nu$ обратно пропорциональна спектральной ширине лазерного излучения, выраженной в см^{-1} . Например, для белого света, занимающего весь видимый диапазон от $\lambda_1 = 0,4$ мкм до $\lambda_2 = 0,76$ мкм, получаем $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2 = 1/\lambda_1 - 1/\lambda_2 \approx 10^4 \text{см}^{-1}$. Отсюда длина когерентности белого света равна $l_k = 10^{-4} \text{см} = 1$ мкм. Характерная величина длины когерентности гелий-неонового лазера составляет $l_k = 25$ см. Таким образом, когерентность лазера намного превышает когерентность естественного света.

3.4. Расходимость

Одной из важнейших характеристик лазерного излучения является угловая расходимость. Под термином «угловая расходимость» принимается величина потока излучения, приходящаяся на единицу телесного угла, т. е. угловое распределение интенсивности излучения в дальней зоне [6].

Спектральная ширина распределения интенсивности в дальней зоне и есть угловая расходимость светового пучка. На практике применяется понятие «расходимость по уровню 0,5 интенсивности». Это спектральная ширина диапазона углов, в котором энергия излучения составляет не менее 0,5 максимального значения. Это угловой диаметр круга в дальней зоне, который охватывает половину всего потока излучения.

Для простоты рассмотрим пучок света с плоским волновым фронтом кругового сечения, имеющим постоянную интенсивность по сечению. Вследствие дифракции на выходном зеркале резонатора происходит увеличение диаметра лазерного пучка, характеризующееся углом расходимости θ_d (рис. 3.6).

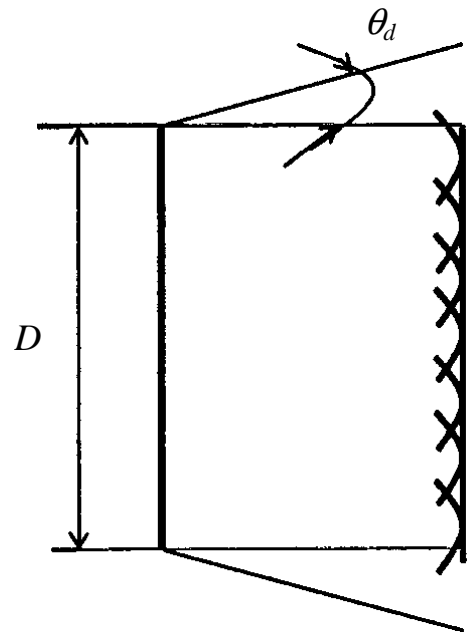


Рис. 3.6. Расходимость (обусловленная дифракцией) пучка лазерного излучения с плоским волновым фронтом, круговым поперечным сечением и равномерным распределением интенсивности:

D – диаметр выходного зеркала лазерного резонатора; θ_d – угол расходимости излучения

Дифракционную расходимость пучка можно определить различными способами. Например, если размер лазерного пучка в перетяжке устойчивого резонатора со сферическими зеркалами равен w_0 , а на расстоянии z от перетяжки пучок имеет размер w и радиус кривизны волновой поверхности R , то из теории дифракции можно получить выражения для $w(z)$ и $R(z)$:

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}; \quad (3.10)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (3.11)$$

На дальней зоне (т. е. при условии $\lambda z / \pi w_0^2 \gg 1$) получаем $w = \lambda z / \pi w_0$ и $R = z$. Это означает, что диаметр пучка и радиус кривизны сферической волны линейно возрастают с увеличением расстояния. Тогда расходимость гауссова пучка можно определить из выражения:

$$\theta_d = w / z = \lambda / \pi w_0. \quad (3.12)$$

Расчеты показывают, что расходимость гауссова пучка оказывается в два раза меньше расходимости плоского пучка.

В общем случае расходимость пространственно-когерентной волны вычисляется как

$$\theta_d = \beta \lambda / D, \quad (3.13)$$

где D – диаметр пучка; β – числовой коэффициент порядка единицы.

Экспериментальное измерение расходимости лазерного пучка. Анализ соотношений (3.10)–(3.13) показывает, что понятие дальней зоны требует, как правило, значительного удаления от лазерного источника. Так, при длине волны $\lambda = 1$ мкм и диаметре 5–10 см лазерного пучка дальняя зона формируется только на расстоянии порядка нескольких километров. Однако нетрудно добиться экспериментальным измерением расходимости и в непосредственной близости от источника излучения. Для этого необходимо на выходе лазера установить квадратичный фазовый корректор. Простейшим устройством такого рода является обычная тонкая линза со сферическими поверхностями ($f > 0$). При прохождении лазерного излучения через тонкую линзу распределение амплитуды не изменяется, ме-

няется только кривизна волнового фронта. Если источник находится в фокусе линзы, то она преобразует сферический волновой фронт в плоский. Таким образом, распределение интенсивности после тонкой линзы подобно распределению интенсивности излучения в дальней зоне. Поскольку плоскость наблюдения является фокальной плоскостью, следовательно, расходимость излучения вычисляется как отношение диаметра пучка в фокальной плоскости d к фокусному расстоянию линзы f .

3.5. Выходная мощность и яркость

Наиболее существенным параметром лазерного излучения, необходимого для большинства приложений, является выходная мощность (энергия) лазера. Рассмотрим физические процессы, обеспечивающие большую выходную мощность лазерного излучения. Достижение высокой выходной мощности лазера обусловлено использованием активной среды с большим коэффициентом усиления. Выражение (2.9), приведенное во 2-м разд., показывает, что мощность излучения внутри резонатора пропорциональна объему активной среды и относительному превышению инверсии над своим пороговым значением. Однако этого не всегда достаточно для гарантированного обеспечения высокой выходной мощности. Мощность, генерируемая внутри резонатора, уменьшается при данной мощности накачки с увеличением потерь на пропускание зеркал. Следовательно, в выражении (2.9) кроме потерь, вносимых активной средой, должны учитывать потери, связанные с пропусканием зеркал резонатора. Тогда окончательное выражение выходной мощности лазера с активным объемом V , длиной резонатора L и коэффициентом пропускания зеркал T примет вид:

$$P_{\text{вых.}} = nh\nu cVT/L, \quad (3.14)$$

где n – стационарная плотность фотонов.

Максимальную выходную мощность $P_{\text{вых.}}$ как функцию от T можно найти, продифференцировав выражение (3.14) и приравняв его к нулю:

$$\frac{dP_{\text{вых.}}}{dT} = (h\nu cV / L)(n + Tdn / dT) = 0. \quad (3.15)$$

Из этого выражения получим оптимальное пропускание зеркал резонатора в виде

$$T_{opt.} = -n / (dn / dT). \quad (3.16)$$

Таким образом, получение высокой выходной мощности лазера, согласно уравнения (3.14), обусловлено оптимальным пропусканием зеркал резонатора и большим коэффициентом усиления активной среды.

С точки зрения приложения лазерного излучения наиболее важным параметром является яркость, определяемая интенсивностью лазерного излучения, испускаемой с единицы поверхности источника в единичный телесный угол:

$$B = I / \Omega, \quad (3.17)$$

где $\Omega = \pi \theta_d^2 \ll 1$, θ_d – угол расходимости, определяемый из выражения (3.13).

Интенсивность излучения можно увеличить при фокусировке его линзой, яркость же при этом остается неизменной, что подтверждается одной из фундаментальных теорем геометрической оптики: при любых преобразованиях светового пучка оптическими системами его яркость не меняется.

Яркость лазерного излучения на несколько порядков величины больше, чем яркость наиболее мощных некогерентных источников. Это обусловлено чрезвычайно высокой направленностью лазерного пучка. Сравним, например, одномодовый He-Ne-лазер с длиной волны $\lambda = 0,633$ мкм, выходная мощность 1 мВт, с наиболее ярким источником света: ртутная лампа, имеющая выходную мощность 100 Вт для линии $\lambda = 546$ нм. Вычисление выходной мощности в единице телесного угла для He-Ne-лазера составляет $\approx 10^{-3}$ Вт, а для ртутной лампы $\approx 10^{-8}$ Вт, что приблизительно на пять порядков величины меньше мощности He-Ne-лазера.

4. РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРА

Лазерные источники могут работать в одном из следующих двух режимов: 1) в непрерывном или стационарном режиме; 2) в импульсном или нестационарном режиме. Режим работы лазера обусловлен, в первую очередь, режимом работы источника накачки.

4.1. Непрерывный режим работы лазера

Стационарная накачка приводит к стационарному режиму генерации, что можно рассматривать как непрерывный режим работы лазера.

Для изучения непрерывного режима работы лазера следует анализировать скоростные уравнения (2.4 и 2.8) четырехуровневого и трехуровневого лазеров. Из этих уравнений следует, что

$$N_1/\tau_1 = N_2/\tau_{21}, \quad (4.1)$$

где N_1 и N_2 – населенность основного и возбужденного уровней соответственно; τ_{21} – время жизни перехода $2 \rightarrow 1$; τ_1 – время жизни частиц на первом уровне.

Генерация лазера осуществляется при условии, когда выполняется неравенство $N_2 > N_1$. Из уравнения (4.1) следует, что выполняется неравенство $\tau_1 < \tau_{21}$, это означает, что работа лазера осуществляется в непрерывном режиме.

Если энергия источника накачки постоянна и велика, а также выполняется условие неравенства $\tau_1 < \tau_{21}$, то будет обеспечиваться условие стационарного режима работы лазера.

Анализ скоростных уравнений (2.4 и 2.8) показывает, что при неравенстве $\tau_1 < \tau_{21}$ генерация возникает в том случае, когда инверсия населенностей N достигает некоторого критического значения N_c . При этом критическая скорость накачки достигает такого значения, когда полная скорость накачки уровней уравнивает скорость спонтанного перехода с уровня 2 на уровень 1.

Физический смысл этого процесса заключается в том, что критическое значение населенности возбужденного уровня должно быть достаточно большим, чтобы усиление компенсировало полные потери в лазере.

Если скорость накачки больше скорости спонтанного перехода, то число фотонов будет возрастать от исходного значения, определяемого спонтанным излучением, и если скорость накачки не зависит от времени, тогда число вынуждено испущенных фотонов достигнет некоторого постоянного значения, которое определяется из уравнений (2.4) и (2.8) как

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= 0 \\ \frac{dq}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (4.2)$$

Следовательно, из уравнений (4.2) для непрерывного режима работы лазера значение инверсии и число фотонов вычисляются как

$$\begin{aligned} N_0 &= 1/V_a B\tau = N_c; \\ q_0 &= (A\gamma/\sigma)(\tau_c/\tau)(P_p/P_{пор} - 1), \end{aligned} \quad (4.3)$$

где $P_{пор}$ и P_p – пороговая мощность и мощности накачки соответственно.

Из этих выражений следует, что число фотонов q_0 линейно возрастает с ростом скорости накачки, в то время как инверсия населенностей N_0 остается постоянной и равной критической N_c . Это означает, что когда скорость накачки выше критической, в резонаторе лазера увеличивается число фотонов, а не инверсия населенностей. Из системы уравнений (4.3) также следует, что незначительное увеличение мощности накачки относительно порогового значения приводит к резкому увеличению числа фотонов в резонаторе.

4.2. Нестационарный режим работы лазера

Большинство лазеров работают в импульсно-периодическом (нестационарном) режиме. Изучение нестационарного режима работы четырехуровневого и трехуровневого лазеров приводит к решению скоростных уравнений (2.4) и (2.8). Совместное решение этих двух уравнений осуществимо только численно и представляется в виде нелинейной временной зави-

симости инверсий населенностей $N(t)$ и числа фотонов $q(t)$ при заданных начальных условиях $W(t)$. Решение такого уравнения имеет вид:

$$q = \frac{1}{2} \left[N_c \ln \frac{N}{N_0} - (N - N_0) \right], \quad (4.4)$$

где N_0 – инверсия населенностей в начальный момент времени.

Согласно уравнению (4.4) и с учетом условия равновесия населенностей (4.1) работа лазера возможна в импульсном режиме, если длительность импульса накачки короче времени жизни верхнего уровня или сравнима с ним:

$$\tau_1 \geq \tau_{21}. \quad (4.5)$$

Для достижения такого условия на практике помимо импульсного источника накачки пользуются методом модуляции добротности резонатора, предложенным в 1961 г. Х. Хелуортом. Такой метод позволяет получить лазерную генерацию в виде коротких импульсов ($\leq 10^{-8}$ с) с высокой пиковой мощностью ($\geq 10^8$ Вт). В этом режиме в резонатор лазера помещается затвор, перекрывающий оптический путь между зеркалами. В процессе накачки на верхнем лазерном уровне накапливается энергия, которая не излучается индуцированно, так что инверсия населенностей может стать очень большой. В некоторый момент времени затвор быстро открывается и накопленная на верхнем уровне энергия излучается в виде гигантского импульса. При этом происходит изменение добротности резонатора от низких до высоких значений. Такой метод называют модуляцией добротности. Применение метода модуляции добротности возможно только в том случае, когда время жизни верхнего лазерного уровня достаточно велико (от 10^{-5} до 10^{-3} с).

Временная диаграмма развития гигантского импульса излучения лазера с модулированной добротностью приведена на рис. 4.1.

Для осуществления модуляции добротности предполагается: 1) время верхнего лазерного состояния должно быть достаточно большим, чтобы инверсия населенностей могла достичь больших значений, т. е. длительность импульса накачки должна быть меньше времени релаксации верхнего состояния или сравнима с ним по величине; 2) включение добротности резонатора должно происходить мгновенно. В противном случае большая

часть энергии накачки будет теряться вследствие спонтанной релаксации и могут возникать многократные импульсы.

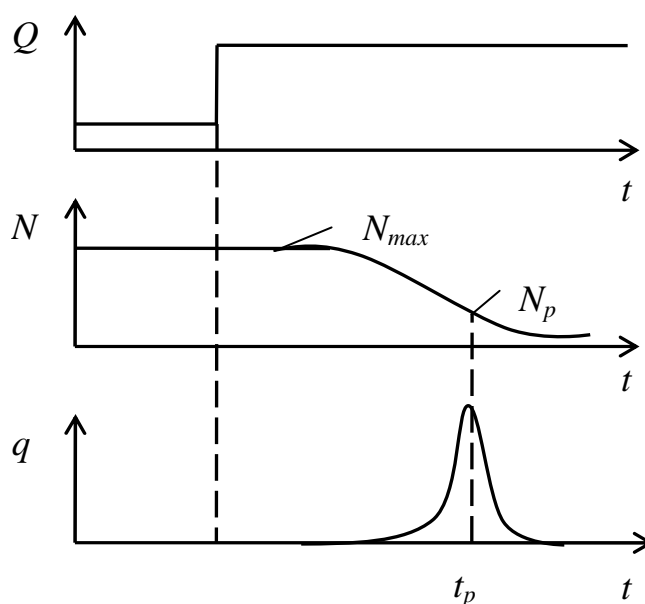


Рис. 4.1. Временная зависимость добротности резонатора Q , инверсной населенности N и числа фотонов q в импульсном лазере

Когда затвор открывается, усиление лазера значительно превосходит потери резонатора и число фотонов $q(t)$ резко увеличивается от начального значения до устанавливаемого спонтанным излучением. В результате увеличения $q(t)$ инверсия населенностей $N(t)$ будет уменьшаться от ее максимального N_{max} значения до величины пороговой инверсии населенностей N_p , тогда, в соответствии с уравнениями (2.4) и (2.8), скорость фотонов ($dq / dt = 0$) не изменится. Это означает, что за время t_p световой импульс будет иметь максимальную мощность. При $t > t_p$ в лазере вместо усиления будут увеличиваться потери и, как следствие, мощность импульса уменьшится до нуля.

4.3. Методы модуляции добротности

Лазеры с модулированной добротностью могут работать либо в импульсном режиме, либо в импульсно-периодическом режиме. При этом для обеспечения импульсно-периодического режима необходима непрерывная накачка. В зависимости от режима работы лазера применяют активный или пассивный методы модуляции. Модуляторы добротности, в которых

используются управляющие устройства, являются активными. Однако модуляцию добротности можно осуществить и автоматически, без внешних управляющих устройств, такие модуляторы называются пассивными.

Подробно рассмотрим принцип действия таких модуляторов.

4.3.1. Активные модуляторы

Для активной модуляции используются: 1) оптико-механические; 2) акустооптические; 3) электрооптические затворы.

1. Оптико-механические затворы. Из различных механических затворов наиболее распространенным считается способ модуляции добротности, в котором используется вращение одного из зеркал резонатора вокруг перпендикулярной оси. В этом случае высокая добротность достигается в тот момент, когда вращающееся зеркало приходит в положение, в котором оно параллельно второму зеркалу резонатора. Для того, чтобы ослабить требование к юстировке, вместо зеркала устанавливают 90-градусную призму, у которой ребро прямого угла перпендикулярно оси вращения. На рис. 4.2 приведена оптическая схема такого оптико-механического модулятора добротности с вращающейся призмой.

Модуляторы добротности с вращающейся призмой являются простыми и недорогими устройствами и могут быть изготовлены для любой длины волны. Однако они создают шум при работе и обеспечивают медленную модуляцию добротности вследствие того, что скорость вращения зеркал имеет ограничения.

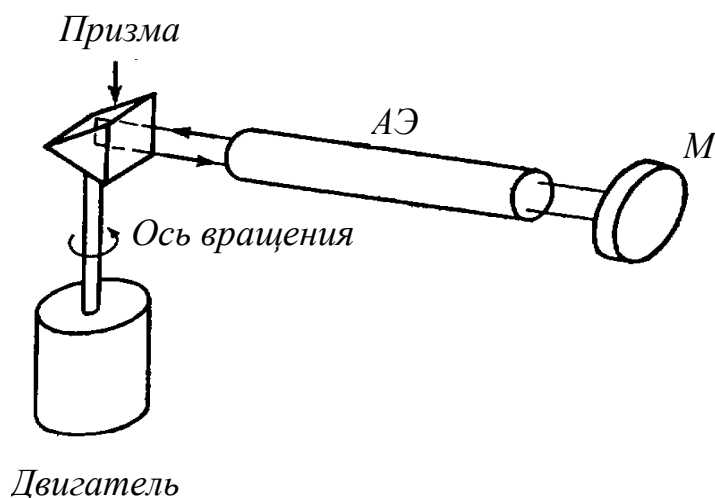


Рис. 4.2. Оптико-механический модулятор добротности с использованием вращающейся призмы: АЭ – активный элемент; М – зеркало

2. Акустооптические модуляторы добротности. Принцип действия акустооптического модулятора основан на изменении коэффициента преломления среды при распространении в ней ультразвуковой волны. В качестве таких сред применяют оптически прозрачные материалы, имеющие большие значения акустооптических постоянных (например, плавленный кварц для видимого диапазона, германий для инфракрасного диапазона). Конструктивно акустооптический модулятор изготавливается следующим образом: с одной стороны оптически прозрачного материала прикрепляется пьезоэлектрический преобразователь, подключенный к источнику ультразвуковой волны. Противоположная сторона преобразователя срезана под некоторым углом и на нее нанесен поглотитель акустической волны, для того, чтобы в среде не образовались отраженные волны, а остались только бегущие волны. Наведенная ультразвуковая волна вызывает в среде периодическое изменение показателя преломления с периодом, равным периоду ультразвуковой волны. На рис. 4.3 показано прохождение лазерного луча в акустооптическом модуляторе.

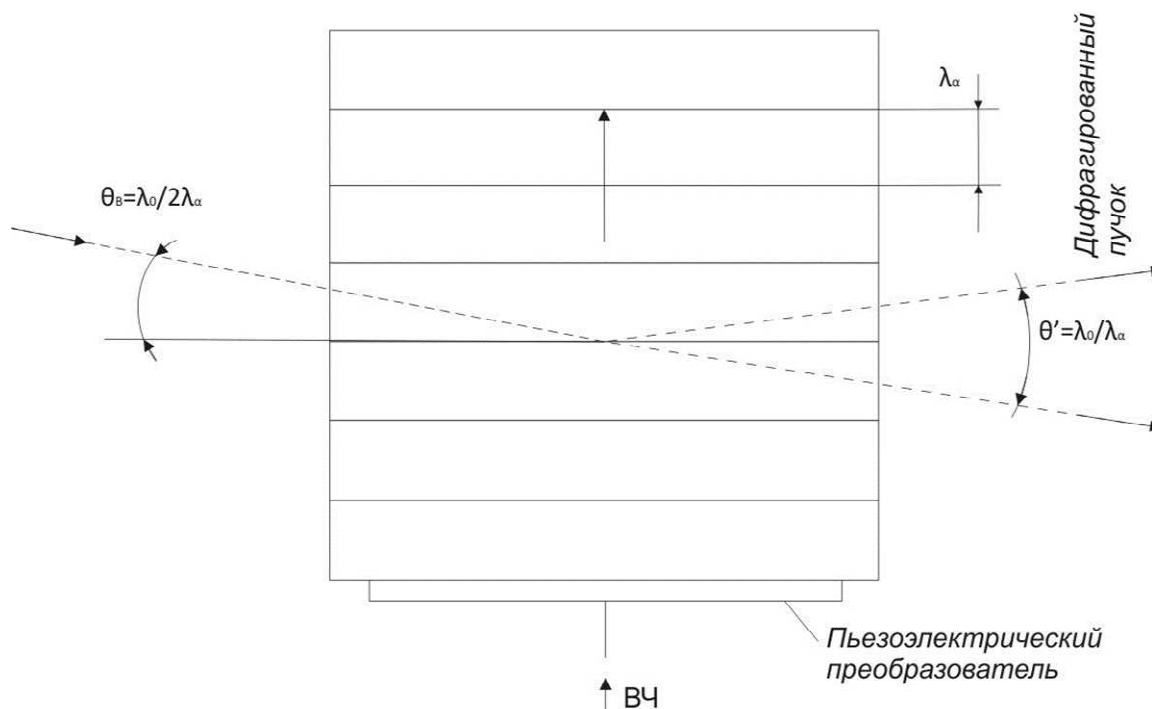


Рис. 4.3. Прохождение лазерного луча в акустооптическом модуляторе

Если акустооптический модулятор поместить в резонатор лазера, то до тех пор, пока к преобразователю приложено электрическое напряже-

ние, в резонаторе будут дополнительные потери. Часть лазерного пучка выводится из резонатора вследствие дифракции на наведенной фазовой дифракционной решетке, образованной высокочастотным генератором в оптическом материале акустооптической ячейки. Если выключить электрическое напряжение на преобразователе, лазер возвращается в состояние с высокой добротности.

Основным преимуществом акустооптических модуляторов является то, что они вносят мало потерь лазерного луча и могут работать в импульсно-периодическом режиме с высокой частотой повторения. Однако они имеют небольшую скорость переключения добротности.

3. Электрооптические модуляторы основаны на электрооптическом эффекте, обычно на эффекте Поккельса. Ячейка Поккельса представляет собой нелинейный кристалл (например, кристалл ниобата лития, КДР, ДКДР и др.), показатель преломления которого изменяется под действием внешнего электрического поля. Рассмотрим линейно-поляризованный световой луч, падающий под углом 45° на плоскость xu кристалла. В ячейке Поккельса световой луч разлагается на две компоненты: E_x и E_y . На выходе кристалла обе компоненты приобретают различные фазовые набеги, разность между которыми определяется соотношением:

$$\Delta\varphi = k_0\Delta nL, \quad (4.6)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число; $\Delta n = n_x - n_y$ – величина наведенного двулучепреломления; L – длина кристалла.

Если приложенное внешнее напряжение таково, что $\Delta\varphi = \pi/2$, то две компоненты будут отличаться по фазе на $\pi/2$, так что когда компонента x достигает максимума, компонента y равна нулю и наоборот, т. е. волна становится поляризованной по кругу. На рис. 4.4. приведена оптическая схема импульсного лазера с электрооптическим модулятором внутри резонатора.

Проходящий через ячейку Поккельса луч отражается от зеркала M_2 и ещё раз проходит через ячейку, приобретая дополнительный сдвиг фазы на $\pi/2$ так, что суммарный фазовый сдвиг по осям x и y составляет π .

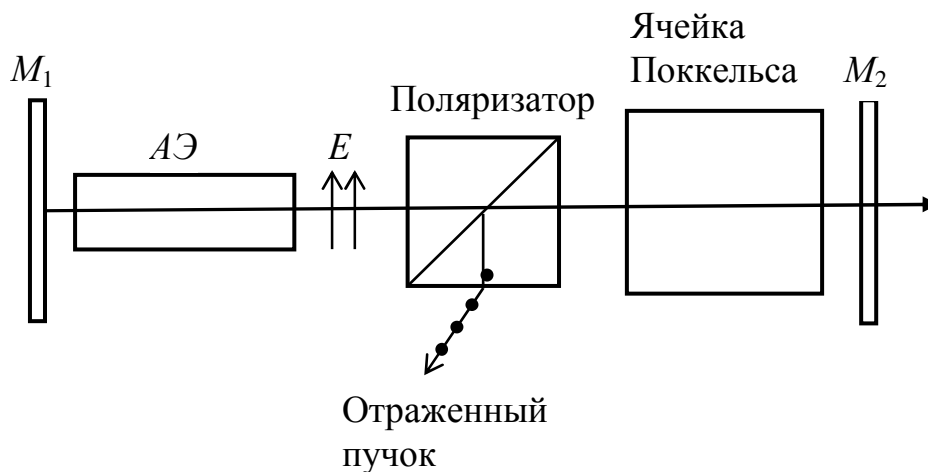


Рис. 4.4. Оптическая схема лазера с электрооптическим модулятором внутри резонатора: M_1 и M_2 – зеркала резонатора; $AЭ$ – активный элемент

Таким образом, когда компонента x положительна и максимальна, компонента y достигает своего максимального отрицательного значения. В результате полное световое поле E снова линейно поляризовано, но направление его поляризации составляет угол 90° с направлением поляризации падающей волны. Следовательно, это излучение не пропускается поляризатором, а отражается из резонатора наружу. Такое состояние соответствует закрытому режиму. Модулятор открывается, когда внешнее напряжение выключается, при этом исчезает наведенное двулучепреломление и луч света проходит без изменения поляризации.

Величина прикладываемого внешнего четвертьволнового напряжения изменяется в пределах от 1 до 5 кВ, в зависимости от типа нелинейного кристалла, длины волны лазерного луча и конфигурации поля.

4.3.2. Пассивные модуляторы

Модуляторы добротности, для управления параметрами которых не требуются дополнительные устройства, называются пассивными.

Принцип действия пассивных модуляторов основан на эффекте насыщения поглощения на длине волны лазерного излучения. В качестве пассивного модулятора используются различные поглощающие материалы в газовом, жидкостном или твердом агрегатном состоянии, в зависимости от длины волны лазерного излучения.

Насыщающийся поглотитель представляется в виде двухуровневой системы с очень большим сечением поглощения в максимуме лазерного излучения ($\sigma \sim 10^{-16} \text{ см}^2$). Это означает, что интенсивность поглощения ($I_s \sim 1/\sigma$) сравнительно мала и под воздействием интенсивного лазерного излучения поглотитель становится прозрачным (благодаря насыщению).

Если поместить насыщающийся поглотитель в резонатор лазера, длина волны которого совпадает с максимумом поглощения затвора, то в начальный момент времени происходит линейное поглощение падающего света. Вследствие большого поглощения, лазерная генерация отсутствует, при этом критическая инверсия населенностей оказывается очень высокой. В момент времени, когда интенсивность падающего света становится сравнимой с интенсивностью поглощения I_s , происходит насыщение поглотителя и он начинает просветляться. Вследствие этого увеличивается скорость нарастания интенсивности лазерного излучения, что, в свою очередь, приводит к увеличению скорости просветления поглотителя. После просветления инверсия населенностей значительно превышает потери в резонаторе лазера, и как следствие этого, на выходе лазера появляется излучение в виде короткого ($\sim 20 \text{ нс}$) и интенсивного ($\sim 10^6 \text{ Вт}$) светового импульса. Следует заметить, что за время достижения падающим светом максимального значения происходит многократное прохождение света внутри резонатора. В результате этого происходит естественная селекция мод. Поэтому использование пассивного модулятора в резонаторе лазера приводит к одномодовой генерации лазера. Для сравнения с активной модуляцией, полное число проходов при пассивной модуляции превышает почти 100 раз.

Пассивная модуляция добротности является самым простым и дешевым способом модуляции добротности. Однако этот способ модуляции имеет ряд недостатков, что ограничивает его широкое применение. Основным недостатком насыщающегося поглотителя является фотохимическая деградация.

4.4. Синхронизация мод

Синхронизация мод – это такой процесс, при котором амплитуды и разности фаз произвольных мод резонатора остаются постоянными, т. е.

синхронизованными. Метод синхронизации мод позволяет получить генерацию лазерных импульсов сверхкороткой длительности ($\sim 10^{-14}$ с) и очень высокой пиковой мощности ($\sim 10^{10}$ Вт). Синхронизацию мод или режим генерации сверхкоротких импульсов можно осуществить следующими способами: 1) внешний (активный); 2) внутренний (пассивный); 3) суперпозиционный (активно-пассивный).

Активная синхронизация мод достигается введением в резонатор оптического элемента, потери которого модулируются внешним полем. Условием строгой синхронизации является сохранение постоянства разности фаз между синхронизованными модами.

Согласно условию самовозбуждения (на длине резонатора должно укладываться целое число полуволн $L = n\lambda/2$), межмодовые частоты зависят только от длины резонатора $\Delta\nu = 1/2L$ и образуют эквидистатный спектр. Для простоты считаем, что полное число мод в резонаторе равно N с одинаковыми амплитудами. Тогда результирующая напряженность в некоторой фиксированной точке пространства, согласно принципу суперпозиции, можно представить в виде

$$E(t) = A(t) \cos \omega t, \quad (4.7)$$

где $\omega = \omega_0 + \frac{N+1}{2} \Delta\omega$ и $A(t) = A_0 \frac{\sin(N\Delta\omega t / 2)}{\sin(\Delta\omega t / 2)}$.

Из этих выражений нетрудно определить параметры лазерного импульса. Длительность отдельного импульса обратно пропорциональна полной ширине спектра лазера:

$$\Delta t = \frac{2\pi}{N\Delta\omega}. \quad (4.8)$$

Следовательно, последовательность импульсов, возникающую на выходе при синхронизации мод, можно представить как один импульс, распространяющийся в резонаторе между зеркалами попеременно в прямом и обратном направлениях.

Лазер с активной синхронизацией мод содержит амплитудный или фазовый модулятор, размещаемый вблизи одного из зеркал резонатора, при этом частота модуляции соответствует межмодовой частоте.

Амплитудная модуляция осуществляется акустооптическим или электрооптическим модуляторами. Изменение во времени коэффициента пропускания амплитудного модулятора возбуждает в каждой моде боковые составляющие $\omega_0 \pm \Delta\omega$, совпадающие по частотам с соседними аксиальными модами, которые усиливаются и модулируются внутри резонатора. В результате возникают боковые составляющие частоты $\omega_0 \pm 2\Delta\omega$. Этот процесс продолжается до тех пор, пока все аксиальные моды не оказываются взаимно связанными, т. е. синхронизованными.

Фазовая модуляция достигается только электрооптическим модулятором. Временная модуляция фазы вызывает появление у каждой моды боковых составляющих, фазы которых взаимно синхронизованы.

Пассивная синхронизация мод осуществляется при помощи насыщающегося поглотителя, который вводится в резонатор вблизи плотного зеркала. Насыщающийся поглотитель должен иметь очень малое ($\sim 10^{-12}$ с) время релаксации и возможно большее сечение поглощения на резонансной частоте. В момент развития генерации в резонаторе лазерное излучение вызывает насыщение поглощающего фильтра. При генерации на нескольких модах насыщенное поглощение фильтра определяется суммарным полем излучения, содержащим члены, изменяющиеся с частотой межмодовых биений. Таким образом, пропускание фильтра модулируется на частоте межмодовых биений, что и приводит к синхронизации мод.

Случайно возникший из спонтанного излучения короткий световой импульс, достигнув пассивного затвора, просветляет и насыщает его за счет поглощения энергии переднего фронта импульса. Укороченный импульс проходит затвор, отражается от зеркала и без потерь проходит в обратном направлении. Если время обхода резонатора больше времени релаксации, то при новом подходе к затвору импульс взаимодействует с ненасыщенным фильтром и снова укорачивается.

5. ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

Тип лазера, как правило, определяется агрегатным состоянием активной среды, поэтому лазеры делятся следующие основные типы: 1) твердотельные лазеры (на кристаллах или стеклах); 2) газовые лазеры; 3) лазеры на красителях; 4) химические лазеры; 5) полупроводниковые лазеры; 6) лазеры на центрах окраски; 7) лазеры на свободных электронах; 8) рентгеновские лазеры.

Рассмотрим основные типы лазеров, которые находят широкое применение в различных областях науки и практики [11, 12].

5.1. Твердотельные лазеры

В качестве активной среды для твердотельного лазера используется либо искусственно выращенный диэлектрический кристалл, либо стекло с примесями редкоземельных элементов. Электронные уровни ионов переходных элементов, введенных в кристаллическую или стеклянную матрицу, используются для генерационных переходов, так как эти переходы слабо подвержены влиянию кристаллического поля. Кроме того, эти переходы запрещены согласно правилам отбора, это означает, что время спонтанной релаксации, примерно равное времени жизни τ_ϕ верхнего уровня, намного больше критической скорости накачки (скорость накачки равна $1/\tau_p$). Немаловажное значение имеет также то, что спектральная ширина линии перехода $\Delta\nu_0$ относительно невелика. Обе указанные особенности являются важными условиями для получения устойчивой генерации в данных активных средах.

5.1.1. Рубиновый лазер

Рубин представляет собой кристалл Al_2O_3 (корунд), в котором ряд ионов Al^{3+} замещены ионами Cr^{3+} . Кристаллы рубина, применяемые в лазерах в качестве активной среды, содержат приблизительно 0,05 вес.% Cr_2O_3 . Кристалл рубина – первая активная среда, на которой была осуще-

ствлена лазерная генерация. Энергетические уровни рубина, представляющие интерес для лазерной генерации, образуются за счет трех электронов во внутренней 3d-оболочке иона хрома Cr^{3+} , находящихся под действием октаэдрического поля решетки Al_2O_3 , приведенного на рис. 5.1.

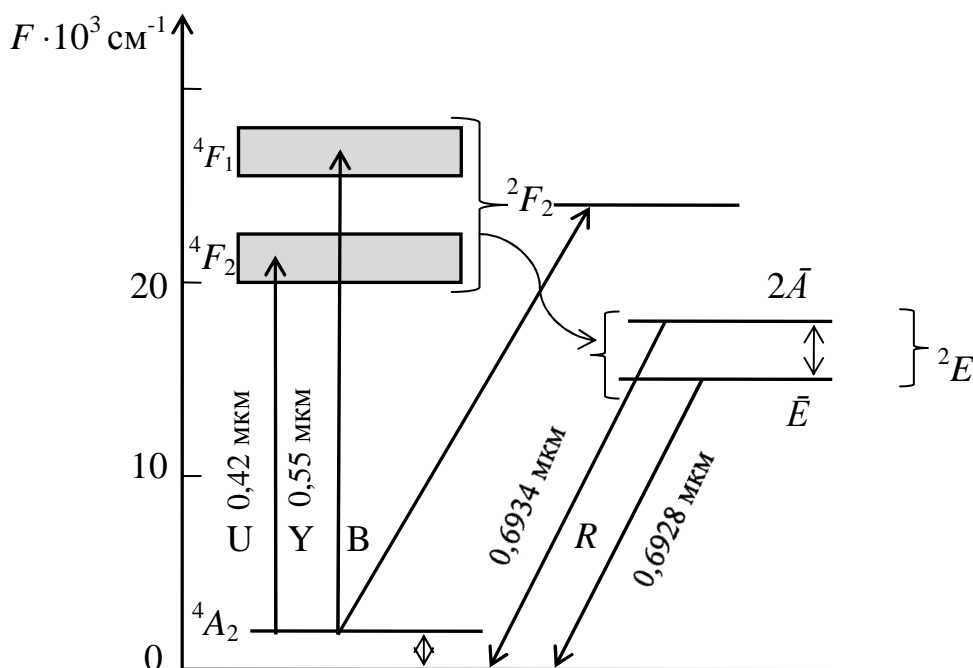


Рис. 5.1. Схема энергетических уровней и переходов рубина

Линии переходов, обозначенные в порядке возрастания волнового числа последовательностью латинских букв R, U, B, Y, составляют английское слово Ruby (рубин). Причем переходы B, U, Y – линии поглощения, а R-линия – это линия люминесценции, расщепление (29 см^{-1}) которой на две линии R_1 и R_2 наблюдается в виде лазерной генерации на длинах волн $\lambda_1 = 0,6943 \text{ мкм}$ и $\lambda_2 = 0,6928 \text{ мкм}$.

Поглощение излучения накачки в рубине происходит из основного уровня 4A_2 на полосы поглощения 4F_1 и 4F_2 на длинах волн $0,42 \text{ мкм}$ и $0,55 \text{ мкм}$. Эти полосы связаны очень быстрой ($\sim 10^{-12} \text{ с}$) безызлучательной релаксацией ($\sim 10^{-9} \text{ с}$) с уровнями $2\bar{A}$ и \bar{E} . Поскольку эти уровни также связаны очень быстрой релаксацией ($\sim 10^{-9} \text{ с}$), то их населенности уравниваются, тем самым достигается высокая населенность уровня 2E . Время релаксации из уровня 2E на основной уровень 4A_2 довольно большое, так как эти переходы запрещены как электродипольно, так и по спину. Таким

образом, на уровне 2E накапливается большая доля энергии накачки, и, следовательно, этот уровень является верхним лазерным уровнем. Усиление уровня R_2 несколько меньше, чем уровня R_1 , поэтому интенсивность лазерной генерации на длине волны $\lambda_1 = 0,6943$ мкм выше, чем на $\lambda_2 = 0,6928$ мкм.

Спектральная ширина перехода рубинового лазера составляет $\Delta\nu = 11 \text{ см}^{-1}$, это означает, что рубиновый лазер может работать как в непрерывном так и в импульсном режимах. При длительности импульса $\tau = 10$ нс пиковая мощность достигает 50 МВт, а в режиме синхронизации мод пиковая мощность в импульсе с длительностью 10 пс равна нескольким гигаваттам.

В рубиновых лазерах применяются круглые стержни диаметром 2–3 см и длиной 20–30 см.

Основным недостатком рубинового лазера является трехуровневый механизм его работы, что ограничивает выходные энергетические параметры лазера.

5.1.2. Неодимовые лазеры

Эффективность лазерной генерации принципиально выше у активных сред, для которых возможно осуществление четырехуровневой схемы. Более перспективными материалами для активных сред оказались ионы редкоземельных элементов, незаполненная $4f$ -оболочка которых расположена ближе к ядру и экранируется $5s$ - и $5p$ -оболочками, поэтому расположение уровней слабо зависит от типа матрицы.

В качестве активной среды в неодимовых лазерах использованы ионы неодима, легированные либо в стеклянную матрицу (~ 3 вес.%), либо в кристалл иттрий-алюминиевого граната (~ 1 ат.%).

Энергетическая схема неодимового лазера представлена на рис. 5.2. Накачка переводит ионы Nd^{3+} из основного состояния ${}^4I_{9/2}$ в две основные узкие полосы поглощения ${}^4F_{9/2}$ и ${}^4F_{7/2}$, расположенные на длинах волн 0,8 и 0,73 мкм. Эти полосы связаны быстрой ($\sim 10^{-7}$ с) безызлучательной релаксацией с уровнем ${}^4F_{3/2}$, откуда идет релаксация на нижние уровни ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$. Из нижележащих уровней наиболее интенсивным является переход ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Кроме того, уровень ${}^4I_{11/2}$ связан быстрой ($\sim 10^{-9}$ с) релаксацией с основным ${}^4I_{9/2}$ уровнем и разница энергий между ними почти на порядок величины больше, чем энергия теплового равновесия при ком-

натной температуре ($E = kT$), следовательно, тепловое равновесие между ними устанавливается очень быстро.

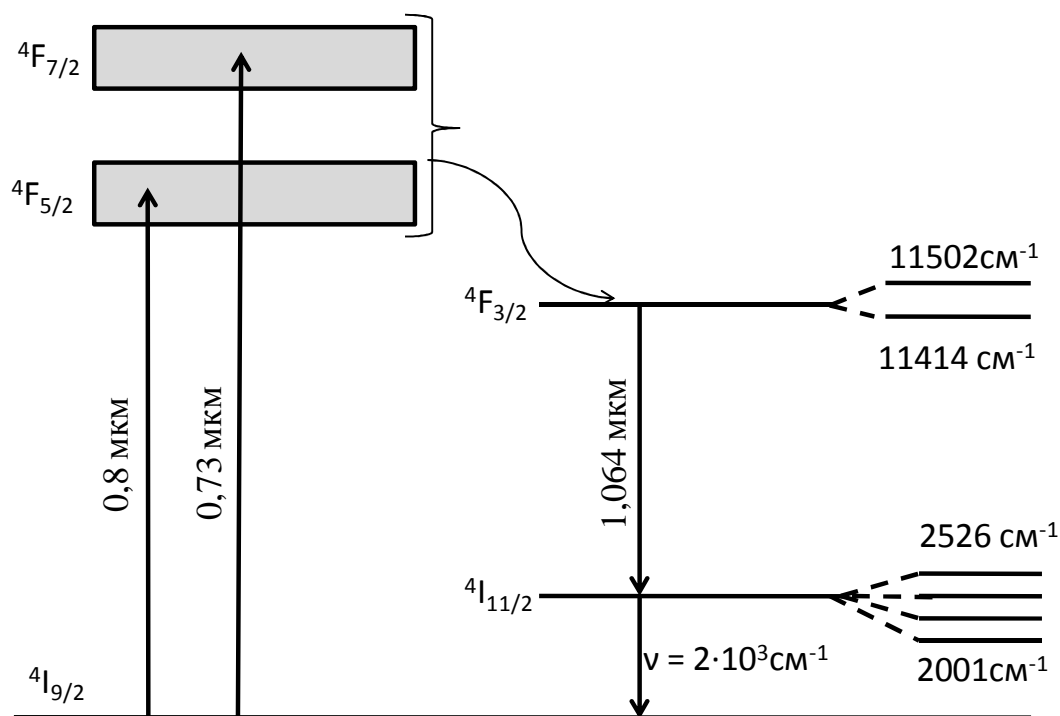


Рис. 5.2. Схема энергетических уровней и переходов неодимового лазера

Таким образом, на уровне ${}^4F_{3/2}$ накапливается большая часть энергии накачки, его можно считать верхним лазерным уровнем, а уровень ${}^4I_{11/2}$ в хорошем приближении можно считать практически пустым, следовательно, он является нижним лазерным уровнем. Из энергетической схемы видно, что как верхний ${}^4F_{3/2}$ уровень, так и нижний ${}^4I_{11/2}$ уровень расщеплены на подуровни. Это означает, что лазерную генерацию можно получить на многих переходах между отдельными состояниями этих подуровней ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Однако различными способами выделяют генерацию, обладающую наибольшим значением сечения перехода, соответствующим длине волны $\lambda = 1,064$ мкм.

Лазер на стекле с неодимом при комнатной температуре имеет спектральную ширину, равную $\Delta\nu = 280 \text{ см}^{-1}$, а лазер на гранате, легированный неодимом (YAG:Nd³⁺), всего $\Delta\nu = 6,5 \text{ см}^{-1}$. Сильное неоднородное уширение приводит к тому, что неодимовое стекло имеет меньшее усиление, чем неодим на гранате. В силу большой теплопроводности и однородно-

сти кристаллы $YAG:Nd^{3+}$ позволяют работать лазеру как в непрерывном режиме, так и в режиме модуляции добротности.

Исключительно важное значение имеет лучевая стойкость активного элемента лазера. Без создания достаточно стойких прозрачных материалов, выдерживающих большие потоки лазерного излучения без разрушения и нарушения оптической однородности, невозможно создание надежно работающих лазеров большой мощности. Наибольшей лучевой стойкостью обладают неодимовые стекла. Основные технические параметры неодимовых лазеров представлены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Основные технические параметры неодимовых лазеров

Неодимовые лазеры			
№	Параметры лазера	Nd^{3+} на стекле	$YAG:Nd^{3+}$
1	Выходная мощность излучения в непрерывном многомодовом режиме	–	≤ 200 Вт
2	Средняя мощность при частоте повторения импульсов 50 Гц	–	~ 500 Вт
3	Пиковая импульсная мощность	До 10^{12} Вт	$\leq 10^8$ Вт
4	Длительность импульса	≥ 5 пс	≥ 20 пс
5	Максимальная энергия импульса	~ 1 кДж	500 мДж
6	КПД	до 6 %	до 3,3 %
7	Максимальная частота повторения импульсов	5 Гц	$2 \cdot 10^4$ Гц
8	Спектральная ширина излучения	$\geq 10^{-4} \text{ см}^{-1}$	$\geq 10^{-4} \text{ см}^{-1}$
9	Расходимость излучения	10^{-5} рад	10^{-5} рад
10	Энергетический порог механического разрушения оптических элементов лазера	$10^3 - 10^4$ Дж/см ² (в св. режиме) $10 - 10^2$ Дж/см ² (при дл. имп. ~ 20 нс)	10–30 Дж/см ² (при дл. имп. ~ 20 нс)

Физические процессы, лежащие в основе механизмов разрушения твердых тел и стекол лазерным излучением, весьма разнообразны. Одним из основных причин механического разрушения лазерных активных сред считается эффект самофокусировки, заключающийся в том, что интенсивное лазерное излучение так меняет показатель преломления прозрачного материала, что в нем образуется некая эффективная линза, увеличивающая плотность поля в среде. Если плотность поля превышает пороговое значение механического разрушения среды, тогда происходит поврежде-

ние поверхностей оптических элементов лазера, что, в свою очередь, приводит к срыву генерации.

5.1.3. Другие типы твердотельных лазеров

Из других типов твердотельных лазеров особый интерес представляют следующие лазеры: 1) лазер на ионах титана в сапфире; 2) лазер на кристалле гадолиний-скандий-галлиевый гранате; 3) лазер на александрите.

1. По своим физико-химическим свойствам **кристалл сапфира с ионами титана** ($Ti^{3+}:Al_2O_3$) существенно превосходит наиболее распространенные лазерные активные среды. Он обладает высокой фото-, термо-радиационной стойкостью и позволяет плавную перестройку длины волны излучения лазера в диапазоне от 650 до 1 000 нм.

Генерация ионов титана в корунде получена в импульсном режиме как при лазерной накачке, так и при накачке импульсными лампами. Порог генерации при ламповой накачке слабо зависит от коэффициента пропускания выходного зеркала, что связано с наличием паразитного поглощения в полосе усиления. Ширина спектральной генерации в неселективном резонаторе составляет 20 нм.

2. В **матрице кристалла GSGG** примесный ион Nd^{3+} замещает редкоземельный ион Cr^{3+} , который имеет аналогичный ионный радиус. Важным преимуществом граната GSGG является то, что он допускает эффективную соактивацию ионом Cr^{3+} , который замещает имеющие примерно такие же размеры ионов Sc^{3+} или Ga^{3+} . Из-за достаточно короткого времени переноса энергии накачки (~17 мкс) почти вся энергия поглощения ионами Cr^{3+} переходит ионам Nd^{3+} . Это позволяет эффективно использовать зеленую и синюю области излучения лампы, что приводит к увеличению КПД накачки приблизительно в три раза. Принципиальное ограничение использования этого кристалла связано с проблемами распределения тепла, возникающими в активном элементе за счет поглощения в синей и фиолетовой областях спектра.

3. В **лазере на александрите** ($BeAl_2O_4:Cr^{3+}$) ионы Cr^{3+} замещают некоторые из ионов Al^{3+} от 0,04 до 0,12 ат. %. Накачка александрита осуществляется с помощью зеленой и синей полос поглощения, похожих на полосы рубина. Эффективное время жизни верхнего состояния составляет

приблизительно 200 мкс при $T = 300$ К, что соответствует аналогичной величине в кристалле $YAG:Nd^{3+}$. Поскольку спектральная ширина линии александрита по сравнению с $YAG:Nd^{3+}$ очень большая, максимальное сечение излучения приблизительно в 60 раз меньше, чем в кристалле $YAG:Nd^{3+}$. Однако эффективное сечение перехода увеличивается с ростом температуры и лучшие значения выходных параметров такого лазера получаются при температуре порядка 100 °С. Основные параметры лазера на александрите: 1) длительность импульса 50 нс; 2) длина волны излучения $\lambda = 700$ нм; 3) средняя мощность излучения порядка 100 Вт; 4) частота повторения импульсов 250 Гц, 5) КПД около 3,5 %.

5.2. Газовые лазеры

Газовые среды, являющиеся активным элементом газовых лазеров, имеют прозрачность от вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) до далекой инфракрасной (ИК) областей. Малая плотность газовых сред существенно облегчает достижение высокой монохроматичности и дифракционного предела расходимости лазерного излучения. В нормальных условиях ширина линий переходов в газовых средах определяется, в основном, доплеровским уширением, так как столкновительное уширение – довольно малая величина.

Поскольку ширина линии поглощения в газах мала, то возбуждение атомов и ионов, как правило, осуществляется с помощью электрического разряда. Кроме того, накачку некоторых газовых лазеров можно осуществить другими способами.

Инверсия населенностей между двумя энергетическими состояниями газовых сред может достигаться благодаря следующим процессам: 1) столкновениям возбужденной частицы с электроном, при которых возбужденная частица A^* передает свою энергию электрону $A^* + e \rightarrow A + e$; 2) столкновениям между атомами $A^* + B \rightarrow A + B + h\nu$; 3) столкновениям частицы со стенкой сосуда; 4) спонтанному излучению. При заданном значении тока электрического разряда все эти процессы возбуждения и релаксации приводят к установлению некоторого равновесного распределения населенности по энергетическим уровням. Инверсия населенностей между двумя энергетическими уровнями возникает при выполнении следующих

условий: 1) скорость возбуждения верхнего лазерного уровня больше нижнего; 2) скорость релаксации верхнего лазерного уровня меньше нижнего. Последнее условие необходимо для реализации непрерывного режима генерации. Если это условие не выполняется, то генерацию можно получить в импульсном режиме, если выполняется первое условие.

Важным свойством газов является то, что можно осуществить передачу энергии одного сорта газа другому газу при неупругом столкновении между ними. Такая передача более эффективна, чем более точно совпадают уровни сталкивающихся частиц. Передача возбуждения сопровождается выделением (или поглощением) кинетической энергии:



Здесь A – плотность частиц доноров энергии возбуждения; B – плотность акцепторов, звездочка (*) обозначает возбужденное состояние соответствующей частицы. Символ k , стоящий над стрелочками, обозначает константу скорости этой реакции $k = \langle \sigma v \rangle$. Процесс передачи энергии возбуждения будет более эффективным, когда дефицит энергии рассматриваемых состояний мал:

$$\Delta E \ll kT.$$

В этом случае процесс будет резонансным. Процесс передачи энергии описывается скоростным уравнением вида

$$\frac{dB^*}{dt} = -\frac{B^*}{\tau} + k(A^*B - B^*A), \quad (5.2)$$

где τ – некоторое эффективное время релаксации. Предполагая, что выполняется закон сохранения числа частиц $B + B^* = B_0$ и $A + A^* = A_0$ в стационарном случае ($B^* = 0$) легко получить

$$B^* = \frac{kA^*}{1/\tau + kA_0}. \quad (5.3)$$

При условии $kA^* \gg 1/\tau$ достигается уровень возбуждения акцепторов, максимально возможный при заданном уровне возбуждения доноров.

5.2.1. Гелий-неоновый лазер

Наиболее широко распространенным газовым лазером на инертных атомах является гелий-неоновый лазер. Генерация осуществляется на переходах атома неона, а гелий добавляется для существенного повышения эффективности накачки за счет резонансной передачи энергии возбуждения ($\text{He}^* + \text{Ne} \rightarrow \text{He} + \text{Ne}^*$). Упрощенная схема энергетических уровней гелия и неона приведена на рис. 5.3.

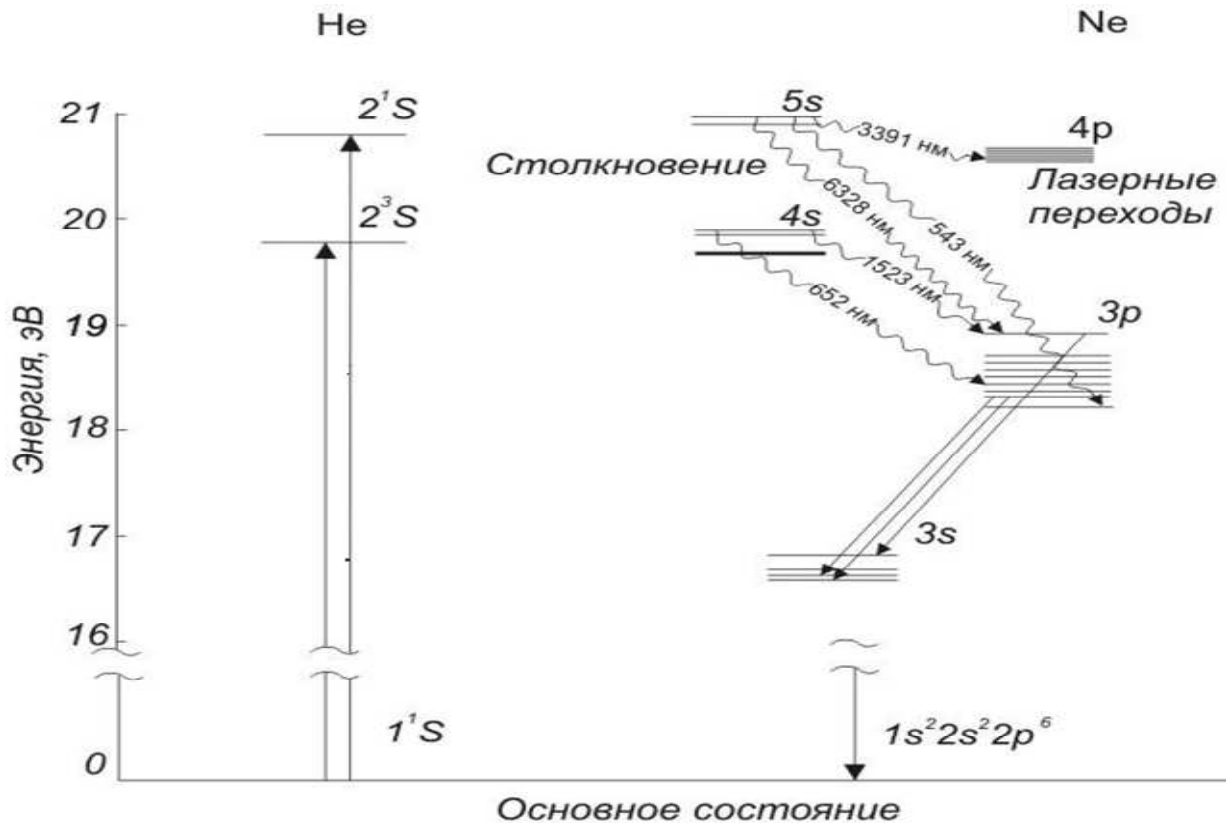


Рис. 5.3. Диаграмма энергетических уровней He и Ne

Поскольку метастабильные уровни 2^3S_1 и 2^1S_0 гелия близки к $4s$ и $5s$ уровням неона, а также учитывая тот факт, что переходы $S \rightarrow S$ запрещены, следовательно, создается благоприятное условие для резонансной передачи энергии накачки от возбужденного атома He к уровням $4s$ и $5s$ Ne. Время жизни метастабильных уровней 2^3S_1 и 2^1S_0 гелия составляет ~ 1 мс, поэтому они хорошо накапливают энергию, получаемую при возбуждении электронным ударом, и таким образом они подходят на роль верхнего

уровня лазерных переходов. Из правила отбора следует, что возможными переходами являются переходы в p -состояние, а поскольку время релаксации s -состояний (~ 100 нс) на порядок больше времени релаксации p -состояния (~ 10 нс), то согласно неравенству $\tau_1 < \tau_{21}$ работа гелий-неонового лазера может осуществляться в непрерывном режиме. Таким образом, для генерации гелий-неонового лазера роль верхних уровней выполняют $5s$ и $4s$, а нижними уровнями являются $3p$ и $4p$ уровни. Генерация может возникать на длинах волн $\lambda = 3\,391$ нм ($5s \rightarrow 4p$), $\lambda = 632,8$ нм ($5s \rightarrow 3p$), $\lambda = 1\,150$ нм ($2s_2 \rightarrow 2p_4$). Конкретный переход, на котором будет осуществляться генерация, определяется длиной волны, при которой коэффициент отражения многослойного диэлектрического зеркала достигает максимума. Конструктивно гелий-неоновый лазер изготавливают в форме стеклянной трубки с кольцеобразным анодом и большим катодом. На большей части длины трубки разряд заключен в капилляр, окруженный газовой смесью из гелия и неона. Если требуется поляризованное излучение, то во внутрь трубки устанавливается пластинка под углом Брюстера. Зеркала резонатора непосредственно впаяны в концы трубки. Специфическая особенность He-Ne-лазера состоит в том, что выходная мощность не увеличивается монотонно с током разряда, а достигает максимума и затем уменьшается. Поэтому каждый He-Ne-лазер снабжается строго индивидуальным источником питания. Кроме этого He-Ne-лазер имеет другие оптимальные параметры, а именно: 1) произведение полного давления газа p на диаметр трубки D должно быть $pD = 3,6\text{--}4,0$ (мм. рт. ст.)·мм; 2) оптимальный внутренний диаметр трубки ($d = 2$ мм); 3) выходная мощность излучения на длине волны $\lambda = 632,8$ нм ~ 10 мВт, и ~ 100 мВт для $\lambda = 3,39$ мкм при длине трубки 100 см; 4) оптимальное отношение давлений He/Ne должно быть 5 : 1 для $\lambda = 632,8$ нм и 9 : 1 для $\lambda = 1\,150$ нм. Верхние лазерные уровни длин волн $\lambda_1 = 3,39$ мкм и $\lambda_2 = 0,6328$ мкм совпадают, поэтому оптимальные условия разряда оказываются одинаковыми. Спектральная ширина линии для $\lambda_1 = 632,8$ нм составляет $\Delta\nu \approx 1,4$ ГГц, поэтому генерацию в одной продольной моде можно осуществить, используя короткий резонатор, у которого разность частот продольных мод $c/2L$ сравнима с $\Delta\nu$. Фактически это означает, что длина резонатора не должна превышать $L \leq 15\text{--}20$ см.

Основным недостатком He-Ne-лазера является его низкий КПД, который обусловлен тем, что каждый элементарный процесс накачки требует затраты энергии около 2 эВ, в то время как энергия лазерного фотона не превышает 2 эВ.

Срок службы He-Ne-лазера исчисляется годами, однако с течением времени в разряде происходит нарушение оптимального состава газа и уменьшение выходной мощности.

5.2.2. Аргоновый лазер

Аргоновый лазер относится к ионным лазерам, активными средами у которых являются ионизированные атомы. Энергетическая шкала ионизированных атомов в два раза шире по сравнению с нейтральными атомами. Результирующий эффективный заряд равен $2e$ вместо e для нейтральных атомов. Это приводит к тому, что ионные лазеры обычно работают в видимой и ультрафиолетовой области спектра.

Аргоновый лазер является основным представителем ионных газовых лазеров. Его упрощенная энергетическая схема участвующих в генерации приведена на рис. 5.4.

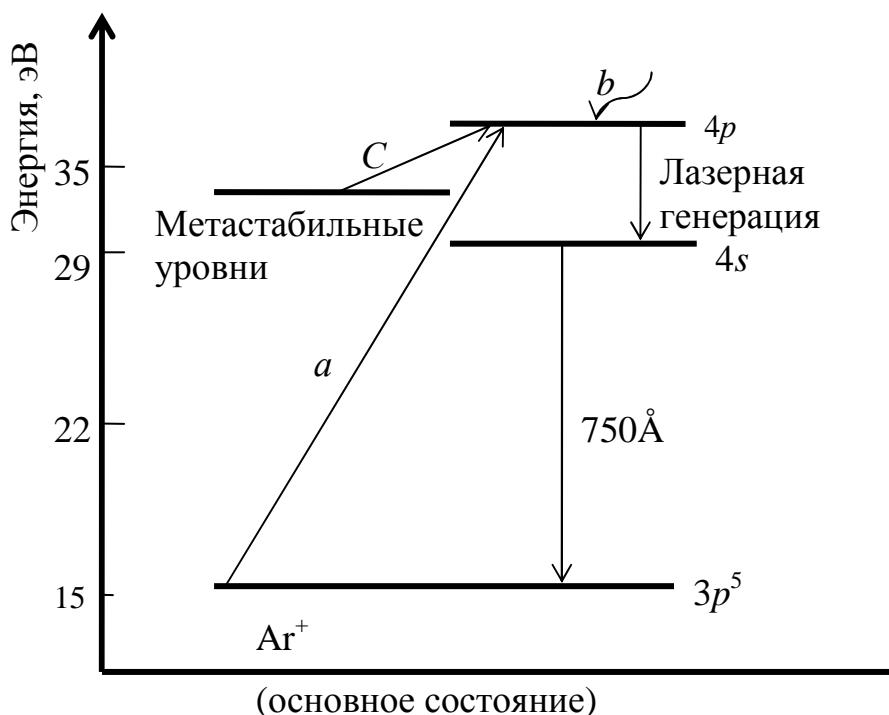


Рис. 5.4. Лазерные энергетические уровни иона Ar

Верхние лазерные уровни $4p$ и $4s$, состоящие из нескольких подуровней, время жизни которых составляет 10 нс, могут заселяться из основного состояния атома аргона как посредством одноступенчатого, так и двухступенчатого процесса. Одноступенчатый процесс возбуждения и ионизация Ar^+ происходит по схеме $e \rightarrow (\text{Ar}^+)^* + 2e$, а двухступенчатая ионизация происходит по схеме $\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$ с последующим возбуждением $\text{Ar}^+ + 2e \rightarrow (\text{Ar}^+)^* + e$. В импульсных лазерах преобладает одноступенчатый процесс, а в непрерывных лазерах инверсия достигается в двух- или многоступенчатых процессах.

Скорость накачки верхнего состояния ($4p$) в стационарных условиях может быть представлена в виде:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_p = k_2 N_e N_t - N_2 / \tau_2, \quad (5.4)$$

где N_e и N_t – плотности электронов и ионов в плазме; τ_2 – время жизни $4p$ состояния.

Аналогично можно составлять скоростное уравнение для состояния $4s$:

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_p = k_1 N_e N_t - N_1 / \tau_1. \quad (5.5)$$

В стационарном случае при непрерывной накачке:

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_p = \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_p = 0. \quad (5.6)$$

Выполнение уравнения (5.6) и требования $\tau_2 > \tau_1$ показывает, что

$$N_2 - N_1 = (k_2 \tau_2 - k_1 \tau_1) N_e N_t = I^2, \quad (5.7)$$

где $I = 10^5 \cdot P/V$ – объемная плотность мощности аргона. Это означает, что скорость накачки в стационарных условиях определяет мощность генерации, что хорошо согласуется с экспериментом.

Таким образом, ион Ar^+ , заброшенный в верхний уровень $4p$, может релаксировать на уровень $4s$ за время 10^{-8} с, что примерно в 10 раз короче времени перехода с уровня $4s$ на основной уровень. Из этого следует, что генерация в аргоновом лазере происходит между уровнями $4p \rightarrow 4s$. Так

как оба уровня имеют многочисленные подуровни, следовательно, генерацию можно ожидать на многих переходах между этими подуровнями, наиболее интенсивными из которых являются $\lambda_1 = 514,5$ нм и $\lambda_2 = 488$ нм.

Существенной особенностью аргонового лазера является то, что усиление аргонового лазера не зависит от диаметра газоразрядной трубки, поскольку заселение метастабильных уровней не приводит к уменьшению инверсии населенностей, а также то, что его выходная мощность быстро растет с увеличением тока разряда. Характерная спектральная ширина излучения аргонового лазера составляет несколько тысяч МГц, что позволяет получать сверхкороткие импульсы (~150 пс). Однако такая высокая спектральная ширина, обусловленная доплеровскими столкновениями, приводит к повышению температуры ионов до 3 000 К. Поэтому для изготовления газоразрядной трубки аргонового лазера применяют металлокерамическую конструкцию, обеспечивающую хорошую теплопроводность и ослабляющую эрозию вследствие высокой температуры ионов.

Основные технические параметры аргонового лазера, выпускаемые промышленностью: выходная мощность от 1 до 20 Вт, длина волны 514,5 нм или 488 нм, режим работы: импульсный и непрерывный, КПД $< 10^{-3}$, спектральная ширина излучения $\leq 3\,500$ МГц.

5.2.3. CO₂-лазер

Активной средой CO₂-лазера является молекулярная смесь газов CO₂, N₂ и He. В молекулярных газовых лазерах используются переходы между электронными, колебательными или вращательными энергетическими уровнями либо их комбинация, поэтому молекулярные лазеры можно разделить на три класса: 1) лазеры на колебательно-вращательных переходах одного и того же электронного уровня, генерирующие в среднем и дальнем ИК-диапазоне длин волн (2–300 мкм); 2) лазеры, использующие переходы между колебательными уровнями различных электронно-колебательных уровней и генерирующие в УФ-области длин волн (100–400 нм); 3) лазеры, использующие переходы между чисто вращательными уровнями одного и того же колебательного уровня, генерирующие в дальнем ИК-диапазоне длин волн (25 мкм–1 мм).

Генерацию в CO₂-лазере получают на переходе между двумя колебательными уровнями молекулы CO₂, а азот и гелий используют для повы-

шения КПД лазера. Упрощенная энергетическая схема основных электронных состояний молекулы CO_2 и азота приведена на рис. 5.4.

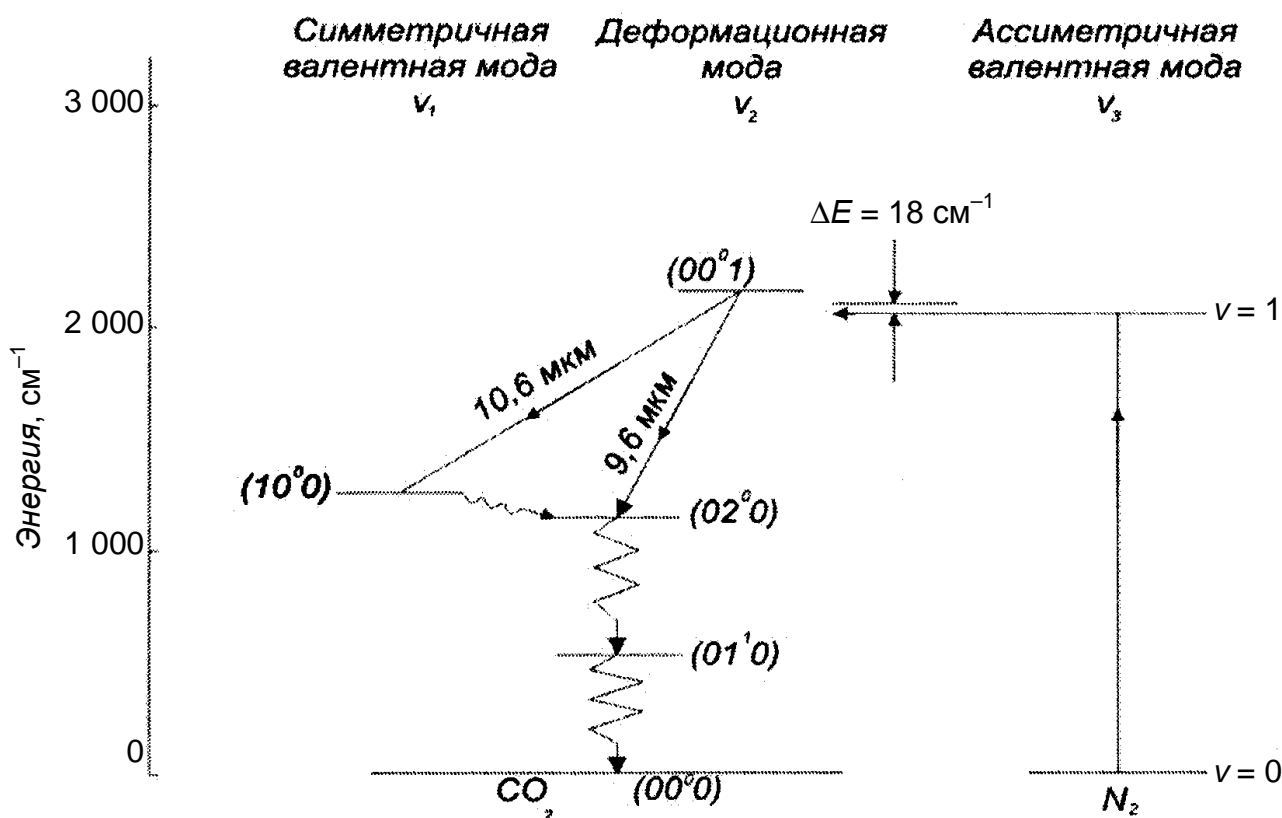


Рис. 5.5. Энергетическая схема колебательных уровней основного электронного состояния CO_2 и N_2

Молекула CO_2 обладает тремя невырожденными колебательными частотами, а именно: 1) симметричное валентное колебание; 2) деформационное колебание; 3) асимметричное валентное колебание. Поэтому колебание молекулы описывается тремя квантовыми числами n_1 , n_2 и n_3 , которые определяют число квантов в каждой колебательной моде. Например, уровень 01^10 соответствует колебанию деформационной моды. На рис. 5.6. приведена диаграмма фундаментальных мод колебаний молекулы CO_2 .

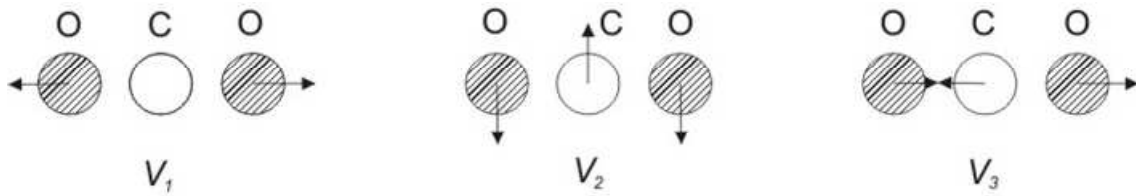


Рис. 5.6. Три фундаментальные моды колебаний CO₂:

v_1 – симметричная валентная мода; v_2 – деформационная мода;

v_3 – асимметричная валентная мода

Из трех типов колебаний моде 2 соответствует наименьшая постоянная упругости, так как колебания являются поперечными, следовательно, данный уровень обладает наименьшей энергией. Генерация происходит между уровнями $00^01 \rightarrow 10^00$ ($\lambda = 10,6$ мкм) и уровнями $00^01 \rightarrow 02^00$ ($\lambda = 9,6$ мкм).

Заселение уровня 00^01 осуществляется в результате следующих двух процессов: 1) столкновение с электронами $e + \text{CO}_2(00^00) \rightarrow e + \text{CO}_2(00^01)$, поскольку переход оптически разрешен, сечение столкновений его велико; 2) резонансная передача энергии от молекулы N₂. Вследствие того, что энергия первого колебательного уровня молекулы азота совпадает с колебательным уровнем 00^01 молекулы CO₂ ($\Delta E = 18 \text{ см}^{-1} \ll kT$), то этот процесс идет очень эффективно. Более высокие колебательные уровни азота находятся почти в резонансе ($\Delta E < kT$) с соответствующими колебательными уровнями молекулы CO₂ (вплоть до уровня 00^04), а скорость переходов возбужденных уровней 00^0n на 00^01 очень велика. Сечение возбуждения азота составляет $\sigma = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Скорость столкновительной передачи энергии возбуждения от N₂ к CO₂ составляет $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$.

Наряду с эффективной передачей энергии азота в верхнее энергетическое состояние CO₂, а также с учетом того, что оптически разрешены переходы $00^01 \rightarrow 10^00$, $00^01 \rightarrow 02^00$, $10^00 \rightarrow 01^00$ и $02^00 \rightarrow 01^00$, существует проблема, связанная с большим временем релаксации спонтанного излучения ($\tau_{\text{сп}} \sim 1 / \nu^3$). Релаксация различных указанных уровней в большей мере определяется столкновениями. Поэтому для разрешения этой проблемы осуществляется ввод в газовую смесь инертного газа гелия, столкновения с атомами которого эффективно опустошают уровень 00^01 молекулы CO₂ со скоростью $4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1} \text{ торр}^{-1}$. Например, если полное давление

смеси равно 15 мм рт. ст. (при парциальных давлениях $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$), время жизни верхнего лазерного уровня составляет $\tau_s = 0,4$ мс. Нижний лазерный уровень 10^00 генерационного перехода $00^01 \rightarrow 10^00$ имеет малое время релаксации в силу сильной связи с деформационным колебанием 02^00 и, тем самым, с колебанием 01^00 . Внутри одной колебательной моды столкновительный обмен энергией в силу малости дефицита энергии происходит очень быстро, практически за одно газокинетическое столкновение. Важное значение имеет также высокая теплопроводность гелия, способствующего поддержанию низкой температуры CO_2 за счет отвода теплоты к стенкам газоразрядной трубки. Низкая температура необходима для того, чтобы избежать заселения нижнего лазерного уровня за счет теплового возбуждения.

Таким образом, азот способствует заселению верхнего энергетического уровня CO_2 -лазера, а гелий – обеднению нижнего.

Конструктивно CO_2 -лазеры можно разделить на семь типов: 1) лазеры с медленной продольной прокачкой; 2) лазеры с быстрой продольной прокачкой; 3) отпаянные лазеры; 4) волноводные лазеры; 5) лазеры с поперечной прокачкой; 6) лазеры с поперечным возбуждением при атмосферном давлении (ТЕА-лазеры); 7) газодинамические лазеры. По многим рабочим параметрам эти лазеры сильно отличаются друг от друга, имея при этом высокий дифференциальный КПД (15–25 %), что является следствием большого квантового выхода (до 40 %) и очень высокоэффективного процесса накачки.

5.2.4. Другие газовые и жидкостные лазеры

В настоящее время в мире выпускается огромное количество разнообразных газовых и жидкостных лазеров с различными техническими параметрами. Длины волн излучений таких лазеров перекрывают весь оптический диапазон (от вакуумного УФ до дальнего ИК).

В этом разделе приводится краткое описание принципа действия и технические параметры наиболее применяемых газовых и жидкостных лазеров.

Реализация генерации в *СО-лазере* осуществляется на колебательно-вращательных уровнях $X^1\Sigma^+$ основного электронного состояния, которые представляются как эквидистантные энергетические уровни.

Главной привлекательностью такого лазера является то, что он генерирует на более короткой, чем CO_2 -лазер, длине волны (около 5 мкм), а также имеет высокую выходную мощность (до 100 кВт) при КПД – 70 %. Другая важная особенность молекул CO состоит в том, что скорость колебательно-колебательной релаксации существенно больше, чем колебательно-вращательной релаксации из-за ангармонической накачки. Вследствие этого населенность высоколежащих колебательных уровней не будет подчиняться больцмановскому распределению, что не дает получения полной инверсии населенностей, а выполняется частичная инверсия населенностей. Генерация, возникающая при частичной инверсии населенностей, называется каскадной генерацией. Процесс каскадного взаимодействия с очень низкой скоростью колебательно-вращательной релаксации приводит к тому, что большая часть колебательной энергии переходит в энергию выходного излучения лазера. Данное обстоятельство, а также высокая эффективность возбуждения обуславливают высокий КПД CO-лазера.

Генерация *азотного лазера* происходит на электронно-колебательных переходах между верхнем C^3P_u и нижнем B^3P_g уровнями при обеспечении накачки из основного состояния $\text{X}^1\Sigma^+$ на C^3P_u состояние. Поскольку состояния C^3P_u и B^3P_g являются триплетными, генерация может происходить на нескольких колебательно-вращательных переходах с разными интенсивностями, а именно: $v''(0) \rightarrow v'(0)$ ($\lambda = 337,1$ нм), $v''(1) \rightarrow v'(0)$ ($\lambda = 357,7$ нм) и $v''(0) \rightarrow v'(1)$ ($\lambda = 315,9$ нм). Наиболее интенсивная из них генерация на переходе $v''(0) \rightarrow v'(0)$ с длиной волны $\lambda = 337,1$ нм. Время жизни C^3P_u состояния равно 40 нс, тогда как время жизни B^3P_g – 10 мкс. Это означает, что не выполняется условие $\tau_1 < \tau_{21}$, следовательно, лазер не может работать в непрерывном режиме, а для устойчивой работы в импульсном режиме необходимо, чтобы длительность возбуждающих электрических импульсов было значительно меньше 40 нс. Поскольку время жизни нижнего уровня (B^3P_g) довольно большое, азотный лазер работает на самоограниченных переходах, имеет высокий коэффициент усиления и может работать без зеркал. Однако с целью уменьшения пороговой мощности и получения наименьшей расходимости излучения часто применяют резонаторные зеркала. При плотности мощности накачки 5 кВт/см^2 достигается мощность импульса генерации 1 МВт в импульсе длительностью 10 нс и частоте повторения импульсов до 100 Гц.

Экимерные лазеры представляют собой новый класс молекулярных лазеров, работающих на переходах между различными электронными состояниями, это означает, что излучения нужно ожидать в ВУФ- и УФ-областях спектра.

Экимерные молекулы – это молекулы, в которых атомы инертного газа (например, Ar, Kr, Xe) в возбужденном состоянии соединяется с атомом галогена (например F, Cl). Это означает, что основное состояние экимерных молекул либо чисто отталкивательное, либо имеет очень мелкую яму на кривой потенциальной энергии. При переходе из устойчиво возбужденного состояния в неустойчивое молекула распадается. Поэтому при достаточно низких температурах нижнее состояние экимерной молекулы не заселено и инверсия населенностей определяется населенностью только верхнего уровня. Основными представителями экимерных лазеров являются: ArF ($\lambda = 190$ нм), KrF ($\lambda = 248$ нм), XeF ($\lambda = 351$ нм) и XeCl ($\lambda = 309$ нм).

Идентифицировано четыре различных механизма возбуждения экимерных молекул: реакция ассоциации ($R^* + 2R \rightarrow R_2^* + R$), гарпунные реакции ($R^* + F_2 \rightarrow RF + F$), ион-ионная рекомбинация ($R_2^+ + F^- \rightarrow RF^* + R$), фотодиссоциация ($RF_2 + h\omega \rightarrow RF^* + F$). Тушение возбужденных состояний имеет место как в двух-, так и трехчастичных процессах.

Экимерные лазеры на галогенидах инертных газов обычно накачиваются электрическим разрядом. Поскольку время жизни верхнего уровня сравнительно невелико, а также чтобы избежать образования дуги, необходимо обеспечить быструю накачку за время ≤ 20 нс. При мощности экимерных лазеров 100 Вт и частоте повторения импульсов 500 Гц КПД достигается до 10 %.

Активная среда **жидкостных лазеров** представляет собой растворы соединений органических красителей в жидком растворителе. Лазерные красители можно разделить на следующие классы: 1) полиметиновые красители, генерирующие в ИК области (0,7–1,5 мкм); 2) ксантеновые красители – область генерации 500–700 нм; 3) кумариновые красители – область генерации 400–500 нм; 4) сцинтилляторные красители, генерирующие в УФ-диапазоне $\lambda < 400$ нм. Спектрально-люминесцентные свойства лазеров на красителях определяются структурой красителя и его взаимодействием с растворителем, а генерация осуществляется на электронно-

колебательных переходах, имеющих широкие полосы поглощения (до 100 см^{-1}). Особым удобством жидкостных лазеров является то, что легко обеспечивается высокое оптическое качество активной среды и охлаждение путем ее прокачки. Кроме того, жидкость способна самовосстанавливаться, в отличие от твердотельных активных сред. Лазеры на красителях имеют большой коэффициент усиления, по сравнению с твердотельными лазерами, поскольку размеры молекул красителей намного больше размера ионов в кристаллах.

На рис. 5.7 приведена энергетическая диаграмма, типичная для красителей в растворе. Каждое электронное состояние состоит из серии колебательных и вращательных уровней. Расстояние между колебательными уровнями составляет $1\,400\text{--}1\,700 \text{ см}^{-1}$, а между вращательными уровнями – на два порядка меньше. Существенной особенностью спектров красителей в растворах является то, что в них имеются синглетные и триплетные состояния.

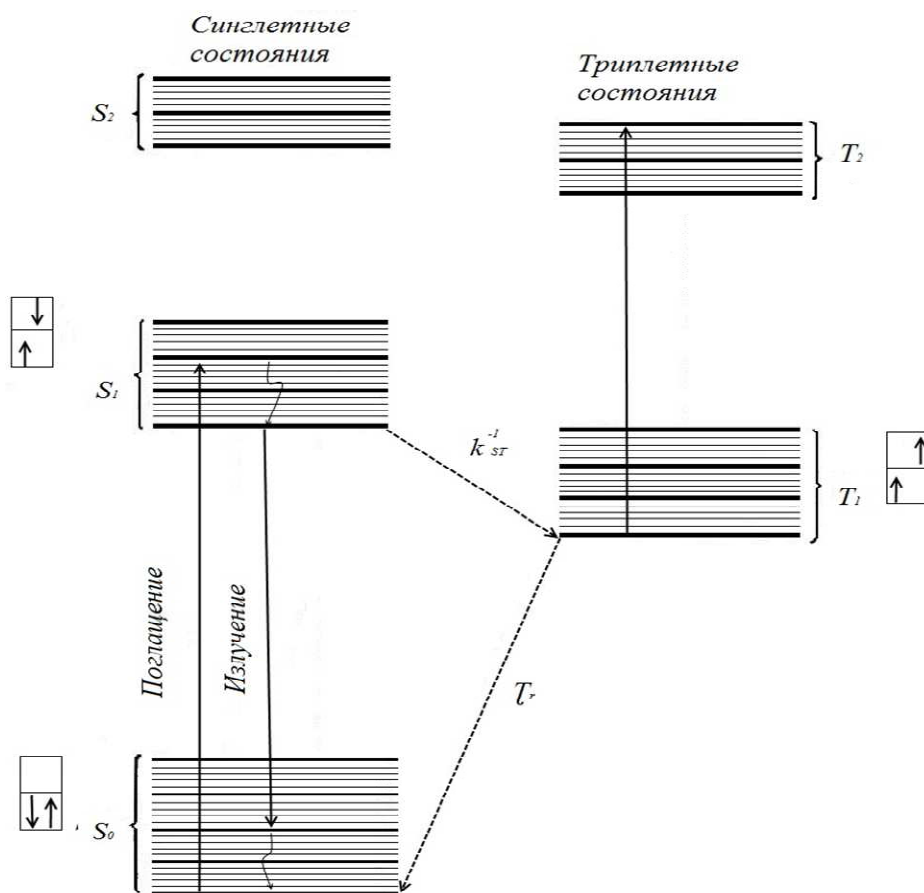


Рис. 5.7. Типичные энергетические уровни красителей в растворе (синглетные и триплетные состояния приведены отдельно)

Под действием внешнего излучения молекула красителя переходит из основного состояния S_0 на один из колебательных уровней возбужденного состояния S_1 . За очень короткое время (~ 1 нс) молекула релаксирует на самый нижний колебательный уровень состояния S_1 . С этого уровня вследствие спонтанного излучения она переходит на высокорасположенный колебательный уровень основного состояния S_0 и затем совершает безызлучательный переход на самый нижний колебательный уровень состояния S_0 . Однако существует множество безызлучательных релаксационных процессов, которые могут конкурировать с излучением света и снижать выход флуоресценции. Эти безызлучательные процессы можно разделить на внутреннюю конверсию ($S_1 \rightarrow S_0$) и интеркомбинационную конверсию (синглет-триплетная конверсия $S_1 \rightarrow T_1$). Вследствие большого времени жизни ($\sim 10^{-3}$ с) триплетного состояния, поскольку радиационный переход $T_1 \rightarrow S_0$ запрещен, молекулы красителя в течение процесса накачки накапливаются в триплетном состоянии T_1 . Излучение возникает на запрещенном переходе $T_1 \rightarrow S_0$ с типичной спектральной шириной полосы красителя 30–50 нм.

Лазеры на красителе могут работать как в импульсном, так и в непрерывном режиме. Оптическая схема импульсного лазера на красителе приведена на рис. 5.8.

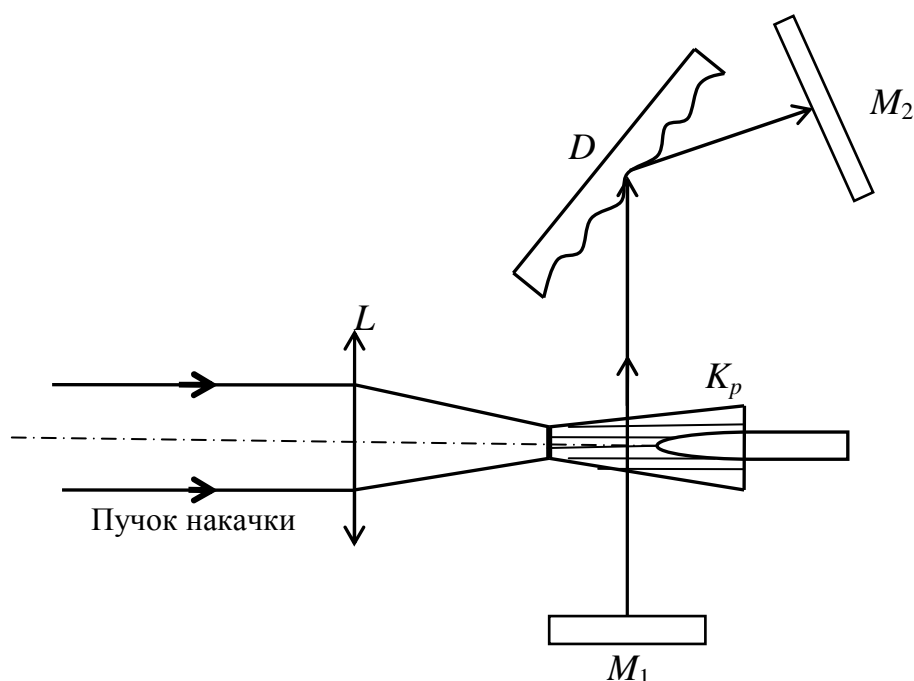


Рис. 5.8. Оптическая схема лазера на красителе с поперечной накачкой:

L – фокусирующая линза; M_1 и M_2 – зеркала резонатора;

D – дифракционная решетка; K_p – кювета с красителем

Такая схема позволяет плавно перестраивать длину волны излучения в пределах полосы излучения красителя. Для этого поворотом выходного зеркала M_2 достигается резонансная настройка частоты выходного излучения, при этом спектральная ширина составляет от 0,01 до 0,02 нм. С другой стороны, лазеры на красителях могут работать в режиме импульсов сверхкороткой длительности (до 25 фс). КПД жидкостных лазеров с накачкой в видимом диапазоне достигает 40 %.

5.3. Полупроводниковые лазеры

В классической физике лазеров рассматриваются активные среды, характеризующиеся наличием относительно узких дискретных энергетических уровней. Инверсия населенностей в этом случае создается между верхним дискретным и нижележащими энергетическими уровнями. Отличительной особенностью полупроводниковых лазеров является инверсия на переходах между состояниями в широких электронных энергетических зонах полупроводникового кристалла. В этом случае нельзя использовать волновую функцию отдельного атома, так как она определяется кристаллом в целом. Энергетическая схема уровней и переходы между ними, на которых основан принцип действия полупроводникового лазера, приведена на рис. 5.9.

Энергетическую диаграмму полупроводников можно представить в виде зонной структуры. Валентная зона, которая при температуре 0 К заполнена полностью, отделена от пустой зоны проводимости запрещенной зоной (рис. 5.9, *а*). Под действием внешнего поля (например, энергии накачки) электроны переходят в зону проводимости. Внутри этой зоны электроны за очень короткое время ($\sim 10^{-13}$ с) переходят на ее самый нижний уровень, а все электроны вблизи максимума валентной зоны также перейдут на самые нижние из незанятых уровней, оставляя верхнюю часть свободными, т. е. заполненными «дырками». Таким образом, между валентной зоной и зоной проводимости возникает инверсия населенностей (рис. 5.9, *б*). При переходе электронов из зоны проводимости в валентную зону (рекомбинация) испускается фотон. Если такой полупроводник поместить в резонатор и обеспечить определенное пороговое условие, то вынужденное рекомбинационное излучение приведет к лазерной генерации в полупроводнике.

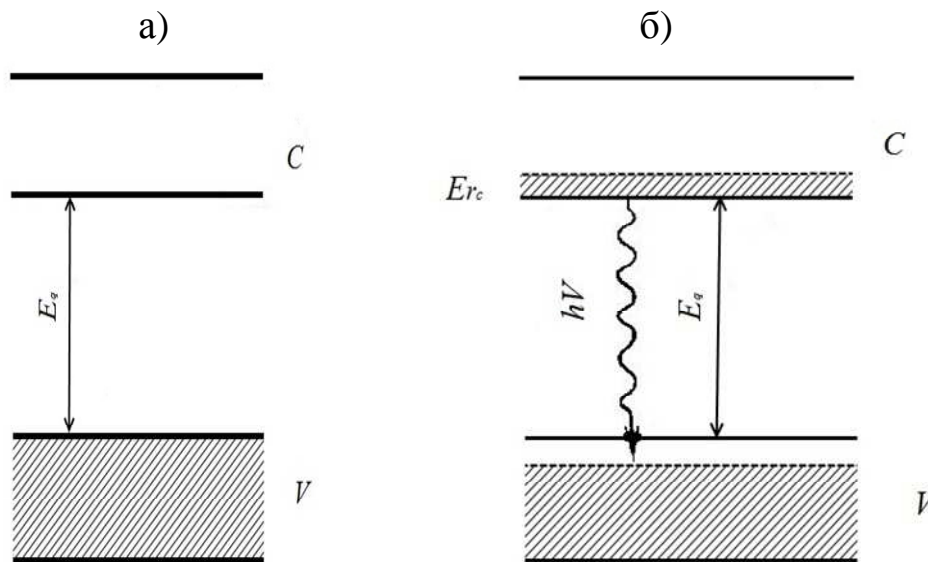


Рис. 5.9. Схема энергетических уровней и переходов в полупроводниках:
 а) валентная зона V заполнена полностью, зона проводимости C пуста;
 б) между зоной проводимости и валентной зоной возникает инверсия населенностей

Полупроводниковые лазеры по способу накачки можно разделить на четыре типа: 1) инжекционные, с накачкой электрическим током; 2) лазеры с оптической накачкой; 3) лазеры с электронной накачкой пучком быстрых электронов; 4) лазеры с накачкой пробоем в электрическом поле.

Важным отличием инжекционных лазеров является электропроводность полупроводника, позволяющая осуществлять накачку электрическим током и тем самым непосредственно преобразовать электрическую энергию в лазерное излучение.

С практической точки зрения наиболее существенны следующие достоинства инжекционных лазеров:

- 1) компактность, обусловленная гигантским коэффициентом усиления ($\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$) в полупроводниках;
- 2) большой КПД (до 70 %), обусловленный высокой эффективностью преобразования подводимой электрической энергии в лазерное излучение;
- 3) широкий диапазон длин волн генерации от 0,3 до 30 мкм, обусловленный шириной запрещенной зоны полупроводникового материала;

4) возможность плавной перестройки генерации, связанная с зависимостью спектрально-оптических свойств полупроводника от температуры, давления и магнитного поля;

5) малоинерционность, обусловленная малостью времени релаксации, приводящая к возможности модуляции излучения изменением тока накачки с частотами, достигающими 10 ГГц;

б) простота конструкции, связанная с возможностью накачки постоянным током.

Для получения инжекционных лазеров требуется высокосовершенная технология выращивания и легирования. Однако для оптической накачки достаточно пользоваться однородными образцами *p*- и *n*-типа, слабо и сильно легированными проводниками. При этом вначале энергия внешнего оптического излучения преобразуется в энергию различных возбужденных состояний кристалла, а затем некоторая ее часть снова возвращается в лазерное излучение. Эффективность этих процессов определяется как характеристиками света накачки, так и свойствами полупроводника.

При накачке пучком быстрых электронов в полупроводнике образуются неравновесные носители тока за счет многоступенчатой ионизации. Накачка быстрыми электронами позволяет получить генерацию в широкозонных полупроводниках с длиной волны короче 0,6 мкм, где инжекционные лазеры не работают.

Наряду с наибольшим КПД (около 70 %) полупроводниковые лазеры обладают также и высоким спектральным разрешением. На рис. 5.10 приведена типичный спектр излучения полупроводникового лазера.

Согласно формуле $L = m\lambda_0/2n$ длина резонатора должна содержать целое число полуволен, распространяющихся в активной среде полупроводника. Здесь m – целое число, n – показатель преломления активной среды. Из этой формулы можно вычислить спектральную ширину между соседними линиями $\Delta\lambda = \lambda^2/2Ln$. Для кристалла GaAs ($\lambda = 0,85$ мкм), получаем $\Delta\lambda = 3,9\text{\AA}$.

Таким образом, благодаря своим высоким КПД и спектральным характеристикам полупроводниковые лазеры находят широкое применение в различных областях науки и техники.

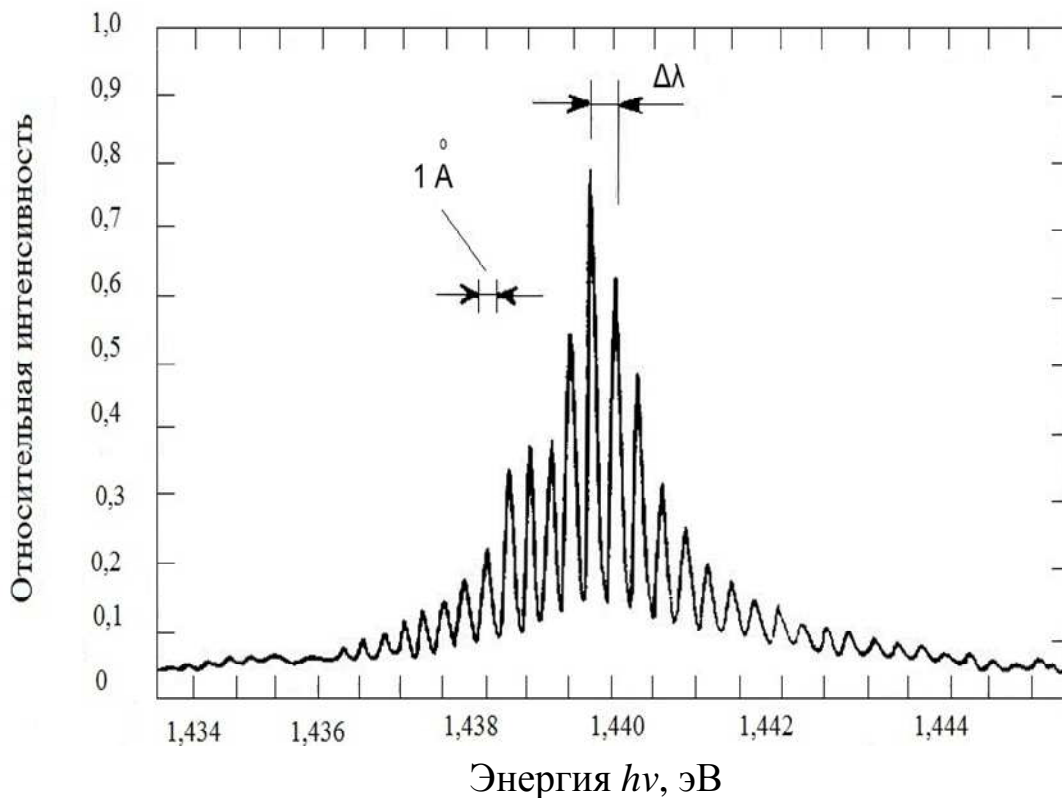


Рис. 5.10. Типичный спектр излучения полупроводникового лазера

5.4. Лазеры на свободных электронах

Под лазерами на свободных электронах (ЛСЭ) обычно понимают устройства, в которых происходит усиление или генерация когерентного электромагнитного излучения пучком релятивистских свободных электронов. В этом лазере электронный пучок, совершающий поступательное движение со скоростью, близкой к скорости света, находится в магнитном поле периодической структуры. Процесс вынужденного излучения происходит за счет взаимодействия электромагнитного поля лазерного пучка с релятивистскими электронами, движущимися в периодическом магнитном поле (в ондуляторе). Благодаря использованию релятивистских эффектов возможна генерация коротковолнового излучения в макроскопических системах. В случае ондуляторной накачки (рис 5.11) длина волны генерируемого излучения ЛСЭ будет составлять $\lambda_g = \Lambda_0/2\gamma^2$, где Λ_0 – период ондулятора, $\gamma^2 = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивистский фактор электронного пучка, обусловленный продольной скоростью частиц пучка. При $\Lambda_0 = 1$ см, $\gamma^2 = 10^2$ имеем $\lambda_g = 10^{-4}$ см, что соответствует оптической области спектра.

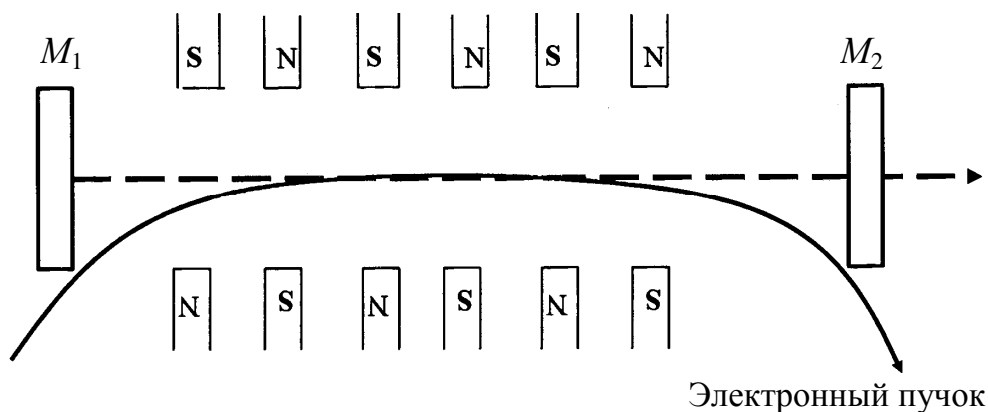


Рис. 5.11. Оптическая схема лазера на свободных электронах с магнитным ондулятором: M_1 , M_2 – зеркала резонатора

Важная особенность ЛСЭ заключается в том, что при изменении его макроскопических параметров, а именно энергии электронного пучка и периода магнитного поля накачки, появляется возможность плавной перестройки длины волны излучения ЛСЭ в диапазоне 5–50 мкм. При характерной длине ондулятора в несколько метров и пространственном периоде магнитного поля 1–3 см относительная однородная ширина линии усиления составляет $\Delta\nu_0/\nu_0 = 5 \cdot 10^{-3} - 10^{-4}$. Максимальный КПД, определяемый как отношение максимальной энергии, отдаваемой лазерному пучку, к начальной энергии электронов примерно равен $\Delta\nu_0/\nu_0$. Повышения КПД можно добиться двумя путями: 1) уменьшением периода магнита вдоль электронного пучка; 2) возвращением выходящих из резонатора пучка электронов обратно в резонатор.

Наиболее привлекательные свойства ЛСЭ: 1) возможность широкой перестройки частоты излучения; 2) высокое качество лазерного пучка, близкое к дифракционному; 3) высокая мощность генерации ~200 кВт. Однако ЛСЭ принципиально являются громоздкими и дорогими установками.

5.5. Рентгеновские лазеры

Рентгеновские лазеры представляют собой лазеры, длина волны излучения которых короче $\lambda < 100$ нм.

Существенным препятствием получения генерации в рентгеновском диапазоне являются следующие принципиальные факторы: 1) вследствие сильного фотоэлектрического поглощения всякое холодное вещество имеет очень низкую прозрачность во всем рентгеновском диапазоне. Полностью прозрачным является только высокотемпературная ионизированная плазма; 2) вследствие чрезвычайно короткого времени жизни возбужденного состояния и очень больших энергий переходов, участвующих в лазерной генерации, для создания инверсии населенностей требуются очень высокие мощности накачки; 3) в рентгеновских лазерах практически невозможно использование внешних зеркал резонатора, поскольку все вещества обладают очень низкой отражательной способностью при $\lambda < 100$ нм; 4) время жизни одного прохода в виртуальном резонаторе ($\tau \geq 10^{-9}$ с) значительно превышает время жизни рентгеновского перехода ($\tau = 10^{-15}$ с).

Таким образом, реалистическая оценка показывает, что для создания рентгеновского лазера средней мощности и эффективности необходима мощность накачки $\sim 10^{12}$ Вт. Такой лазер может работать без внешних зеркал в режиме усиления спонтанного излучения (УСИ).

К настоящему времени получено вынужденное излучение в рентгеновском диапазоне на длинах волн $\lambda_1 = 20,63$ нм и $\lambda_2 = 20,96$ нм, при накачке высокоинтенсивного излучения второй гармоники YAG:Nd³⁺-лазера. Пучок фокусируется в узкую линию ($d \approx 200$ мкм, $l = 1,2$ см) на тонкую (75 нм) полосу селена. Благодаря высокой интенсивности излучения накачки ($\sim 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²) фольга взрывается и возникает плазма цилиндра диаметром $d \approx 200$ мкм. Особенностью этой плазмы является то, что получается 24-кратно ионизированный селен, который, как и нейтральный неон, имеет устойчивую электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6$. Вынужденное излучение происходит между уровнями $2p^5 3p \rightarrow 2p^5 3s$. Благодаря значительно большему заряду ядра селена по сравнению с неоном эти переходы попадают в область мягкого рентгена. Инверсия населенностей достигается благодаря тому, что время жизни перехода $2p^5 3s$ в основное состояние намного меньше времени жизни $3p$ -состояния. Вследствие УСИ наблюдалось сильное продольное излучение в мягком рентгеновском диапазоне. Однако выходная энергия рентгеновского излучения составляла незначительную долю ($\sim 10^{-10}$) энергии накачки.

5.6. 5.6. Основные технические параметры лазеров

В заключение данного раздела в табл. 5.2 приведены основные параметры наиболее применяемых лазеров.

Таблица 5.2

Основные технические параметры современных лазеров

№ п/п	Тип лазера	Режим работы	Длина волны (нм)	Средняя мощность (Вт)	Пиковая мощность (Вт)	Длит. им-пульса. (нс)	КПД %
1	Рубин	имп.	694,3	1	$10-10^4$	≤ 10	$< 0,1$
2	YAG:Nd ³⁺	непр.	1 064	200	–	–	1–3
3	YAG:Nd ³⁺	имп.	1 064	1 000	10	5 000	1–3
4	YAG:Nd ³⁺	имп.	1 064	10	$2 \cdot 10^4$	10–20	1–3
5	He-Ne	непр.	632,8	$10^{-3}-10^{-2}$	–	–	$< 0,1$
6	Cu	имп.	510,5	40	100	20–40	1–2
7	Ar ⁺	непр.	514,5	10–150	–	–	$< 0,1$
8	He-Cd	непр.	325	0,1	–	–	–
9	He-Cd	непр.	441,6	0,1	–	–	–
10	CO ₂	непр.	10 600	$(1-50) \cdot 10^3$	–	–	10–20
11	CO ₂	имп.	10 600	10^3	10^4	100–500	10
12	N ₂	имп.	337,1	0,1	10^3	10	$< 0,1$
13	HF	имп.	2 600–300	10^4-10^6	10^3	–	–
14	GaAs	непр.	850	1	–	–	40
15	ЛСЭ	непр.	мм – синяя область	до 100	–	–	1–10

Перечень лазеров, перечисленных в табл. 5.2, представляет незначительную часть действующих в настоящее время лазеров. Поэтому на рис. 5.11 приведены диапазоны длин волн, перекрываемые существующими лазерами.

На рис 5.12 видно, что лазеры могут перекрывать весьма широкий диапазон длин волн (от 0,1 мкм до 1 мм). Выходная мощность излучения лазеров от нескольких милливатт до нескольких мегаватт в непрерывном режиме и до 100 ТВт в импульсных лазерах. Длительность импульса лазерного излучения можно получить от 10^{-3} до 10^{-15} с. Линейные размеры резонаторов изменяются от 10^{-6} до 10^3 м.

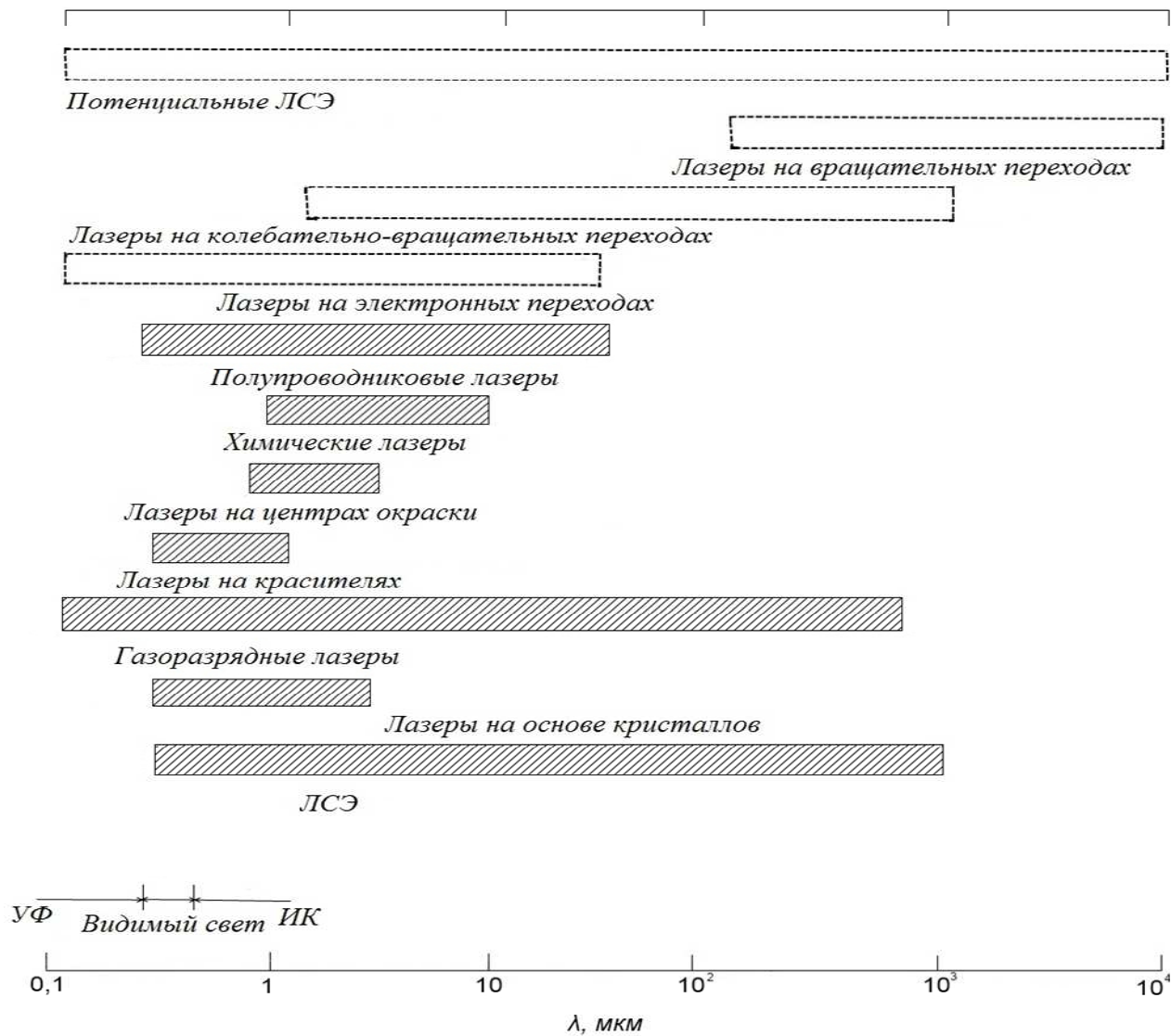


Рис. 5.12. Диапазон длин волн, перекрываемые действующими лазерами

6. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

6.1. Общие сведения

Исследование параметров лазерного излучения, а также его практическое использование требует некоторых преобразований лазерного пучка. Различают четыре способа преобразования лазерного пучка: 1) пространственное преобразование, при котором происходит изменение пространственного распределения интенсивности лазерного излучения (например, пучок может быть сфокусирован или расширен); 2) амплитудное преобразование – при прохождении светового луча через усилительную систему происходит изменение амплитуды световой волны; 3) при прохождении интенсивного лазерного излучения через нелинейно-оптическую среду происходит преобразование его длины волны или частоты, называемое частотным преобразованием; 4) временное преобразование, которое достигается с помощью электрооптического, акустооптического модуляторов или других систем сжатия, позволяющих значительно сократить длительность лазерного импульса.

Из четырех видов преобразования рассмотрим только временное преобразование, поскольку преобразование частоты излучения (или длины волны) позволяет создавать лазеры с разностной и суммарной частотой, в частности, перестраиваемые параметрические лазеры и генерацию второй, третьей, четвертой и т. д. гармоник.

Рассмотрим взаимодействие внешнего интенсивного электромагнитного поля с нелинейно-оптической средой. Интенсивное внешнее поле в среде может вызывать следующие эффекты: 1) смещение электронных оболочек атомов относительно ядер, в результате чего атомы приобретают электрический дипольный момент, называемый электронной поляризацией; 2) относительные смещения положительных и отрицательных ионов, приводящее к ионной поляризации; 3) если в среде имеются постоянные диполи, то может наблюдаться ориентационная (вращательная) поляризация, обусловленная поворотом диполей по направлению поля [13].

Время установления электронной поляризации порядка 10^{-15} – 10^{-14} с, ионной поляризации – 10^{-13} – 10^{-11} с и ориентационной поляризации 10^{-10} с. Если внешним поляризующим полем является интенсивное лазерное излучение, распространяющееся в нелинейном кристалле, то ориентационная и ионная поляризации несущественны. Основную роль в оптическом диапазоне играет электронная поляризация.

При распространении в нелинейно-оптической среде мощной световой волны

$$E_H = A_H \cos(\omega_H t - k_H z) \quad (6.1)$$

в среде с поляризацией P , которая зависит от квадрата поля E^2 , в соответствии с формулой

$$P_H = \alpha E + \chi E^2 + \dots \quad (6.2)$$

возникает переменный дипольный момент, совпадающий с частотой падающего поля, где α – линейная оптическая восприимчивость; χ – нелинейная восприимчивость второго порядка. При разложении наведенной поляризации на линейную и нелинейную составляющие формулу (6.2) можно переписать в виде:

$$P_H = P(E) = P_L + P_{нл}, \quad (6.3)$$

где P_H – наведенная поляризация внешнего поля; P_L и $P_{нл}$ – линейная и нелинейная составляющие поляризации нелинейной среды соответственно.

Компоненты вектора P_i^L связаны с компонентами напряженностей электрического поля E_k и тензором линейной восприимчивости α_{ik} соотношением

$$P_i^L = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k. \quad (6.4)$$

При больших интенсивностях внешнего светового поля вклад нелинейной составляющей поляризации становится квадратичным:

$$P_i^{нл} = g \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \chi_{ijk} E_k E_j, \quad (6.5)$$

где χ_{ijk} – тензор квадратичной нелинейной восприимчивости; g – число возможных перестановок частот (кратность вырождения).

Наведенные элементарные диполи, в свою очередь, генерируют электромагнитное излучение, которое содержит компоненты на комбинационных частотах. Нелинейная среда становится источником излучения на данных частотах.

В результате нелинейного взаимодействия мощной волны накачки

$$E_H(r, t) = \frac{1}{2} e_H \{ A_H(r, t) \exp[i(\omega_H t - k_H r)] + \text{к.с.} \} \quad (6.6)$$

с диполями нелинейной среды возникают две слабые световые волны:

$$E_1(r, t) = \frac{1}{2} e_1 \{ A_1(r, t) \exp[i(\omega_1 t - k_1 r)] + \text{к.с.} \}; \quad (6.7)$$

$$E_2(r, t) = \frac{1}{2} e_2 \{ A_2(r, t) \exp[i(\omega_2 t - k_2 r)] + \text{к.с.} \}, \quad (6.8)$$

где e_i – единичный вектор поляризации; $A(r, t)$ – амплитуда световой волны; *к.с.* – комплексные сопряженные слагаемые. Однако микроскопические парциальные волны, генерируемые атомами или молекулами, находящимися в различных точках (x, y, z) нелинейной среды, могут дать макроскопическую волну значительной интенсивности только в том случае, если фазовые скорости падающих, индуцирующих волн и волн поляризации соответствующим образом синхронизированы. Это условие фазового синхронизма можно записать так:

$$k_H(\omega_1 \pm \omega_2) = k(\omega_1) \pm k(\omega_2). \quad (6.9)$$

Это есть закон сохранения импульса для трех фотонов, участвующих в процессе смещения. Физический смысл условия фазового синхронизма (6.9) состоит в пространственном резонансе взаимодействующих световых волн. Эффективность генерации суммарной или разностной частоты достигает максимального значения при коллинеарном распространении всех трех волн $k_H \uparrow\uparrow k_1 \uparrow\uparrow k_2$, тогда

$$\omega_H = \omega_1 \pm \omega_2, \quad (6.10)$$

и взаимодействие приводит к усилению составных частот за счет перекачки в них части энергии волны накачки. Формула (6.10) определяет условие

эффективного трехчастотного параметрического взаимодействия, а формула (6.9) – условие фазового синхронизма. Интенсивность поля излучения на выходе нелинейной среды на частотах ω_1 и ω_2 существенно определяется интенсивностью излучения накачки, а также фазовыми соотношениями волн накачки и генерации.

Предположим, что интенсивная когерентная световая волна (волна накачки) распространяется через одноосный нелинейный кристалл с показателями преломления n_o и n_e для обыкновенной и необыкновенной волн. Неупругое взаимодействие мощного светового поля с нелинейной средой, в которой при нормальных условиях всегда существуют температурные или квантовые флуктуации, приводит к возникновению рассеянного излучения с разностной или суммарной частотой, отличной от частоты внешнего поля. При определенных направлениях ввода излучения накачки в нелинейную среду в ней образуются источники переизлучения световых волн на частотах, меньших (или больших), чем частоты накачки. Возникшие лучи являются когерентными и распространяются в направлении частоты накачки.

На рис. 6.1 приведена схема возникновения этих частот в нелинейной диэлектрической среде.

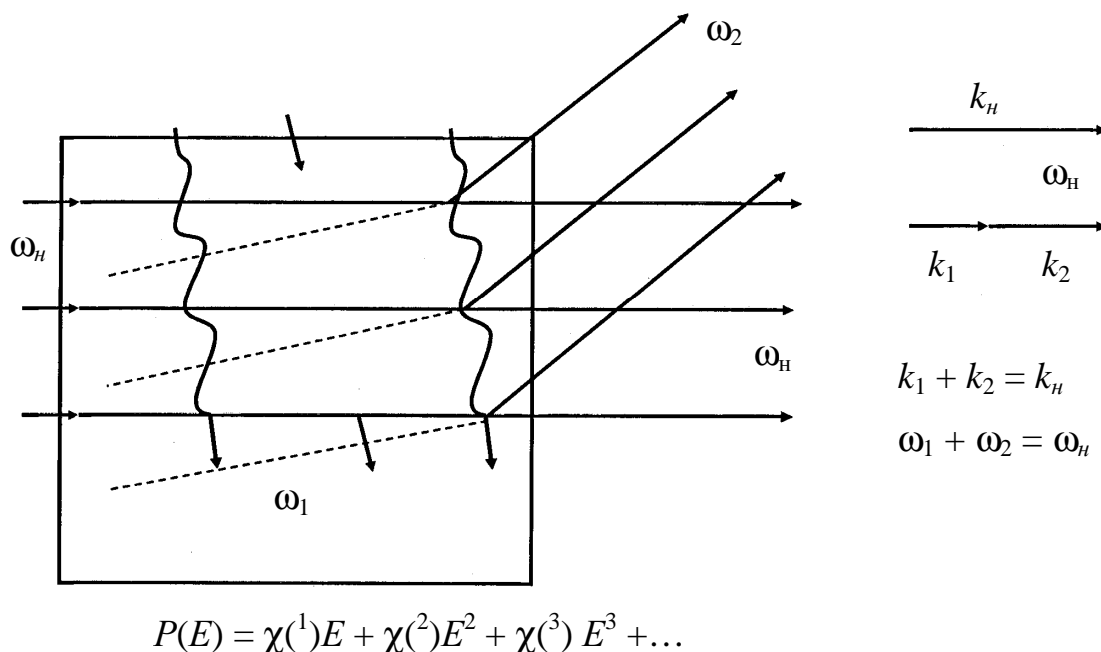


Рис. 6.1. Когерентное рассеяние света: ω_H , ω_1 и ω_2 – частоты накачки и составные частоты, соответственно

Полагаем, что частоты и волновые векторы трех рассматриваемых когерентных волн удовлетворяют условиям (6.9) и (6.10).

Таким образом, если условие синхронизма выполнено, то энергия волны накачки передается составным волнам и процесс параметрического преобразования частоты может рассматриваться как процесс рассеяния света на свету в нелинейной среде. Рассмотрим конкретные примеры.

6.2. Генерация второй гармоники

Частным случаем генерации суммарных частот является равенство составных частот $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, тогда из уравнения (6.10) получим $\omega_n = 2\omega_1$, которое является генерацией второй гармоники (ГВГ). Условие фазового синхронизма (6.9) для получения генерации второй гармоники в нелинейных средах (кристаллах) преобразуется в виде:

$$k(2\omega) = 2k(\omega) \rightarrow v_{фаз.}(2\omega) = v_{фаз.}(\omega). \quad (6.11)$$

Из выражения (6.11) следует, что фазовые скорости падающей волны и волны гармоники должны быть равны. Этого можно достичь для определенных углов θ относительно оптической оси, если в этом направлении показатель преломления $n_e(2\omega)$ для необыкновенной волны (которая в данном случае является волной второй гармоники) равен показателю преломления $n_o(\omega)$ для обыкновенной волны (в данном случае основной волны). В одноосных кристаллах индикатриса показателя преломления $n_o(\omega)$ обыкновенной волны представляется как сфера, а необыкновенной волны $n_e(2\omega)$ – эллипсоид вращения вокруг оптической оси кристалла (рис. 6.2).

Показатель преломления обыкновенной волны $n_o(\omega)$ не зависит от направления волнового вектора, а показатель преломления $n_e(2\omega)$ необыкновенной волны зависит угла θ между направлением волнового вектора и оптической осью кристалла. Вектор E обыкновенной волны перпендикулярен к плоскости угла θ , а вектор необыкновенной волны лежит в указанной плоскости. Кристалл, для которого соблюдается неравенство $n_o > n_e$, называется отрицательным, а при выполнении условия $n_o < n_e$ – положительным.

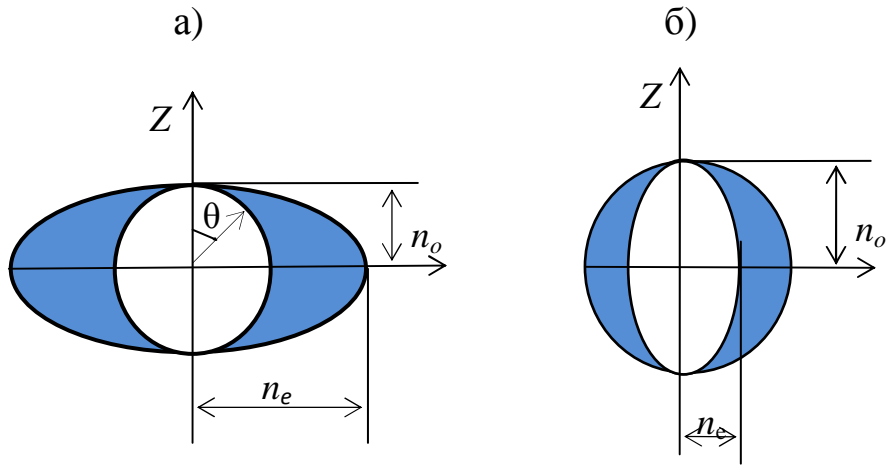


Рис. 6.2. Сечение индикатрис показателя преломления плоскостью, проходящей через оптическую ось Z : а) в положительном одноосном кристалле ($n_o < n_e$); б) в отрицательном одноосном кристалле ($n_o > n_e$)

Если падающая волна распространяется в кристалле в направлении под углом θ , локальные вклады $P(2\omega, r)$ в поляризацию будут складываться в фазе, и может развиваться макроскопическая волна второй гармоники с частотой 2ω . Направление поляризации этой волны второй гармоники перпендикулярно направлению поляризации основной волны. Эффективное преобразование достигается для $\theta = 90^\circ$, при котором оба пучка – основной и второй гармоники – распространяются по кристаллу коллинеарно. Тогда интенсивность $I = (nc\varepsilon_0/2)|E|^2$ волны второй гармоники вычисляется из выражения:

$$I(2\omega) = I^2(\omega) \frac{2\omega^2 |\chi|^2 L^2 \sin^2(\Delta kL)}{n^3 c^2 \varepsilon_0 (\Delta kL)^2}, \quad (6.12)$$

где $\Delta k(2\omega) = |2k(\omega) - k(2\omega)|$, L – длина кристалла, χ – нелинейно-оптическая восприимчивость кристалла.

Длина кристалла L должна быть меньше длины когерентности:

$$L_{\text{ког.}} = \pi/(2\Delta k) = \lambda/[4(n_{2\omega} - n_\omega)]. \quad (6.13)$$

Поскольку по ходу распространения основная волна и волна гармоники расфазированы, начинается ослабляющая интерференция, которая уменьшает амплитуду волны второй гармоники. Это означает, что разность $n_{2\omega} - n_\omega$ нелинейного кристалла должна быть малой, чтобы длина когерентности была больше длины кристалла. Из уравнения (6.12) следу-

ет, что интенсивность второй гармоники квадратично зависит от интенсивности падающей волны $I(2\omega)$. Поэтому эффективное преобразование основного излучения во вторую гармонику получается для лазеров, работающих в импульсном режиме с большой пиковой мощностью. Другим способом увеличения мощности волны накачки является фокусировка волны накачки, однако возникающая при этом угловая расходимость сфокусированного пучка уменьшает длину когерентности, так как появляется набор волновых векторов $k_{нак.}$, заключенных в интервале $\Delta k_{нак.}$, зависящем от угла расхождения пучка. Еще одна причина, которая может привести к изменению разности показателя преломления $\Delta n = n_{2\omega} - n_{\omega}$ – это локальное изменение температуры нелинейной среды $\Delta n(T) = n_e(T, \lambda) - n_o(T, \lambda)$, обусловленное нагревом среды за счет поглощенной энергии излучения кристаллом.

6.3. Оптический параметрический генератор

Оптический параметрический генератор основан на параметрическом взаимодействии интенсивной волны накачки с молекулами нелинейного кристалла, имеющего достаточно большую нелинейную восприимчивость. Такое взаимодействие можно описать как неупругое рассеяние фотона накачки $\hbar\omega_{нак.}$ молекулой, когда фотон накачки поглощается, а генерируется два новых фотона: $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ [14]. Согласно закону сохранения энергии и импульса, должны выполняться условия (6.9) и (6.10). В частном случае для суммарных частот уравнения (6.9) и (6.10) преобразуются в виде:

$$k_n(\omega_1 + \omega_2) = k(\omega_1) + k(\omega_2); \quad (6.14)$$

$$\omega_n = \omega_1 + \omega_2. \quad (6.15)$$

В результате неупругого взаимодействия волна накачки с частотой ω_n образует биение с волной ω_1 , что приводит к возникновению компоненты поляризации с частотой $\omega_n - \omega_1 = \omega_2$. Если удовлетворяется условие фазового синхронизма (6.14), то волна с частотой ω_2 будет усиливаться по мере прохождения по кристаллу (рис. 6.3). При этом между волнами ω_n и ω_2 возникают биения, что приводит к возникновению компоненты поляризации с частотой $\omega_n - \omega_2 = \omega_1$. Следовательно, от волны накачки с частотой ω_n энергия будет передаваться волнам с частотами ω_1 и ω_2 . Коренным отли-

чением параметрического процесса от процесса генерации второй гармоники состоит в том, что для ГВГ достаточно иметь лишь один интенсивный лазерный пучок на основной частоте (ω_n), а для возникновения параметрического преобразования необходимо иметь также и слабый пучок с частотой ω_1 (и ω_2). Эти частоты существуют в нелинейном кристалле в виде параметрических шумов.

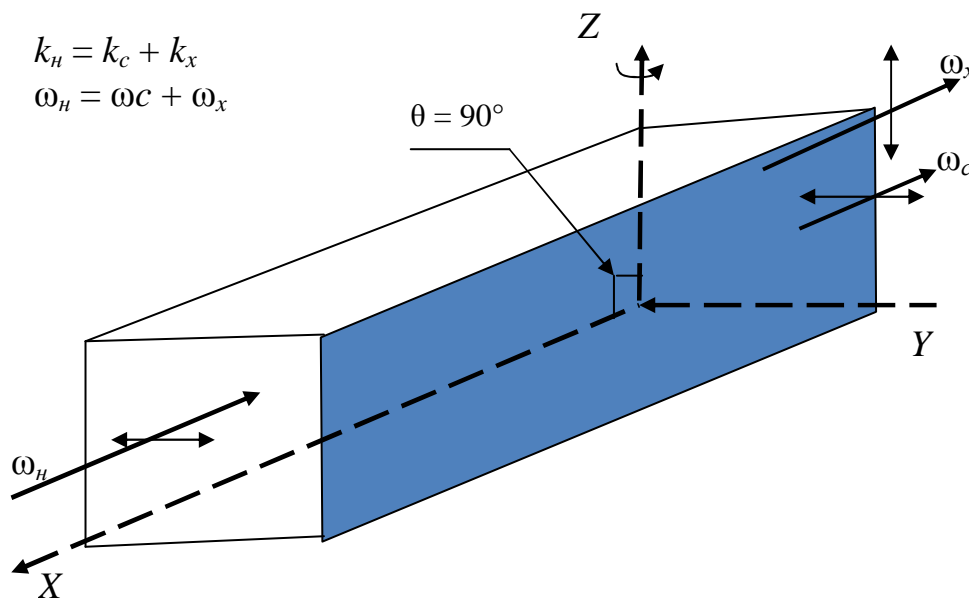


Рис. 6.3. Возникновение параметрической генерации в нелинейном кристалле:

ω_n – частота лазера накачки с горизонтальной поляризацией;

ω_c – частота сигнальной волны с горизонтальной поляризацией;

ω_x – частота холостой волны с вертикальной поляризацией

Существует область значений частоты ω_1 , следовательно, и частоты ω_2 , называемых сигнальной и холостой частотами (ω_c и ω_x), для которых наблюдается нарастание амплитуд $|A_c|$ и $|A_x|$ по мере их распространения по нелинейному кристаллу. Усиление сигнальной и холостой волны зависит от интенсивности накачки и эффективной нелинейной восприимчивости кристалла. Это и есть явление параметрического усиления.

Практически использовать свойства нелинейного кристалла (НК) становится возможным, только поместив НК внутрь оптического резонатора, сориентировав его таким образом, чтобы ось резонатора совпадала с направлением синхронизма для волн согласно уравнениям (6.14) и (6.15).

При накачивании нелинейного кристалла интенсивной оптической волной в резонаторе наблюдается параметрическое усиление сигнальной и холостой волн. При превышении усиления над полными потерями в резонаторе, в нем развивается и выходит когерентное излучение на сигнальной и холостой волнах. Именно оптический резонатор позволяет выделить те конкретные частоты (ω_c и ω_x), на которые разлагается накачиваемая частота ω_n . Из уравнения (6.15) следует, что параметрическая генерация возбуждается только при совпадении направления синхронизма с осью резонатора. Это означает, что перестройку параметрической частоты можно осуществить за счет внешнего воздействия на оптическую индикатрису, т. е. изменяя дисперсионные свойства кристалла. Причем увеличение частоты холостой волны приводит к уменьшению частоты сигнальной волны и, наоборот, таким образом, что их сумма, согласно уравнению (6.15) остается неизменной. Диапазон перестройки генерируемых волн определяется соблюдением условий синхронизма (6.14) и (6.15), которые достигаются различными внешними воздействиями:

1) наибольшее практическое применение получили параметрические лазеры с **угловой перестройкой** частоты, при которой, плавно поворачивая кристалл внутри резонатора вокруг вертикальной оси, можно менять угол между оптической осью кристалла и направлением пучка накачки;

2) перестройку частоты излучения можно также достичь, изменяя температуру нелинейного кристалла (**температурная перестройка**). Это связано с тем, что при изменении температуры кристалла искривляются поверхности волновых векторов, поэтому изменяется угол синхронизма. Угловая перестройка может осуществляться с большей скоростью, чем перестройка температурой;

3) оптическая индикатриса нелинейного кристалла линейно зависит от внешнего электрического поля, следовательно, изменения оптической индикатрисы кристалла можно достичь, поместив кристалл во внешнее электрическое поле (**электрооптическая перестройка**), под действием которого меняется направление оси синхронизма, что, тем самым, приводит к перестройке частоты излучения параметрического лазера;

4) наконец, перестройка частоты генерации параметрического лазера выполняется, если изменяется частота волны накачки.

Таким образом, создается источник когерентного света, длину волны которого можно плавно и/или дискретно изменять. Такие лазеры работают в видимом и инфракрасном диапазоне спектра.

Эффективное преобразование излучения лазера накачки в параметрическое излучение достигается, когда накачка осуществляется излучением импульсного лазера с модулированной добротностью. Существуют два способа преобразования излучения лазера накачки в параметрическое излучение – внутрирезонаторная и внерезонаторная оптические схемы, показанные на рис. 6.4 и 6.5.

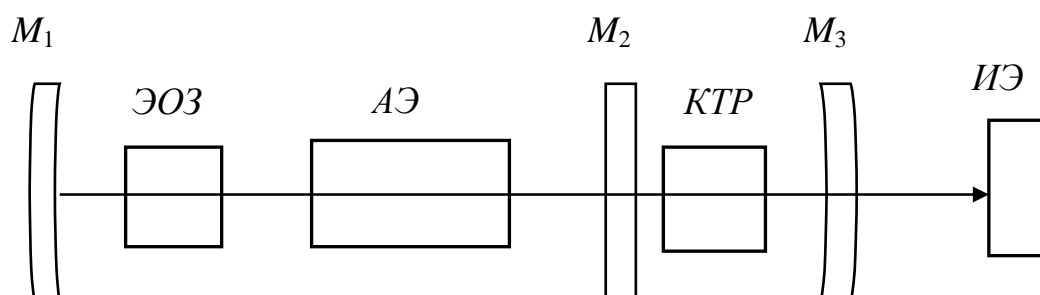


Рис. 6.4. Оптическая схема телескопического внутрирезонаторного параметрического лазера:

M_1 и M_3 – плотное и выходное зеркала накачки; ЭОЗ – электрооптический затвор; АЭ – активный элемент из $YAG:Nd^{3+}$, M_2 и M_3 – плотное и выходное зеркала параметрического лазера; КТП – нелинейный кристалл из кристалла калий-титанила фосфата; ИЭ – измеритель энергии лазерного излучения

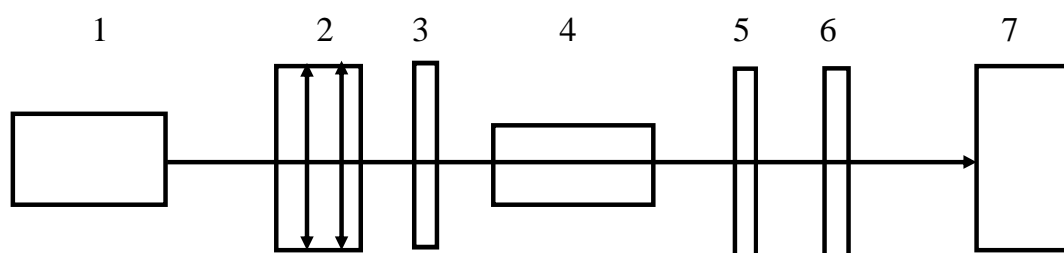


Рис. 6.5. Схема экспериментальной установки для получения внерезонаторной параметрической генерации: 1 – $YAG:Nd^{3+}$ – лазер накачки; 2 – фокусирующая система; 3 – зеркало $R_p \leq 5\%$ и $R_s = 100\%$; 4 – нелинейный кристалл; 5 – зеркало $R_s = 60-70\%$; 6 – зеркало $R_s = 10\%$ и $R_p = 100\%$; 7 – контрольно-измерительная система

При внутрирезонаторной схеме порог генерации достигается тогда, когда усиление равно произведению потерь для сигнальной и холостой волн. Если зеркала резонатора имеют большие коэффициенты отражения, как для сигнальной так и для холостой волн, то потери малы и могут достичь порога даже непрерывные параметрические лазеры. Однако для внутрирезонаторных лазеров потери для нерезонансных волн велики и порог увеличивается. При такой схеме энергетические параметры параметрического лазера линейно возрастают от интенсивности волны накачки. Увеличение энергии накачки может привести сразу к двум нежелательным эффектам. С одной стороны, увеличение выходной энергии параметрического лазера сопровождается значительным увеличением расходимости излучения, что ограничивает его применимость в различных областях. С другой стороны, в процессе параметрического преобразования частоты происходит поглощение энергии взаимодействующих излучений, которое приводит к локальному нагреву кристалла. Этот локальный нагрев, как правило, происходит вдоль оси распространения излучения. Тепловые эффекты, накапливаясь, оказывают более существенное влияние на процессы преобразования частоты, а именно приводят к дополнительной расстройке фазового синхронизма, следовательно, и к смещению преобразованной частоты на волнах ω_c и ω_x .

И, наконец, неоднородное распределение температуры по объему нелинейного кристалла приводит к температурному градиенту в кристалле, что может привести к ухудшению эффекта преобразования частоты, а также к снижению порога механической стойкости к излучению накачки.

Одним из важных параметров параметрического лазера считается угловая расходимость лазерного излучения. Использование конфокального неустойчивого резонатора обеспечивает высокое качество выходного пучка с расходимостью, близкой к дифракционной. Однако, такие резонаторы особо чувствительны к разъюстировке и пригодны только для обеспечения генерации на фиксированной длине волны. Для обеспечения высокого качества и интенсивности выходного пучка параметрического лазера используют кольцевую схему резонаторов, в которых волны совершают только прямой проход по нелинейному кристаллу, поэтому в них заведомо исключена регенерация волны накачки, происходящая в обычных схе-

мах на обратном проходе, соответственно, исключены и пассивные потери на обратном проходе [15].

Трехзеркальный кольцевой резонатор, наряду с высокоэффективным преобразованием излучения, позволяет осуществлять плавную и (или) дискретную перестройку длины волны выходного излучения. Для обеспечения вышеупомянутых типов перестройки излучения используется нелинейный кристалл LiNbO_3 , который обладает высокими нелинейными и электрооптическими коэффициентами.

Выбор трехзеркального кольцевого резонатора обусловлен преимуществом данной оптической схемы по сравнению с линейными, так как позволяет реализовать параметрическую генерацию в режиме бегущей волны. Трехзеркальный резонатор менее чувствителен к разъюстировке. В таком резонаторе нет стоячих волн и интенсивность излучения в нем существенно более однородна, чем в линейных резонаторах. Последнее обстоятельство особенно важно из-за относительно низкого оптического пробоя кристалла ниобата лития (300 МВт/см^2). В трехзеркальном резонаторе после каждого обхода осуществляется вращение изображения. Это существенно компенсирует неоднородность поперечной структуры пучка генерации, а также ослабляет влияние оптических неоднородностей пучка накачки на кристалл LiNbO_3 .

Экспериментальная трудность практического осуществления однонаправленного кольцевого резонатора заключается в необходимости подавления одной из бегущих волн, поскольку уже малая доля рассеянного назад света, например от окошек или из-за неидеальной геометрии резонатора, приводит к возникновению связи между противоположно распространяющимися волнами, при одновременной генерации в которых возникает стоячая волна, а не бегущая волна. Эту связь между волнами можно устранить увеличением потерь или усилением одной из бегущих волн, в частности, можно использовать комбинацию фарадеевской ячейки и поляризатора, которая действует как «оптический диод». На рис. 6.6 приведен классический пример оптической схемы трехзеркального кольцевого резонатора параметрического лазера с использованием нелинейного кристалла ниобата лития [15].

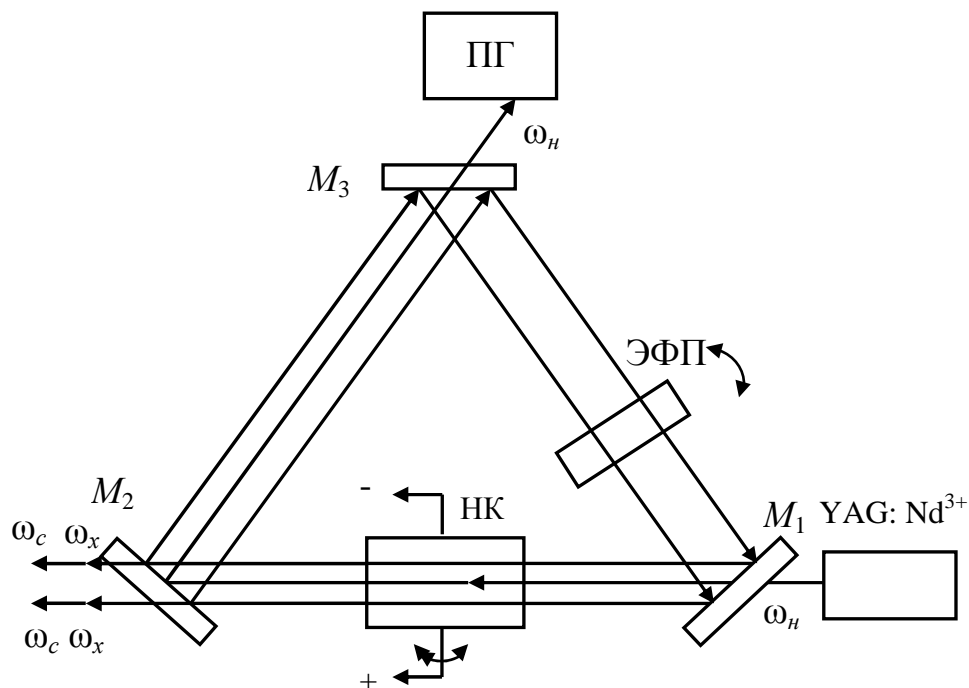


Рис. 6.6. Оптической схема кольцевого резонатора ПГС: YAG:Nd^{3+} – лазер накачки; НК – нелинейный кристалл из LiNbO_3 ; M_1, M_2, M_3 – зеркала; ЭФП – эталон Фабри – Перо; ПГ – поглотитель излучения лазера накачки; $\omega_c, \omega_x, \omega_n$ – сигнальная и холостая частоты и частота лазера накачки

Для накачки параметрического генератора света (ПГС) используется излучение лазера с активным элементом YAG:Nd^{3+} размерами $\varnothing 6, 3 \times 100$ мм. Лазер накачки собран по схеме телескопического неустойчивого резонатора. Энергия излучения на длине волны $\lambda = 1,064$ мкм в импульсе составляет 160 мДж, длительность импульса излучения – 10 нс, частота следования импульсов – 20–30 Гц. Излучение линейно поляризовано в горизонтальной плоскости. Распределение интенсивности пучка в сечении имеет вид концентрических колец.

Излучение лазера накачки входит в резонатор через плоское зеркало M_1 со следующими параметрами: поверхность 1 – AR $\lambda = 1,064$ мкм; поверхность 2 – AR $\lambda = 1,064$ мкм, HR = 1,42–1,75 мкм. Параметры зеркал резонатора ПГС M_2 : поверхность 1 – HR $\lambda = 1,064$ мкм, R = 80 % для $\lambda = 1,42$ –1,75 мкм, НТ 2,9–4,2 мкм; поверхность 2 – НТ $\lambda = 1,42$ –1,75 мкм и 2,9–4,2 мкм. Зеркало M_3 полностью пропускает падающее на него излучение с длиной волны $\lambda = 1,064$ мкм, поверхность 1 – HR $\lambda = 1,42$ –1,75 мкм, поверхность 2 – AR $\lambda = 1,064$ мкм. Активный элемент из НК LiNbO_3

размерами $10 \times 10 \times 30 \text{ мм}^3$ ориентирован $\theta = 47^\circ$, $\varphi = -90^\circ$. Тип взаимодействия – еео. Оптические поверхности кристалла имеют покрытия: AR $\lambda = 1,064 \text{ мкм}$, AR $\lambda = 1,42\text{--}1,75 \text{ мкм}$ и $2,9\text{--}4,2 \text{ мкм}$. Диаметр пучка накачки на входе в НК – 6 мм. НК установлен на вращательной платформе с шаговым двигателем (ШД), точность вращения и размер шага которого соответствуют 3 arcsec и $0,03 \text{ см}^{-1}$. Вращение НК вокруг вертикальной оси обеспечивает плавную перестройку длины волны выходного излучения ПГС. Дискретное изменение длины волны излучения ПГС достигается электрическим способом при подаче на боковые нерабочие поверхности кристалла LiNbO_3 постоянного напряжения, величина которого и определяет шаг дискретной перестройки.

Максимальное значение постоянного напряжения для LiNbO_3 равнялось 4 500 В. Изменение этого напряжения через каждые 50 В соответствует минимальному шагу дискретной перестройки длины волны ПГС, равному 0,133 нм. Суммарный интервал дискретного сдвига длины волны излучения ПГС (от импульса к импульсу) регулируется от 0 до 12 нм.

Таким образом, на трехзеркальном кольцевом резонаторе с нелинейным кристаллом LiNbO_3 реализуется плавная и (или) дискретная перестройка частоты одним лазером, что расширяет его применение в различных областях науки и техники.

7. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ

Обладая уникальными выходными параметрами, лазеры широко применяются в самых различных областях науки и техники: физике и химии, биологии и медицине, голографии, оптической обработке и записи информации, оптической связи, для осуществления термоядерного синтеза, промышленной технологии, для измерения и контроля, в военных целях и еще целом ряде областей.

7.1. Применение лазеров в науке и технике

7.1.1. Применение лазеров в физике и химии

Использование лазеров привело к открытию совершенно новых областей исследования, и в то же время способствовало развитию уже существующих. Особенно ярким примером новой области исследования является нелинейная оптика. Высокая интенсивность лазерного излучения позволяет наблюдать явления, обусловленные нелинейным откликом среды: генерация гармоник, вынужденное рассеяние и др. Генерация гармоник состоит в том, что при падении лазерного излучения с частотой ω на нелинейную среду, последняя будет излучать когерентное излучение с частотой 2ω , 3ω и т. д.

Процесс вынужденного рассеяния характеризуется тем, что падающий лазерный пучок с частотой ω , взаимодействуя с имеющимся в среде возбуждением с частотой $\omega(q)$ (например, акустической волной), приводит к возникновению когерентного излучения с частотой $\omega - \omega(q)$ (стоксово рассеяние). Разность энергий падающего фотона $h(\omega - \omega(q))$ передается тому же возбуждению. Особенно важными примерами вынужденного рассеяния являются вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и вынужденное рассеяние Манделъштама – Брюллиена (здесь квантами возбуждения вещества являются акустические звуковые волны). Оба процесса – генерация гармоник и вынужденное рассеяние – имеют высокую эффективность преобразования (десятки процентов), поэтому они часто исполь-

зуются для получения когерентного излучения с частотой, отличной от падающей.

С появлением лазеров спектроскопия не только расширила свои прежние возможности, но и получила совершенно новые идеи. Использование одночастотных лазеров позволило проводить спектроскопические измерения с разрешающей способностью, которая на много порядков превышает разрешение, достигаемое с помощью обычных спектроскопических методов. Лазеры привели к развитию нового направления в спектроскопии – нелинейной спектроскопии, в которой разрешение спектральных линий может стать намного выше предела, обусловленного эффектами, связанными с доплеровским уширением. Это открыло путь к новому и более детальному изучению структуры вещества.

В химии лазеры применяются как в целях диагностики, так и для получения необратимых химических изменений (лазерная фотохимия). Резонансное комбинационное рассеяние и когерентное антистоксово комбинационное рассеяние дают важную информацию о структуре и свойствах многоатомных молекул (вращательных констант, постоянной ангармоничности, значении частоты активных рамановских колебаний). Когерентное антистоксово комбинационное рассеяние можно использовать для измерения концентрации и температуры различных молекулярных соединений в некотором ограниченном объеме.

Наиболее интересным химическим применением лазера является фотохимия. Вследствие высокой стоимости лазерных фотонов промышленное использование лазерной фотохимии будет оправдано лишь при очень высокой стоимости конечного продукта. Таким случаем является разделение изотопов (в частности, урана и дейтерия). С помощью лазерного излучения можно избирательно возбуждать и затем ионизировать только те изотопы (^{235}U) , которые необходимо выделить. Ионизированные изотопы собирают вместе, прикладывая необходимое постоянное поле. При избирательной диссоциации молекулярного соединения гексафторида $\text{U F}(6)$ его сначала избирательно переводят в колебательное возбужденное состояние только одного изотопного состава $(^{235}\text{U})\text{F}(6)$, а затем с помощью последующей оптической накачки добиваются его диссоциации. Далеко не все лазерные методы могут быть использованы для разделения изотопов в промышленном масштабе. Для этого лазерная техника должна быть

достаточно проста и экономична в изготовлении и эксплуатации и должна обеспечивать среднюю выходную мощность от 1 кВт до 1 МВт.

Многообразно применение лазеров в научных исследованиях. Кроме перечисленных можно отметить еще ряд применений: в диагностике плазмы, индикации отдельных атомов и определении концентрации элементов, измерении времени жизни короткоживущих уровней, детектировании гравитационных волн и многих других.

7.1.2. Лазерный управляемый термоядерный синтез

Осуществление термоядерного синтеза и использование его в мирных целях позволит человечеству получить неограниченный источник энергии. Для зажигания дейтериево-тритиевой плазмы с температурой 60 млн. град. необходимо, чтобы произведение плотности плазмы n и времени ее существования t равнялось $nt \geq 10^{14}$ с/см³. Предлагают, что лазеры могут осуществить инерциальное удержание плазмы, поскольку лазерное излучение может обеспечить быстрый разогрев плазмы. Однако, как показали расчеты, для эффективного поджига термоядерной реакции требуется не только быстрый ($\sim 10^{-9}$ с) нагрев микросферы (из Д и Т) до очень высокой температуры, но и сжатие образующейся в ней плазмы до плотности, 10^4 раз больше, чем исходная плотность жидкости. Так как скорость термоядерных реакций зависит не только от температуры, но и плотности плазмы, то увеличение в 10^4 раз во столько же раз снижает требования к критической энергии лазерного импульса. Лазер, с помощью которого можно осуществить Д-Т плазмы, должен иметь длину волны 250–2 000 нм, энергию импульса в 10^6 Дж, длительность импульса $5 \cdot 10^{-9}$ с и, следовательно, пиковую мощность 200 ТВт. Он должен генерировать с частотой повторения импульсов, равной нескольким герцам, и обеспечивать среднюю мощность 10 МВт. Лазер также должен иметь КПД 1 % и потребует для питания 1 ГВт электрической мощности. В США уже создан лазер мощностью 60 ТВт (60 кДж, 10^{-9} с). Лазерный импульс формируется генератором малой мощности, который позволяет с достаточной степенью точности управлять пространственными и временными параметрами импульса. Затем этот импульс усиливается и расщепляется на много пучков, каждый из которых усиливается. Усиленные пучки направляются по радиально-симметричным путям на мишень. В экспериментах

уже было зарегистрировано большое число нейтронов, что указывает на возникновение термоядерной реакции. Наблюдалась также сжатие мишени. Однако получаемые результаты еще весьма далеки от того, чтобы термоядерная энергия была равна энергии, подводимой к лазеру. Существует мнение, что сооружение термоядерного реактора, если это вообще осуществимо, не будет закончено в 20-м столетии.

Более близкой перспективной использования лазерного термоядерного синтеза может быть не электростанция, а лазерный термоядерный космический двигатель, который может иметь характеристики, недоступные двигателям на химическом топливе и плазменным двигателям на основе ядерных реакторов деления.

7.2. Применение в голографии

Голография – это метод, который совершил революцию в науке и технике. Он позволяет создавать трехмерные изображения объекта исследования. Голография, открытая Д. Габором в 1948 г. как метод повышения разрешения электронных микроскопов, нашла практическое применение лишь после изобретения лазера.

Голография как способ записи и воспроизведения трехмерных изображений до сих пор имела значительный успех в качестве голографического искусства, чем для научных исследований. Чтобы получить голограмму на фотопластинке, необходимо иметь два набора монохроматических световых волн, которые интерферируют в плоскости фотографического слоя. Эти два пучка получают от одного лазера с помощью светоделительной пластинки, при этом один пучок попадает непосредственно на фотопластинку, а другой рассеянно отражается от объекта съемки. В результате когерентности пучков на пластинке будет создана интерференционная картина-голограмма, при этом интерференционные полосы на голограмме содержат полную информацию об объекте.

Для записи голограммы необходимо удовлетворить следующим трем основным условиям: степень когерентности лазерного излучения должна быть достаточной для того, чтобы на фотопластинке могла образоваться интерференционная картина, относительное положение объекта, фотопластинки и лазерного пучка не должно меняться во время экспозиции фото-

пластинки, фотопластинка должна иметь достаточную разрешающую способность для записи интерференционных полос $\sim 2\ 000$ лин/мм.

В научных приложениях в последние годы широко используется голографический метод, который позволяет записывать и измерять напряжения и вибрации трехмерных объектов, распределение плотности частиц в объеме плазмы. Этот метод называется голографической интерферометрией, который получил свое название потому, что измерение смещения производится при помощи интерференции двух волн, одна из которых создается голограммой, снятой до начала исследуемого процесса. В случае статистической голографической интерферометрии с двойной экспозицией на одну и ту же пластинку записываются две голограммы одного и того же объекта, причем одна голограмма записывается до деформации объекта, другая – после. При динамической голографической интерференции (усредненной во времени) записывается одна голограмма, но со временем экспозиции, которое больше периода колебаний. Таким образом, на одну голограмму записывается непрерывная совокупность изображений, соответствующих всем положениям вибрирующего объекта.

7.3. Применение в обработке и записи информации

Лазеры могут быть использованы для записи и считывания закодированной информации оптической памяти ЭВМ. Интерес к такому виду памяти обусловлен той высокой плотностью записи информации, которая может быть достигнута с помощью лазера, поскольку лазерный пучок можно сфокусировать в пятно размером порядка длины волны, что обеспечит плотность записи порядка 10^7 бит/см². Процесс записи состоит в том, что в какой-либо нелинейной среде с помощью лазера изменяются коэффициент пропускания или отражения данного материала. Разработаны оптические элементы памяти, использующие метод голографии (голографическая память). Информацию, записанную на таких носителях, стереть невозможно. Хотя технологическая осуществимость оптической памяти уже продемонстрирована, ее экономическая жизнеспособность является весьма сомнительной.

Применением лазера, ориентированным на широкого потребителя, является видеодиск, а также звуковой диск, которые пришли на замену

современным дискам. Запись оптических видео- и звукодисков осуществляется с помощью специального оборудования, а воспроизводится с помощью лазера. Важнейшим преимуществом лазерных дисков является то, что на них можно записать информацию с высокой плотностью и процесс воспроизведения не требует механического контакта с диском, т. е. отсутствует износ диска.

7.4. Применение в оптической связи

При переходе от микроволнового к оптическому диапазону увеличивается ширина полосы кабеля в 10^4 раз, что позволяет резко увеличить количество информации, передаваемой по одному каналу. Чрезвычайно низкое затухание энергии в современных оптических волноводах $\sim 0,5$ дБ/км открывает большие возможности их исследования для дальнейшей связи. Типичная волоконно-оптическая система связи состоит из лазерного источника света, устойчивого оптического согласования, направляющего свет в волокно, и приемника (фотодиода), устанавливаемого на конце линии связи и также согласованного с оптическим волноводом. Вдоль линии связи располагают ретрансляторы, причем расстояние между ними может составлять 2–50 км. Ретранслятор состоит из приемника и излучателя. В качестве источников света применяются полупроводниковые лазеры на двойной гетероструктуре, ресурс их доведен до ~ 50 Мбит/с. Поскольку в условиях плохой видимости свет быстро затухает, то в открытой (без использования волноводов) связи лазеры применяют в системе космической связи. В этом случае используется лазер на неодиме в гранате со скоростью передачи информации до 10^9 бит/с.

7.5. Применение в биологии и медицине

В биологии и медицине лазеры получают все больше распространение. В биологии лазер используют главным образом для диагностических целей: флуоресценция, вызванная действием сверхкоротких лазерных импульсов в молекулах ДНК, резонансное комбинационное рассеяние для изучения биомолекул, таких как гемоглобин или родопсин (последний – ответственен за механизм зрения), фотокорреляционная спектроскопия для

получения информации о структуре и степени агрегации различных биомолекул, пикосекундные импульсно-фотолизные методы наблюдения динамических свойств биомолекул в возбужденном состоянии. В биологии лазеры используются также для создания необратимых изменений в данной биомолекуле.

В медицине лазеры применяются в хирургии и офтальмологии. Развиваются также и некоторые диагностические методы с помощью лазера (доплеровская анемометрия кровотока, лазерная флуоресцентная бронхоскопия для выявления легочных опухолей в их ранней стадии и др.). В хирургии сфокусированный лазерный пучок (чаще CO₂-лазер) используется вместо обычного скальпеля. Инфракрасное излучение CO₂-лазера сильно поглощается молекулами воды в ткани, что приводит к интенсивному испарению этих молекул с последующим рассечением ткани. Принципиальные преимущества лазерного скальпеля: 1) состоят в том, что разрез может быть произведен с высокой точностью, особенно если пучок направляется микроскопом (лазерная микроскопия); 2) возможность проводить операции на недоступных участках; 3) вследствие прожигающего действия лазерного излучения на кровеносные сосуды резко уменьшается потеря крови; 4) ограниченное прикосновение в соседние ткани.

В офтальмологии лазер применяется для лечения отслоения сетчатки глаза, когда лазерный пучок приваривает сетчатку к задней сетке глаза. При лечении глаукомы сфокусированный лазерный пучок пробивает в задней стенке глаза микроотверстие, что приводит к снятию повышенного глазного давления. Использование лазеров в офтальмологии не просто улучшает качество хирургических операций, а создает новые, не осуществимые другим путем лечебные и диагностические возможности.

Лазеры находят широкое применение при лечении тяжелых ожогов, когда на месте ожога образуется короста и традиционные методы становятся уже неэффективными. Облучая образующуюся после ожога коросту, не срезая ее, как это часто делается и сейчас, излучением УФ-лазера можно за несколько часов добиться почти 100 % заживления ожога, причем без всяких рубцов. УФ-излучение, проникая под коросту, убивает образовавшиеся микробы и стимулирует биологический рост ткани.

Волоконная оптика позволила освободить лазерный луч от тесной привязки к определенному типу лазера и создала предпосылки для их миниатюризации.

7.6. Применение в промышленной технологии

Благодаря высокой интенсивности, достигаемой в фокальном пятне лазерного пучка большой мощности, лазеры нашли многочисленные применения в технологии и при обработке материалов: сварке, резке, сверлении, поверхностной закалке и легировании. При воздействии лазерного излучения на материалы облучаемый участок сначала нагревается, затем плавится и испаряется. Дозируя тепловые нагрузки, можно обеспечить практически любой тепловой режим нагреваемого участка, который в результате и определяет вид технологической обработки.

Можно отметить следующие достоинства при использовании лазера в технологии:

- нагрев, производимый лазером, является локальным, что не приводит к деформации детали;
- возможность работы на недоступных для обычной технологии участках (внутри маленьких камер);
- высокая производительность;
- простота автоматизации процессов;
- возможность создания новых технологических процессов;
- отсутствие износа у лазерного инструмента.

7.6.1. Лазерная сварка

Для сварки требуется интенсивность луча 10^5-10^7 Вт/см². Сварное соединение получается при нагревании и частичном расплавлении лазерным пучком участков в месте контакта свариваемых деталей. Под действием лазерного луча приток тепла к нагреваемому участку получается настолько большим, что механизм теплопроводности, конвекции не позволяет полностью нейтрализовать (отвести) это тепло. Происходит быстрое испарение металла, и давление его паров начинает уравновешивать давление жидкого металла. Обнажается дно полностью, куда проникает излучение, и процесс повторяется. Глубина проникновения зависит от мощности ла-

зера как $p^{0,7}$. При использовании CO_2 -лазера мощностью 90 кВт толщина швов, свариваемых в стык, достигает 38 мм, при этом скорость сварки 30 м/мин. Для каждого материала и для каждого типа лазера существует, с точки зрения качества шва, оптимальная скорость сварки.

Особенности и преимущества лазерной сварки: практическое отсутствие усадки материалов, деформации деталей, возможность глубокого проплавления при высокой скорости сварки, высокие прочности и качество шва, возможность проводить сварку на больших расстояниях источника от детали в труднодоступных местах, отсутствие посторонних веществ в зоне сварки, возможность полной автоматизации, сварка материалов, не поддающихся сварке другими методами.

7.6.2. Лазерная резка

При интенсивности $10^5\text{--}10^7$ Вт/см² материал плавится и испаряется. На этом эффекте основан технологический процесс резки материалов. Лазерная резка позволяет обеспечивать большое отношение глубины разреза к его ширине. Для неметаллов это отношение достигает 100, для металлов – 20. При этом обеспечивается хорошее качество кромок и высокая скорость процесса. Так как время воздействия лазерного луча составляет $10^{-1}\text{--}10^{-3}$ с, то тепловому воздействию подвергается чрезвычайно тонкий слой кромки – 0,1 мм, поэтому закаленные материалы режутся без отжига краев с сохранением твердости. Лазерная обработка дает возможность точной резки по сложному профилю при полной автоматизации процесса. Скорость лазерной резки титановых листов в 30, а для остальных – в 10 раз больше механической.

7.6.3. Лазерное сверление

Импульсные лазеры используются в процессе сверления при интенсивностях излучения $10^7\text{--}10^8$ Вт/см² и времени воздействия 10^{-4} с аналогично резке – нагрев, расплавление и испарение с выбросом паров. Лазерному сверлению поддаются практически все материалы. При лазерном сверлении алмазов производительность увеличивается в 12–15 раз по сравнению с электрофизическим и в 200 раз – по сравнению с механическими методами сверления. Технологический процесс лазерного сверле-

ния может осуществляться в двух режимах: пробой за один импульс и сверление серией последовательных импульсов. Многоимпульсное сверление позволяет улучшить качество отверстия и достичь большого отношения глубины к диаметру ~ 50 для отверстий диаметром от 4 до 100 мкм. Лазерное сверление имеет преимущества перед механическим при обработке крупногабаритных деталей сложной формы под разными углами

к поверхности, при сверлении глубоких отверстий малого диаметра в материалах с высокой твердостью.

7.6.4. Термообработка

Термообработка включает в себя такие процессы, как лазерная закалка и лазерное остекловывание – создание поверхностного слоя со структурой, отличной от структуры основного материала.

Лазерная закалка основана на сочетании процесса высокотемпературного лазерного нагрева металлической детали с последующим быстрым охлаждением ее благодаря отводу тепла в основной объем металла. Для лазерной закалки достаточно интенсивности лазерного излучения 10^{-3} – 10^{-4} Вт/см² и времени воздействия 10^{-1} – 10^{-2} с. Толщина закаленного слоя может достигать 2–3 мм. Лазер дает возможность закаливать выборочно любые участки поверхности, при этом локальная закалка исключает всякую деформацию деталей после термообработки. Селективная закалка инструмента увеличивает его долговечность в 2–5 раз по сравнению с другими способами закалки.

Поверхностное легирование резко улучшает эксплуатационные свойства деталей, увеличивая твердость поверхностного слоя в несколько раз. Лазерным лучом расплавляется тонкий слой металла, на который в виде порошка наносится слой легирующей добавки, в который она диффундирует. Последующее быстрое остывание обеспечивает однородный по структуре слой основного материала.

Лазерное остекловывание – быстрый переплав тонкого поверхностного слоя с последующим быстрым охлаждением – создает однородный тонкий аморфный слой, который обладает повышенной твердостью, а также стойкостью к истиранию. Технологический процесс осуществляется быстрым сканированием лазерного луча с интенсивностью 10^5 – 10^7 Вт/см²

вдоль обрабатываемой поверхности. Время воздействия 10^{-7} – 10^{-4} с.

7.7. Применение для измерения и контроля

Высокая направленность излучения лазера позволяет использовать их в качестве идеального инструмента для прямой эталонной линии при установке и выравнивании деталей в самолетостроении, гражданском строительстве. Для этих целей применяют обычно He-Ne-лазер низкой мощности ~1 мВт. Достигаемая на практике точность установки 5 мкм на расстоянии 5 м, до 25 мкм на расстоянии около 15 м.

Лазеры широко используют для измерения расстояний с помощью интерферометрических методов. В качестве источника света применяется стабилизированный по частоте He-Ne-лазер. Этот метод позволяет измерять расстояния с относительной погрешностью $\lambda/2$.

Телеметрический метод с амплитудной модуляцией применяется для измерения больших расстояний. В этом случае лазерный пучок модулируется по амплитуде и расстояние определяется по разности фаз между испущенным и отраженным пучком. Относительная погрешность здесь также составляет 10^{-6} (1 мм на 1 км расстояния). Расстояние от Земли до Луны измерено с точностью до 20 см.

Высокая степень монохроматичности позволяет использовать лазеры для измерения скорости как жидкостей, так и твердых тел с помощью доплеровской спектроскопии. Текущая жидкость или движущееся тело освещается лазером, а рассеянное излучение, частота которого сдвигается вследствие эффекта Доплера, регистрируется с помощью детектора биения между рассеянным и исходным световыми пучками. При этом сдвиг частоты всегда пропорционален скорости. Преимущество данного метода состоит в том, что он является бесконтактным и не вносит никаких искажений в измерения и исследование высокой монохроматичности лазера, обладает высокой точностью измерения скоростей в широком диапазоне.

Угловые скорости измеряются с помощью лазерного гироскопа, в котором используется лазер с кольцевым резонатором. Генерация в таком лазере развивается на двух бегущих волнах как по часовой стрелке, так и против нее. При вращении кольцевого резонатора за время, за которое свет проходит полный круг, зеркала резонатора поворачиваются на очень

малый, но конечный угол. Для волны, распространяющейся в направлении вращения резонатора, длина резонатора окажется немного большей, чем для волны, распространяющейся в противоположном направлении. Следовательно, частоты этих двух волн будут слегка различаться, причем разностная частота – пропорционально угловой скорости резонатора. Вызывая биения между этими двумя волнами, можно измерить угловую скорость с точностью $3 \cdot 10^{-3}$ град/ч.

Другая область, в которой нашли применение такие свойства лазеров, как направленность и монохроматичность, – это измерение концентрации различных загрязнений в атмосфере. Лазерный способ позволяет быстро и автоматически получить необходимые данные. Существующую систему назвали лидар. При взаимодействии лазерного излучения с атмосферными загрязнениями происходит упругое рассеяние, комбинационное рассеяние, флуоресценция и поглощение. Каждое из этих явлений используется для обнаружения и измерения концентрации большого числа различных атмосферных загрязнений (SO_2 , NO_2 , NO и др.). Для этих целей применяются как рубиновый, так и неодимовый лазер с удвоителем частоты, лазеры на красителях.

7.8. Применение в военных целях

Среди различных применений наибольшая доля приходится на военную промышленность:

- 1) лазерное оружие;
- 2) лазерные дальномеры;
- 3) лазерные целеуказатели.

Лазерное оружие. В настоящее время интенсивно разрабатываются лазеры, способные служить оружием направляемой энергии, мощность которых будет составлять порядка нескольких мегаватт. Оптическая система наведения направляет лазерный пучок на цель (ракету, самолет, спутник) и вызывает необратимые повреждения в ее системе ориентации или повреждение ее корпуса. Наземные лазерные установки являются менее перспективными вследствие возникновения в атмосфере факта тепловой расфокусировки, который возникает при прохождении мощного лазерного пучка через атмосферу. При распространении лазерного излу-

ния через атмосферу последняя нагревается и при этом образуется наведенная отрицательная линза, которая расфокусирует лазерный пучок. Эту проблему можно обойти, помещая лазер на спутник или высоко летящий самолет. Для поражения ракеты на расстоянии до 10 000 км необходимо использовать лазеры с непрерывной мощностью 5–10 МВт, в течение нескольких секунд с фокусирующим адаптированным зеркалом 5–10 м, с точностью наведения 10^{-6} град. Наиболее перспективными являются химические НФ-лазеры ($\lambda = 2,8$ мкм). Уже сейчас проведены испытания НФ-лазера с мощностью 2,2 МВт и создано фокусирующее зеркало диаметром 4 м. Затраты на создание космической боевой станции с таким лазером на борту составят ~2,5 млрд. долларов. 24 такие станции с лазерами мощностью 5 МВт и зеркалами диаметром 4 м обеспечат поражение всех баллистических и прочих ракет в любой точке земного шара. В последние годы ведется интенсивная разработка мощных коротковолновых лазеров для военных целей: эксимерных, рентгеновских, на свободных электронах.

Широкое распространение в войсках получили *лазерные дальномеры и целеуказатели*. Лазерный дальномер действует по тому же принципу, что и обычный радиолокатор. Короткий (~ 10 нс) лазерный импульс посылается на цель и отраженный обратно импульс регистрируется фотодетектором. При этом рассеяние до цели определяется по времени, которое понадобилось лазерному импульсу, чтобы дойти от источника до цели и обратно. По сравнению с обычным радиолокатором, лазерный дальномер имеет более высокую точность, гораздо меньший вес, значительно меньшую стоимость, проще по конструкции. Кроме того, он позволяет, что очень важно, измерять расстояние даже до низколетящей над поверхностью Земли или моря цели, основным недостатком лазерного дальномера является сильное затухание излучения в условиях плохой видимости. В настоящее время разработано много типов дальномеров, действующих на расстоянии до 15 км, которые помещаются в кармане и весят около 500 г.

Принцип работы лазерного целеуказателя довольно прост. Цель освещается лазером, а бомба или ракета имеет светочувствительный детектор на длине волны лазера. При этом достигается высокая (~ 1 м) точность попадания.

МАТРИЧНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Рассмотрим луч света, пропускаемый или отражаемый оптическим элементом, действие которого обратимо по отношению к входящему и выходящему пучкам и не зависит от поляризации света [6, 16]. Обозначим через z оптическую ось этого элемента. Предположим, что луч распространяется в направлении оси z в плоскости, содержащей эту ось. Лучевой вектор \vec{r}_1 в данной плоскости на входе $z = z_1$ этого оптического элемента (рис. П.1) можно охарактеризовать двумя параметрами, а именно, его радиальным смещением $r_1(z_1)$ и отклонением по углу θ_1 от оси z .

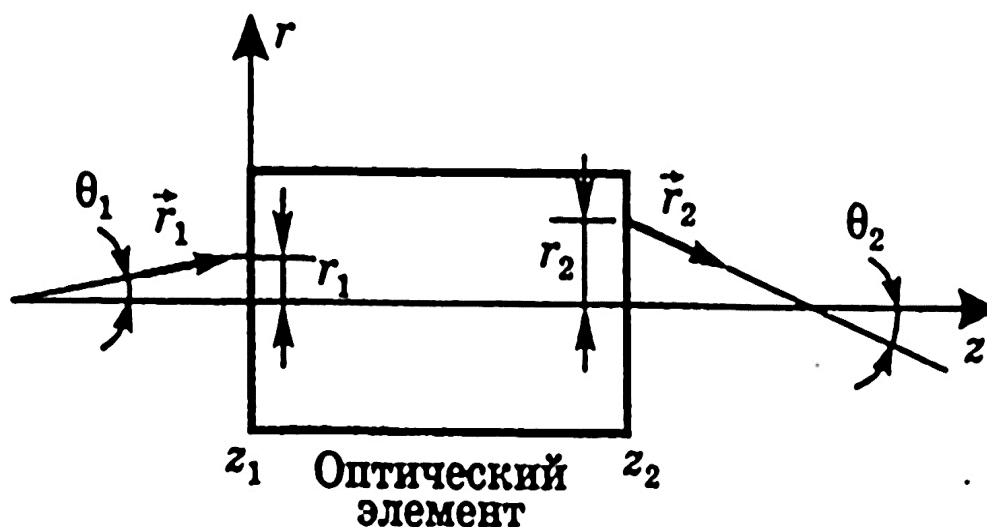


Рис. П.1. Распространение луча через произвольный
оптический элемент

Точно так же лучевой вектор \vec{r}_2 в данной плоскости на выходе $z = z_2$ можно охарактеризовать его радиальным смещением $r_2(z_2)$ от оси z и отклонением θ_2 . Отметим, что как для входящего, так и для выходящего лучей используется одна и та же ось значений r , ориентированная так, как показано на рис. П.1.

Соглашение о знаках углов таково: величина угла считается положительной, если вектор \vec{r} нужно вращать по часовой стрелке для того, чтобы

он оказался направлен вдоль положительного направления оси z . Так, например, на рис. П.1 величина θ_1 положительна, тогда как величина θ_2 – отрицательна.

В приближении параксиальных лучей предполагается, что угловые отклонения θ достаточно малы, чтобы выполнялись приближительные соотношения $\sin\theta \approx \tan \theta \approx \theta$. В этом случае параметры на выходе (r_2, θ_2) и на входе (r_1, θ_1) оказываются связанными некоторым линейным преобразованием. Если ввести обозначения $\theta_1 = \left(\frac{dr_1}{dz_1}\right)_{z_1} = r'_1$ и $\theta_2 = \left(\frac{dr_2}{dz_2}\right)_{z_2} = r'_2$, то

можно записать

$$\begin{aligned} r_2 &= Ar_1 + Br'_1 \\ r'_2 &= Cr_1 + Dr'_1 \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

где A, B, C, D – константы, характерные для данного оптического элемента. Таким образом, в матричном представлении соотношения (П.1) естественно записать в виде:

$$\begin{vmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{vmatrix}, \quad (\text{П.2})$$

где $ABCD$ – матрица, или лучевая матрица, полностью характеризует данный оптический элемент в приближении параксиальных пучков.

В качестве простого примера рассмотрим распространение луча на расстояние $\Delta z = L$ в свободном пространстве, через линзу и отражение от сферического зеркала (рис. П.2).

В свободном пространстве имеем среду с показателем преломления n (рис. П.2, *a*). Если плоскости на входе и на выходе расположены прямо на ее границах, в среде с единичным показателем преломления, то, используя закон Снеллиуса, в параксиальном приближении получаем:

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 = Lr'_1 / n \\ r'_2 &= r'_1 \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

Так что соответствующая $ABCD$ -матрица имеет вид: $\begin{vmatrix} 1 & L/n \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$.

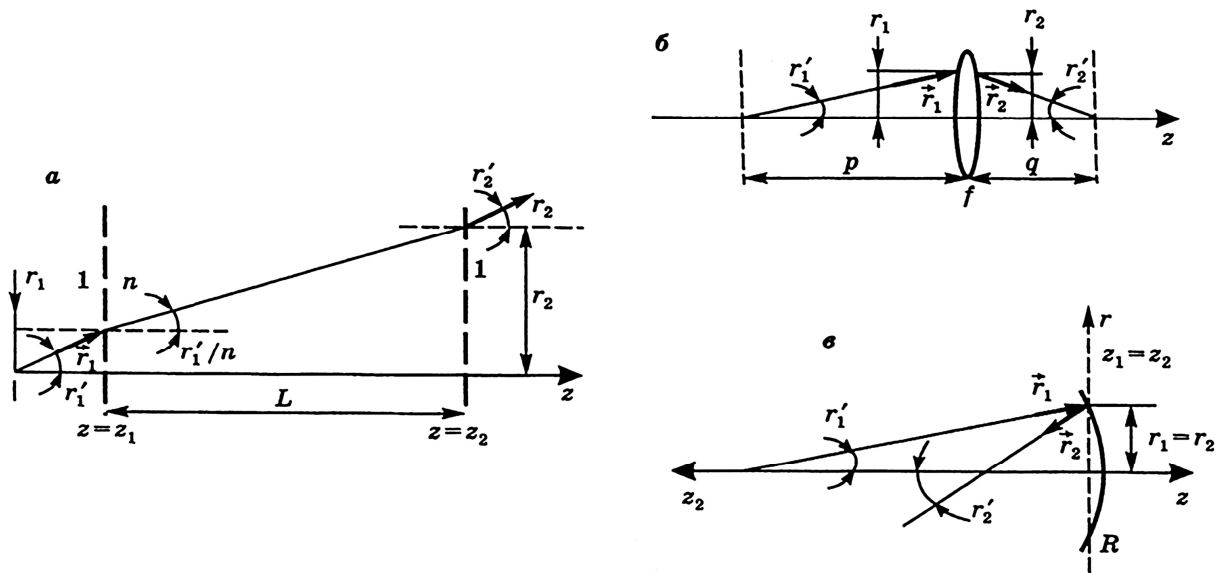


Рис. П.2. Вычисление $ABCD$ -матрицы для случаев распространения луча:
 а) через свободное пространство; б) через сферическую линзу;
 в) через отражение от сферического зеркала

В табл. П.1 приведены лучевые матрицы для некоторых оптических элементов, а также для сферической границы раздела двух диэлектриков. Если плоскости на входе и выходе расположены в среде с одним и тем же показателем преломления, то определитель $ABCD$ -матрицы равен 1, т. е. $AD - BC = 1$.

Таблица П.1

Лучевые матрицы для распространения света
 через некоторые оптические элементы

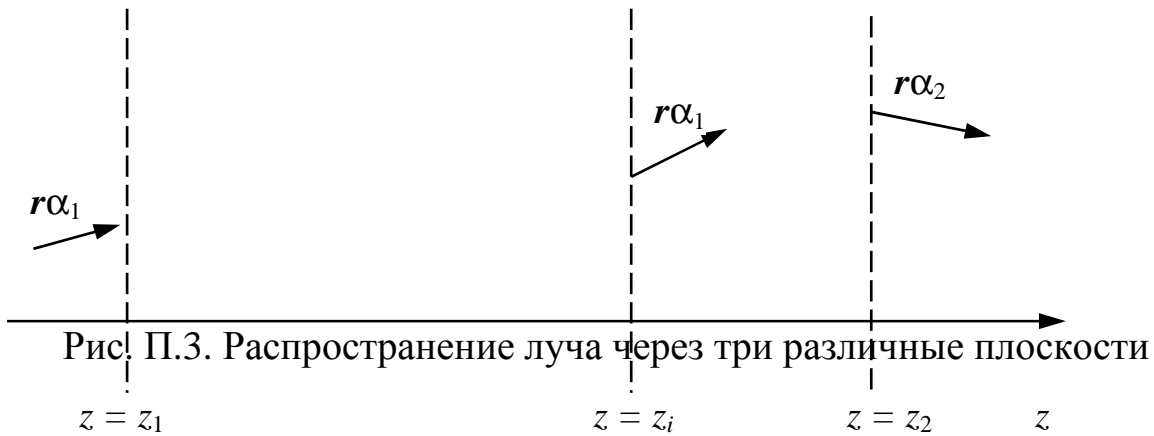
Распространение в свободном пространстве		$\begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	Сферическое зеркало		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}$
Тонкая линза		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$	Сферическая граница раздела двух диэлектриков		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_1}{n_2} & \frac{1}{R} \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$

Если матрицы для отдельных оптических элементов известны, то легко можно получить полную матрицу для более сложного, составного оптического элемента, раскладывая его на эти отдельные компоненты.

Предположим, что внутри данного оптического элемента можно рассмотреть такую промежуточную плоскость с координатой z_i (рис. П.3), что известны две $ABCD$ -матрицы для распространения луча между плоскостями $z = z_1$ и $z = z_i$ и плоскостями $z = z_i$ и $z = z_2$. Если обозначить теперь через r_i и r_i' координаты лучевого вектора в плоскости $z = z_i$, то можем записать:

$$\begin{vmatrix} r_i \\ r_i' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r_1 \\ r_1' \end{vmatrix}; \quad (\text{П.4})$$

$$\begin{vmatrix} r_2 \\ r_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r_i \\ r_i' \end{vmatrix}. \quad (\text{П.5})$$



Если вместо вектора r_i в правой части выражения (П.5) подставить выражение (П.4), то получим:

$$\begin{vmatrix} r_2 \\ r_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r_1 \\ r_1' \end{vmatrix}. \quad (\text{П.6})$$

Таким образом, полную $ABCD$ -матрицу для составной системы можно получить перемножением $ABCD$ -матриц для отдельных компонент.

В качестве примера рассмотрим распространения луча в свободном пространстве среды с показателем преломления n на расстояние L_1 , за ко-

торым снова следует такое же распространение в той же среде на другое расстояние L_2 . Учитывая, что $\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & L_1/n \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$, из выражения (П.6) получим:

$$\begin{vmatrix} r_2 \\ r_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & L_2/n \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & L_1/n \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r_1 \\ r_1' \end{vmatrix}. \quad (\text{П.7})$$

Если использовать хорошо известное правило перемножения квадратных матриц, уравнение (П.7) преобразуется в виде:

$$\begin{vmatrix} r_2 \\ r_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & (L_1 + L_2)/n \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r_1 \\ r_1' \end{vmatrix}. \quad (\text{П.8})$$

Этот расчет подтверждает очевидный вывод, что результирующее распространение в свободном пространстве эквивалентно такому распространению на суммарное расстояние $L = L_1 + L_2$.

В качестве полезного примера рассмотрим распространение на расстояние L в свободном пространстве среды с показателем преломления $n = 1$, за которой следует отражение от зеркала с радиусом кривизны R . Согласно выражениям (П.6) и (П.8) полная $ABCD$ -матрица задается соотношением

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -(2/R) & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & L \\ -(2/R) & 1 - (2L/R) \end{vmatrix}. \quad (\text{П.9})$$

Из соотношения (П.9) следует, что оказывается справедливым результат для любой произвольной последовательности оптических элементов, поскольку определители множителей матриц равны единице, и, следовательно, определитель произведения матриц равен произведению их определителей, т. е. также равен единице.

Рассмотрим вопрос о нахождении A', B', C', D' -лучевой матрицы при известных элементах A, B, C, D -матрицы, т. е. выходные параметры луча, распространяющегося в обратном направлении. В этом случае знаки векторов r_1 и r_2 и направление оси z изменяются на противоположные, а угол между вектором r и z положителен, если вектор r нужно вращать против часовой стрелки, чтобы направить его вдоль оси z .

Расчеты для свободного пространства показывают, что константы прямой и обратной матриц равны: $A' = D$, $B = B'$, $C = C'$, $D' = A$. Тогда результирующая матрица A' , B' , C' , D' равна:

$$\begin{vmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} D & B \\ C & A \end{vmatrix}.$$

Таким образом, матрица для распространения в обратном направлении получается из матрицы для распространения в прямом направлении при перестановке элементов A и D .

Матричное представление используется также для описания распространения сферической волны. Рассмотрим сферическую волну (рис. П.4) исходящую из точки P_1 и распространяющуюся вдоль положительного направления оси z .

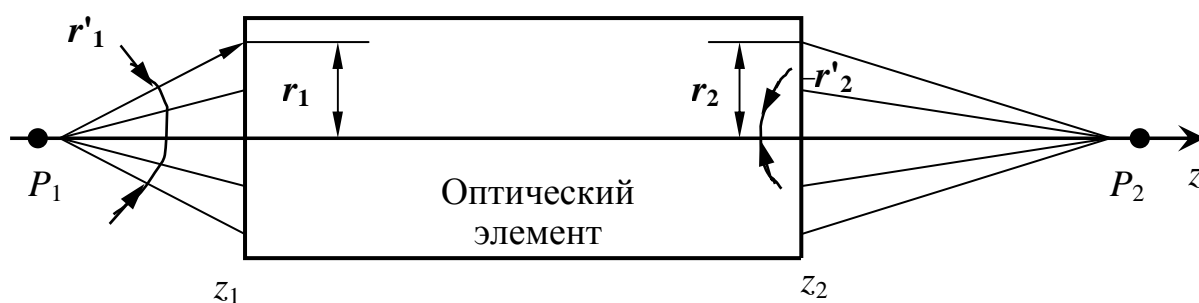


Рис. П.4. Распространение сферической волны, исходящей из точки P_1 , через произвольный оптический элемент, описываемый данной $ABCD$ -матрицей

После прохождения оптического элемента, характеризуемого $ABCD$ -матрицей, сферическая волна преобразуется в другую сферическую волну с центром в точке P_2 . Радиусы кривизны R_1 и R_2 фронтов этих двух волн в плоскости на входе z_1 и на выходе z_2 определяются как

$$R_1 = r_1 / r_1'. \quad (\text{П.10})$$

$$R_2 = r_2 / r_2'. \quad (\text{П.11})$$

Здесь использовано правило о знаках: R положительна, если центр кривизны находится слева от волнового фронта.

С учетом матричного преобразования можно показать, что

$$R_2 = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D}. \quad (\text{П.12})$$

Соотношение (П.12) непосредственно связывает радиусы кривизны R_1 и R_2 волновых фронтов на входе и выходе оптического элемента, через $ABCD$ -матрицу.

Использование соотношения (П.12) для свободного пространства с показателем преломления n и расстояния $L = z_2 - z_1$ (рис. П.4), а также с учетом $\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & L/n \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$ получаем: $R_2 = R_1 + (z_2 - z_1)$, что, конечно, является очевидным результатом. В качестве примеров на рис. П.5 приведено распространение сферической волны в свободном пространстве и через линзу.

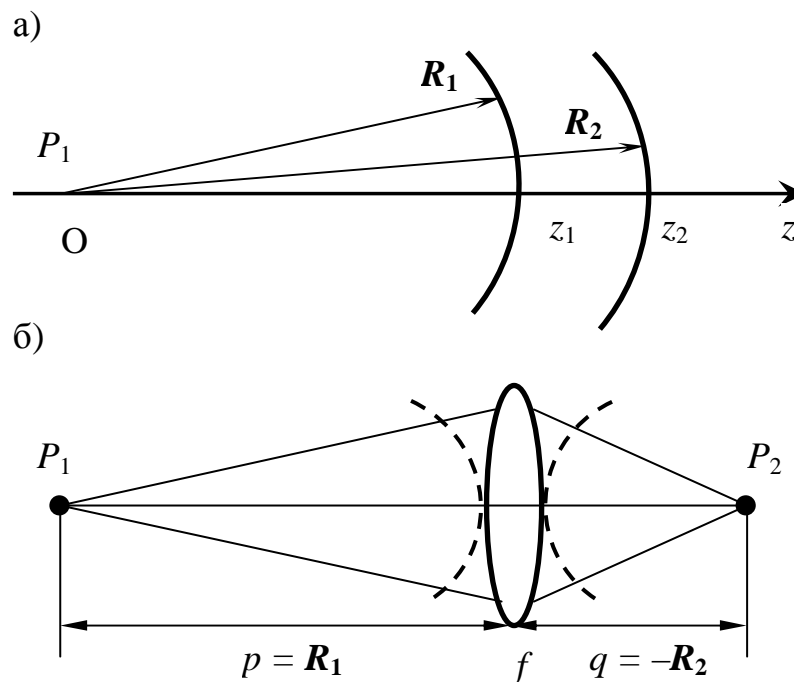


Рис. П.5. Распространение сферической волны:
а) в свободном пространстве; б) через линзу

Посредством $ABCD$ -матрицы, полагая, что $n = 1$ и $L = z_2 - z_1$ для случая распространения лучей в свободном пространстве (рис. П.5, *a*), получаем $\mathbf{R}_2 = \mathbf{R}_1 + (z_2 - z_1)$, а для лучей, распространяющихся через линзу (рис. П.5, *б*), находим соотношение

$$1/\mathbf{R}_2 = 1/\mathbf{R}_1 - 1/f. \quad (\text{П.13})$$

Если пространство, где распространяются оптические лучи, содержит различные оптические элементы, в этом случае полная матрица определяется согласно правилам произведения матриц.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Звелто О. Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990. – 558 с.
2. Мэйтленд А, Дан М. Введение в физику лазеров. – М.: Наука, 1978. – 407 с.
3. Siegman A. E., An Introduction to Lasers and Masers, McCraw-Hill, New York, 1971, p. 362.
4. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. – М.: Физматгиз, 1962. – 966 с.
5. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. – М.: Наука, 1983. – 336 с.
6. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. – М.: Наука, 1979. – 328 с.
7. Kahn W. K. Unstable optical resonators. – Appl. Optics, 1966, v. 5, p. 407.
8. Schawlow A. L., Townes C. H., Phys. Rev., 112, 1940, (1958).
9. Лоундон Р. Квантовая теория света. – М.: Мир, 1976. – 564 с.
10. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая Оптика. – М.: Наука, 2004. – 656 с.
11. Справочник по лазерам / Под ред. А. М. Прохорова; пер. с англ. с изм. и доп. – М.: Сов. радио, 1978. – Т. 1, 2.
12. Яриев А. Квантовая электроника и нелинейная оптика. – М.: Сов. радио, 1973. – 455 с.
13. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Об одной возможности усиления световых волн // ЖЭТФ. – 1962. – Т. 43, № 1. – С. 351–353.
14. Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Наука, 2006. – 352 с.
15. Айрапетян В. С. Внерезонаторная параметрическая генерация с плавной и (или) дискретной перестройкой частоты излучения // Вестник НГУ. Сер. Физика. – 2009. – № 3. – С. 20–24.
16. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.