

**А. С. БОРЕЙШО,  
С. В. ИВАКИН**

# **ЛАЗЕРЫ : УСТРОЙСТВО И ДЕЙСТВИЕ**

*РЕКОМЕНДОВАНО  
УМО вузов РФ по образованию  
в области приборостроения и оптоэлектроники  
для студентов вузов, обучающихся  
по направлениям подготовки бакалавриата  
«Лазерная техника и лазерные технологии»,  
«Фотоника и оптоинформатика»*



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ • МОСКВА • КРАСНОДАР  
2016

ББК 32.86-5я73

Б 82

**Борейшо А. С., Ивакин С. В.**

**Б 82** Лазеры: устройство и действие: Учебное пособие. — СПб.: Издательство «Лань», 2016. — 304 с.: ил. (+вклейка, 8 с.). — (Учебники для вузов. Специальная литература).

**ISBN 978-5-8114-2088-9**

В книге рассмотрены физические принципы и конструкции лазеров, свойства лазерного излучения, вопросы, связанные с распространением лазерного излучения в средах и взаимодействием излучения с различными материалами.

Пособие предназначено для широкого круга читателей: студентов, обучающихся по направлениям подготовки бакалавров «Лазерная техника и лазерные технологии», «Фотоника и оптоинформатика», аспирантов и магистров других технических специальностей, инженерно-технических работников и всех интересующихся современным состоянием лазерной техники.

**ББК 32.86-5я73**

**Рецензенты:**

*В. Е. ПРИВАЛОВ* — доктор физико-математических наук, профессор кафедры экспериментальной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого; *В. П. ВЕЙКО* — доктор технических наук, профессор, зав. кафедрой лазерных технологий и экологического приборостроения Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики.

**Обложка**

*Е. А. ВЛАСОВА*

*Охраняется законом РФ об авторском праве.  
Воспроизведение всей книги или любой ее части  
запрещается без письменного разрешения издателя.  
Любые попытки нарушения закона  
будут преследоваться в судебном порядке.*

© Издательство «Лань», 2016  
© А. С. Борейшо, С. В. Ивакин, 2016  
© Издательство «Лань»,  
художественное оформление, 2016

## ВВЕДЕНИЕ

**И**стория лазерной техники насчитывает немногим более 50 лет, однако уже можно уверенно считать лазеры одним из наиболее интересных научно-технических достижений XX в. наряду с космическими полетами, компьютерами, мобильной связью, Интернетом. Создание лазеров и развитие лазерной техники и технологий привело ко второму рождению оптической физики, появлению и развитию совершенно новых научных и технических направлений.

Несмотря на то что в начале своей истории разработка и изучение лазеров велись в научно-исследовательских центрах и лабораториях, с самого начала стало понятно их большое практическое значение. Сегодня лазеры находят разнообразное применение в различных технологиях, связанных с оптоинформатикой и микроэлектроникой, аддитивным производством, дистанционным зондированием, медициной, генетикой, военными задачами.

Настоящее издание является продолжением учебного пособия, изданного в Механическом институте (ныне — БГТУ «Военмех» им. Д. Ф. Устинова) в 1992 г. под тем же названием. Цель этой книги — дать читателю системное представление о лазерах в понятном и удобном для восприятия изложении. В книге рассмотрены физические принципы, определяющие работу лазеров и их подсистем, приведено описание различных типов лазеров, охвачены вопросы формирования и основные характеристики лазерного излучения, описаны особенности распространения лазерного излучения в средах и воздействия излучения на материалы, дано представление об истории и современном состоянии лазерной техники.

Книга раскрывает каждую тему в достаточном для понимания объеме, проследовав от фундаментальных понятий до передовых концепций и современных конструкторских решений. Простые объяснения понятий, большое

количество конкретных примеров, заключения по разделам, подчеркивающие основное содержание каждой главы, помогают составить целостное представление о лазерах, современном состоянии и перспективах развития лазерной техники.

При этом авторы старались максимально ориентироваться на российские разработки и выпускаемое в нашей стране оборудование.

Авторы искренне благодарны всем коллегам из Института лазерной техники и технологий, кафедры лазерной техники БГТУ «Военмех» им. Д. Ф. Устинова и Научно-производственного предприятия «Лазерные системы» за сотрудничество и помощь в работе над книгой.

Авторы признательны рецензентам д-ру техн. наук, профессору В. П. Вейко и д-ру физ.-мат. наук, профессору В. Е. Привалову за внимательное отношение и ценные замечания и предложения.

Мы благодарим также П. С. Макаrchука, А. А. Калинину и А. А. Сергеева за помощь в подготовке рукописи к печати.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ  
СВОЙСТВА ЛАЗЕРОВ

**В** первой части книги, посвященной описанию свойств лазеров и лазерного излучения, рассматриваются:

- в главе 1 — фундаментальные основы и принципы структурной и функциональной композиции лазеров;
- в главе 2 — параметры и характеристики лазерного излучения, а также методы их измерений и численных оценок;
- в главе 3 — принципы формирования излучения в резонаторе лазера, обеспечение спектральных, временных, энергетических и пространственных характеристик генерируемого излучения;
- в главе 4 — формы и способы возбуждения (накачки) активных сред лазеров.

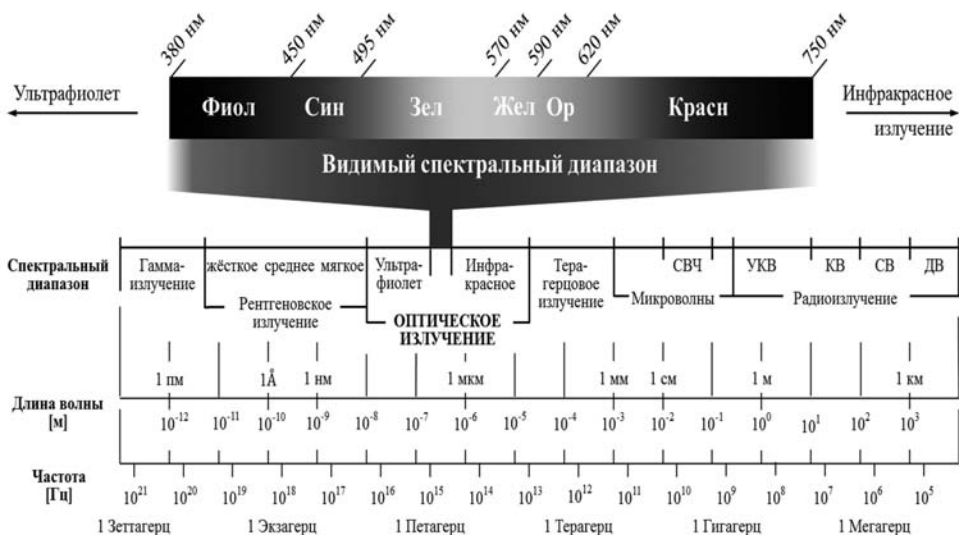
# ГЛАВА ПЕРВАЯ

## ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЛАЗЕРОВ

### 1.1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И КВАНТЫ

**В** конце XIX в. в физике сложилось убеждение, что представления о свете как потоке электромагнитных волн позволяют успешно объяснить практически все многообразие явлений, связанных с природой и распространением света.

Светом в широком смысле называют оптическое электромагнитное излучение (рис. 1.1), характеризующееся длиной волны  $\lambda$  в диапазоне от  $10^{-8}$  до  $10^{-5}$  м, т. е. помимо воспринимаемого человеческим глазом видимого света (диапазон длин волн от 380 до 740 нм) в это понятие также включают ультрафиолетовое (УФ) и инфракрасное (ИК) излучение.



**Рис. 1.1**  
Спектр электромагнитного излучения

### 1.1.1. ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ

Кроме длины волны  $\lambda$ , в рамках волнового подхода основными характеристиками излучения являются его частота  $\nu$  и интенсивность  $I_\nu$ . Длина волны и частота связаны между собой соотношением

$$\lambda = c / \nu, \quad (1.1)$$

где  $c$  — скорость света.

Интенсивность излучения  $I_\nu$  (или плотность потока электромагнитной энергии), распространяющегося в определенном направлении, определяется как часть энергии  $dE$ , которая протекает через единичную площадку  $dS$ , перпендикулярную к направлению потока, в единичном телесном угле  $d\varphi$ , в единичном частотном интервале  $d\nu$ , в единицу времени  $dt$ :

$$I_\nu = dE / (dS \cdot d\varphi \cdot d\nu \cdot dt), \quad (1.2)$$

где  $dE$  — количество лучистой энергии в частотном интервале  $(\nu, \nu + d\nu)$ .

Интенсивность  $I_\nu$  монохроматического излучения, проинтегрированная по частоте, дает интегральную интенсивность  $I$ . Поле излучения однородно, если  $I$  постоянна в любой точке. Поле изотропно, если  $I$  не зависит от направления распространения. Некоторая область, через которую проходит электромагнитное излучение, в любой момент времени будет содержать определенное количество протекающей лучистой энергии. Эта электромагнитная энергия, содержащаяся в единице объема, определяет плотность электромагнитной энергии  $\rho$ :

$$\rho = (E^2 + H^2) / 8\pi, \quad (1.3)$$

где  $E$  и  $H$  — напряженности электрического  $E$  и магнитного полей соответственно.

Обозначая единичный объем  $dV$  и учитывая, что  $dS \cdot dt = dV / c$ , можно записать выражение для энергии, присутствующей в  $dV$  в любой момент времени:

$$dE_\nu = (I_\nu + d\varphi \cdot d\nu \cdot dV) / c. \quad (1.4)$$

Излучение со всех направлений, присутствующее в  $dV$  в любой момент времени, определяется интегрированием этого равенства по всем телесным углам и по всему объему  $V$ :

$$\frac{dV}{c} \int dV \int I_\nu \cdot d\varphi = \frac{V}{c} d\nu \cdot \int I_\nu \cdot d\varphi. \quad (1.5)$$

Разделив обе части равенства на  $V$  и  $d\nu$ , получим спектральную плотность энергии в единичном частотном интервале:  $\rho_\nu = 1 / (c \cdot \int I_\nu d\varphi)$ . Для изотропного излучения  $\rho_\nu = 4\pi I_\nu / c$ . Если излучение распространяется в виде узкого пучка с телесным углом  $\Delta\varphi$ , плотность энергии излучения равна  $\rho_\nu = I_\nu \cdot \Delta\varphi / c$ .



В то же время оказалось, что ряд явлений, связанных со взаимодействием света с материей, главным образом со свечением и поглощением излучения, не могут найти достаточно строгого объяснения в рамках волновой теории. Так, экспериментальная кривая спектральной плотности излучения термодинамически равновесных систем (спектр излучения абсолютно черного тела) в области больших температур  $\lambda T > 7,8 \cdot 10^5$  мкм·К ( $T$  — равновесная температура системы) хорошо описывается полученной на основе волновой теории формулой Рэля — Джинса (рис. 1.2):

$$\rho_\nu = 8\pi\nu^2 kT / c^3, \tag{1.6}$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж·К — постоянная Больцмана.

При малых  $\lambda T < 7,8 \cdot 10^5$  мкм·К результаты экспериментов хорошо описываются формулой Вина:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right)}, \tag{1.7}$$

где  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с — постоянная Планка.

В 1900 г. М. Планк, анализируя оба эти выражения (для области коротких и области длинных волн), нашел способ объединения этих формул в одно выражение, получить которое на основе известных в то время физических законов было невозможно:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \tag{1.8}$$

М. Планку удалось вывести эту формулу, рассматривая излучение в полости при состоянии равновесия со стенками, т. е. для термодинамически равновесных систем, только введя принципиально новое предположение о том, что энергия, которую несет свет, может поглощаться и испускаться не непрерывно, а отдельными порциями. Эти элементарные, неделимые порции энергии он назвал квантами энергии  $\varepsilon = h\nu$ .

Рассмотрение предположения Планка совместно с энергетическим (точнее термодинамическим) анализом излучения привело А. Эйнштейна к заключению, что этот постулат есть следствие квантовых свойств самого излучения, что именно свет по своей природе несет элементарные порции энергии — кванты, что именно свет является квантованным, т. е. состоит из потока особых частиц (корпускул), названных позднее фотонами, каждая из которых несет порцию энергии, описываемую формулой Планка.

При таком корпускулярном подходе интенсивность монохроматического света выражается через объемную концентрацию фотонов  $n_\phi$  и их энергию:

$$I_\nu = h\nu \cdot n_\phi \cdot c. \tag{1.9}$$

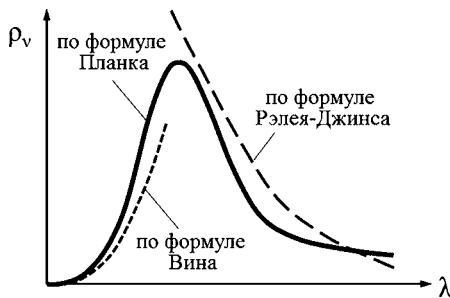
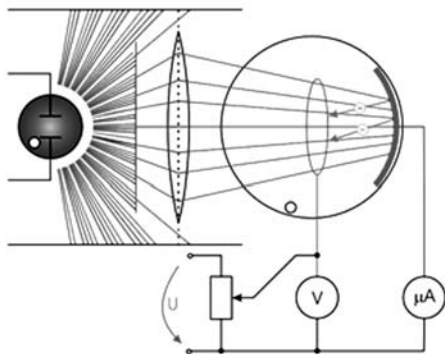


Рис. 1.2  
Спектральная плотность излучения абсолютно черного тела, описываемая с помощью выражений, полученных Дж. Рэлеем и Дж. Джинсом, В. Вином и М. Планком



**Рис. 1.3**  
Схема эксперимента  
по исследованию фотоэффекта

На основании корпускулярной теории Эйнштейн просто объяснил и другое явление, не нашедшее объяснения с помощью волновой теории, а именно фотоэлектрический эффект, который состоит в том, что некоторые материалы, например цинк, освещенные светом определенной частоты, испускают поток электронов. Это явление было подробно исследовано, однако попытки его осмысления с помощью волновой теории всегда приводили к противоречиям. Схема эксперимента по исследованию фотоэффекта приведена на рисунке 1.3.

В этом эксперименте от источника света выделяется узкий диапазон частот и направляется на катод внутри вакуумного прибора. Напряжением между катодом и анодом устанавливается энергетический порог между ними. По регистрируемому току судят о достижении электронами анода. Вопреки классической электродинамике, энергия вылетающего электрона всегда строго связана с частотой падающего излучения и практически не зависит от его интенсивности.

Фотоэффект был объяснен в 1905 г. Альбертом Эйнштейном (за что в 1921 г. он благодаря номинации шведского физика Карла Вильгельма Озеена получил Нобелевскую премию) на основе гипотезы Макса Планка о квантах света. В работе Эйнштейна содержалась важная новая гипотеза — если Планк предположил, что свет может излучаться и поглощаться квантованными порциями, то Эйнштейн уже считал, что свет, по своей природе, существует только в виде квантованных порций. Из закона сохранения энергии, при представлении света в виде частиц (фотонов), следует формула Эйнштейна для фотоэффекта:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{m\nu^2}{2}, \quad (1.10)$$

где  $A_{\text{вых}}$  — так называемая работа выхода (минимальная энергия, необходимая для удаления электрона из вещества);  $m\nu^2/2$  — кинетическая энергия вылетающего электрона.

### 1.1.2. КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Еще одной проблемой, не решенной физиками на рубеже XIX–XX вв., был характер спектров<sup>1</sup> химических элементов в газообразном состоянии, состоящих из отдельных спектральных линий, структура которых индивидуальна для каждого газа (рис. 1.4). Объяснить закономерность этой картины

<sup>1</sup> Спектр — распределение по частоте (аналогично по длине волны) значений физической величины (например, энергии кванта, интенсивности излучения, коэффициента пропускания и т. д.). Наиболее часто встречаются спектры следующих видов: поглощения (абсорбционные), испускания (эмиссионные), рассеяния и отражения.

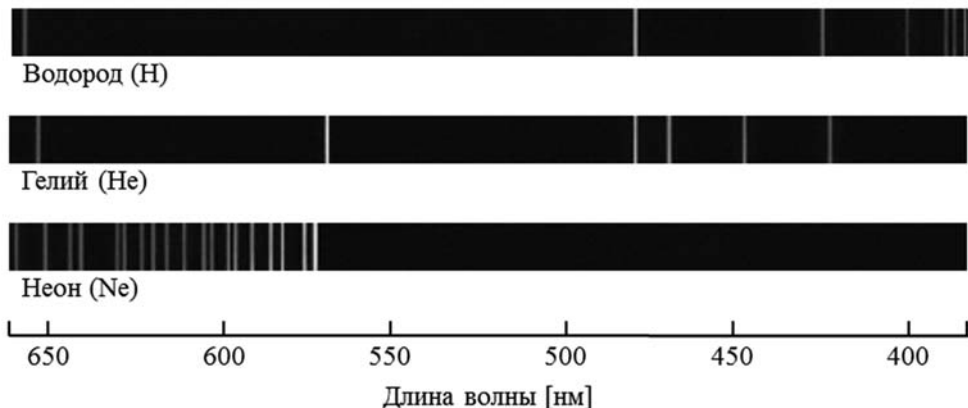


Рис. 1.4  
 Линейчатые спектры испускания фотонов для некоторых газов

удалось лишь в 1911–1913 гг. Н. Бору на основе представлений квантовой механики.

За основу Н. Бор взял планетарную модель атома, выдвинутую Э. Резерфордом. Однако с точки зрения классической электродинамики электрон в модели Резерфорда, двигаясь вокруг ядра, должен был бы излучать непрерывно и очень быстро, потеряв энергию, упасть на ядро. Чтобы преодолеть эту проблему, Бор ввел допущение, суть которого заключается в том, что электроны в атоме могут двигаться только по определенным (стационарным) орбитам, находясь на которых, они не излучают. При этом излучение света происходит только в момент перехода с одной орбиты на другую, т. е. электрон перескакивает на более высокую орбиту при поглощении фотона и соскакивает на более низкую при излучении фотона (рис. 1.5). Причем стационарными являются лишь те орбиты, при движении по которым момент количества движения электрона равен целому числу постоянных Планка:

$$m_e \cdot v \cdot r = (h/2\pi) \cdot N, \tag{1.11}$$

где  $m_e$  — масса электрона;  $v$  — его скорость;  $r$  — радиус орбиты;  $N$  — номер уровня энергии.

В соответствии с основными правилами квантовой механики все частицы, большие и малые, обладают дискретными уровнями энергии или энергетическими состояниями. Различные дискретные уровни энергии соответствуют различным периодическим движениям входящих в состав частицы электронов. В то время как самый низкий допустимый уровень энергии называют основным



Рис. 1.5  
 Модель атома по Н. Бору

состоянием (это наиболее распространенное и устойчивое состояние частицы), все другие, относительно более высокие энергетические уровни, называются возбужденными состояниями. В нормальных условиях почти все частицы среды находятся в основном состоянии. В качестве простой иллюстрации рассмотрим энергетическую структуру атома водорода (рис. 1.6).

Атом водорода имеет один протон и один электрон на орбите ядра. Этот единственный электрон может занимать только определенные конкретные орбиты. Этим орбитам присваивается квантовое число  $N$ , начиная с  $N = 1$ . Последующим внешним орбитам присваиваются номера  $N = 2, N = 3 \dots$  и т. д. Энергия электрона, находящегося на внутренней орбите с числом  $N = 1$ ,

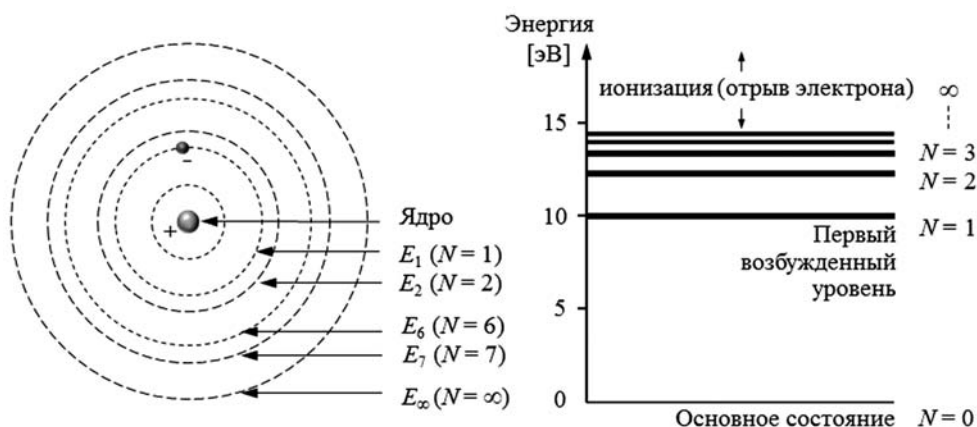


Рис. 1.6  
Структура энергетических уровней атома водорода

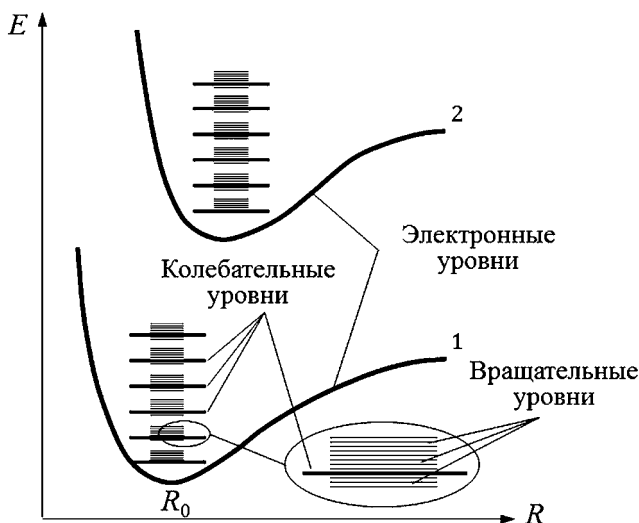


Рис. 1.7  
Энергетические уровни двухатомной молекулы ( $R$  — расстояние между ядрами)

является самой низкой и, следовательно, ей соответствует состояние, называемое основным.

Дискретные энергетические уровни существуют безотносительно от периодических движений электрона. Существует множество других типов электронных уровней, отличных от простейшей представленной схемы. Ядра различных атомов имеют собственные различные энергетические уровни. В свою очередь, молекулы, состоящие из атомов, также имеют различные энергетические уровни, зависящие от колебаний различных атомов в составе молекулы, а также энергетические уровни, соответствующие вращению самой молекулы (рис. 1.7).

Энергия перехода между электронными уровнями значительно превышает энергию перехода между колебательными уровнями. В свою очередь, разница энергий соседних колебательных уровней значительно превышает соответствующую величину для вращательных уровней:

$$\Delta E_{\text{эл}} \gg \Delta E_{\text{кол}} \gg \Delta E_{\text{вращ}}. \quad (1.12)$$

Переходы между электронными энергетическими уровнями, имеющими отношение к лазерному воздействию, соответствуют длинам волн, лежащим в диапазоне от ультрафиолетового (УФ) до ближнего инфракрасного излучения (ИК). Например, длина волны излучения неодимового лазера составляет 1064 нм, а аргон-ионного — 488 нм. Переходы между колебательными энергетическими уровнями атомов соответствуют инфракрасному диапазону. В лазерах, использующих в качестве рабочей среды углекислый газ ( $\text{CO}_2$ ), длина волны составляет 10,6 мкм, а в химических фтороводородных (HF) лазерах — 2,7 мкм. Переходы же между вращательными энергетическими уровнями могут соответствовать средним и дальним ИК-диапазонам: от 100 микрон (мкм) до 10 мм.

В плотной среде, в твердой или жидкой фазе или в газах под высоким давлением атомы и молекулы постоянно взаимодействуют, вынуждая друг друга переходить с одного уровня энергии на другой. Однако с точки зрения работы лазера интерес представляют такие взаимодействия, которые вызывают выделение энергии (в виде фотона), т. е. оптически разрешенные переходы. Оптически разрешенным переходом между двумя энергетическими уровнями называется переход, характеризующийся либо поглощением, либо испусканием фотона, который в свою очередь удовлетворяет условиям возникновения резонанса:

$$\Delta E = h\nu, \quad (1.13)$$

где  $\Delta E$  — разность энергии между квантовыми уровнями.

Квантовые переходы — это скачкообразные переходы квантовой системы (атома, молекулы, атомного ядра, твердого тела) из одного состояния в другое. Наиболее важными являются квантовые переходы между стационарными состояниями, соответствующими различной энергии квантовой системы: квантовые переходы системы с одного уровня энергии на другой. При переходе с более высокого уровня энергии  $E_k$  на более низкий  $E_i$  система

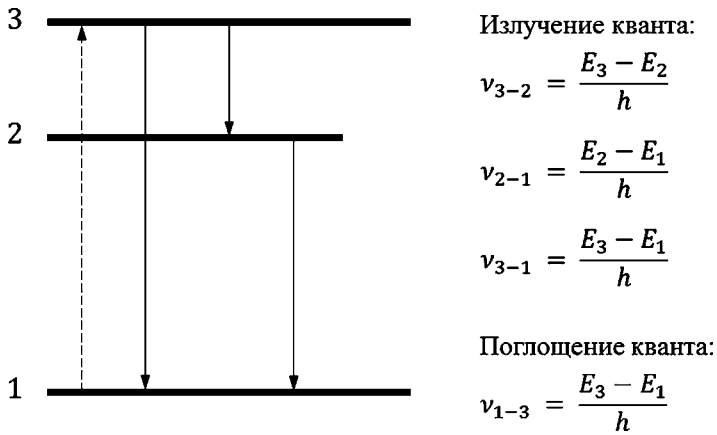


Рис. 1.8  
Квантовые переходы между энергетическими уровнями

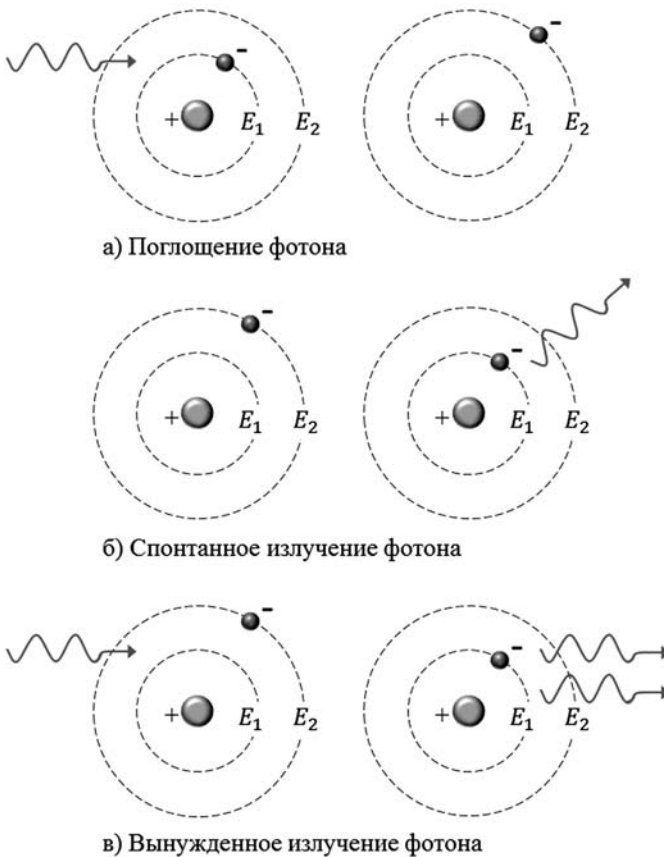


Рис. 1.9  
Три типа квантовых переходов

отдает энергию  $E_k \rightarrow E_i$ , а при обратном переходе получает ее (рис. 1.8). Квантовые переходы могут быть безызлучательными и излучательными.

При безызлучательных квантовых переходах система получает или отдает энергию при взаимодействии с другими системами. Так, атомы или молекулы газа при столкновениях друг с другом или электронами могут получать энергию (возбуждаться) или терять ее.

При излучательных квантовых переходах система испускает (переход  $E_k \rightarrow E_i$ ) или поглощает (переход  $E_i \rightarrow E_k$ ) квант электромагнитного излучения (фотон) с энергией  $h\nu$ , удовлетворяющей фундаментальному соотношению  $E_k - E_i = h\nu$  (которое представляет собой закон сохранения энергии при таком переходе).

В зависимости от разности энергий состояний системы, между которыми происходит квантовый переход, испускаются или поглощаются фотоны радиоизлучения, инфракрасного, видимого, ультрафиолетового, рентгеновского излучения,  $\gamma$ -излучения. Совокупность излучательных квантовых переходов с верхних уровней энергии на нижние образует спектр испускания данной квантовой системы, совокупность обратных переходов — ее спектр поглощения.

Если частица в какой-то момент времени находится в одном из возбужденных состояний  $E_k$ , то такое состояние неустойчиво, даже если на него не влияют другие частицы. Через некоторое время частица перейдет в одно из состояний с меньшей энергией  $E_i$ . При этом она излучит квант света с частотой  $\nu_{k-i}$  и энергия электромагнитного поля увеличится на величину  $h\nu_{k-i}$  (рис. 1.9а).

Случайность спонтанных переходов приводит к тому, что различные атомы излучают неодновременно и независимо. Излучение всех обычных источников света (ламп накаливания, газоразрядных ламп и др.) возникает за счет актов спонтанного испускания.

Если частица находится на нижнем уровне  $E_i$ , а электромагнитное излучение, падающее на вещество, содержит кванты света частотой  $\nu_{k-i}$ , то может произойти переход частицы на уровень  $E_k$ , при котором атом поглощает квант излучения (рис. 1.9б). Такие вынужденные переходы называются резонансными и характеризуют поглощение света.

Анализируя процессы, связанные с поглощением и испусканием квантов света веществом, находящимся в термодинамически равновесном состоянии, А. Эйнштейн в 1916 г. пришел к выводу, что для поддержания равновесия в системе должен существовать еще один механизм взаимодействия света с веществом — так называемое стимулированное (или индуцированное) излучение. Частица, находящаяся в возбужденном состоянии, может перейти с уровня  $E_k$  на уровень  $E_i$  не спонтанно, а под действием кванта света, если только его частота достаточно близка к частоте перехода  $\nu_{k-i} = (E_k - E_i) / h$ . Такие переходы также называются вынужденными (рис. 1.9в).

Особенность стимулированного (вынужденного) излучения заключается в том, что «новорожденный» квант света абсолютно неотличим от вызвавших переход «первичных» квантов: он имеет те же частоту и фазу, направление движения и поляризацию.

Важнейшей характеристикой любого квантового перехода является вероятность, определяющая, как часто происходит данный квантовый переход. Вероятность перехода измеряют числом переходов данного типа в рассматриваемой квантовой системе за единицу времени, поэтому она может принимать любые значения от нуля до бесконечности (в отличие от вероятности единичного события, которая всегда меньше единицы).

Для того чтобы достичь необходимых и благоприятных условий, при которых возможно вынужденное излучение, и тем самым установить критерии для получения лазерного воздействия, важно проанализировать значения скоростей, с которыми эти процессы должны произойти.

Основу для определения относительных скоростей этих процессов заложил Эйнштейн, определивший константы  $A$  и  $B$ , ныне известные как коэффициенты Эйнштейна.

Коэффициент  $A$  относится к вероятности спонтанного излучения. Коэффициент  $B$  относится к вероятности вынужденного излучения и поглощения. Поглощение и вынужденное излучение — процессы аналогичные. Поэтому относительные скорости как поглощения, так и вынужденного излучения зависят от населенности верхнего и нижнего уровней энергии соответственно. В качестве иллюстрации рассмотрим двухуровневую систему с более низким энергетическим уровнем 1 и находящимся выше энергетическим уровнем 2, имеющими населенности  $N_1$  и  $N_2$  соответственно.

Коэффициенты Эйнштейна для трех процессов выглядят следующим образом:  $B_{12}$  (поглощение),  $A_{21}$  (спонтанное излучение) и  $B_{21}$  (вынужденное излучение). Нижние индексы для коэффициентов Эйнштейна здесь представляют направление перехода. Например,  $B_{12}$  — коэффициент Эйнштейна для перехода с уровня 1 на уровень 2. Вероятность спонтанного излучения  $A_{21}$  определяется только физическими свойствами вещества, а вероятности вынужденных переходов  $B_{12}$  и  $B_{21}$  пропорциональны спектральной плотности энергии электромагнитного поля  $\rho_\nu$ .

В системе из многих частиц в электромагнитном поле могут одновременно происходить все три процесса: спонтанное и индуцированное излучение и поглощение, при этом в термодинамически равновесных системах полная энергия системы не изменяется, поэтому число переходов  $2 \rightarrow 1$  и  $1 \rightarrow 2$  должно совпадать:

$$N_1 \cdot B_{12} \cdot \rho_\nu = (B_{21} \cdot \rho_\nu + A_{21}) \cdot N_2, \quad (1.14)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — количество частиц на уровнях 1 и 2 соответственно.

Если  $E_1$  и  $E_2$  — энергии, соответствующие уровням 1 и 2, тогда населенность этих уровней при тепловом равновесии может быть выражена уравнением, известным как распределение Больцмана:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)}, \quad (1.15)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж·К<sup>-1</sup> или  $k = 8,86 \cdot 10^{-23}$  эВ·К<sup>-1</sup> — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура в градусах Кельвина.



Анализ этих утверждений показывает, что в случае термодинамического равновесия, согласно распределению Больцмана, для любых положительных значений  $\Delta E = E_1 - E_2$  и температуры  $T$ ,  $N_1$  всегда будет значительно превышать  $N_2$ . Таким образом, в случае термодинамического равновесия состояние с низкой энергией намного популярней возбужденного состояния, и это является нормальным состоянием системы. Если удастся каким-либо способом обратить ситуацию, т. е. сделать  $N_2 / N_1 > 0$ , то в этом случае можно будет сказать, что система перешла в состояние с инверсией населенностей энергетических уровней.

Отсюда следует, что для получения инверсии населенностей, система не может находиться в термодинамическом равновесии.

Используя распределение Больцмана, преобразуем выражение, связывающее населенности уровней с вероятностями переходов:

$$(B_{21} \cdot \rho_\nu + A_{21}) \cdot e^{\left(\frac{-E_2}{kT}\right)} = B_{12} \cdot \rho_\nu \cdot e^{\left(\frac{-E_1}{kT}\right)}. \quad (1.16)$$

При  $T \rightarrow \infty$  спектральная плотность энергии неограниченно возрастает, следовательно, при достаточно высоких температурах  $B_{21} \cdot \rho_\nu \gg A_{21}$ , однако при этом экспоненты в этой формуле будут стремиться к единице. Отсюда можно получить первое соотношение между коэффициентами Эйнштейна:  $B_{12} = B_{21}$ , т. е. вероятности процессов вынужденных поглощения и излучения равны. Тогда это выражение можно переписать в виде

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}}{B_{21}} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) - 1}. \quad (1.17)$$

Известно, что при достаточно больших  $\lambda T$  (или  $T / \nu$ ) спектральная плотность энергии  $\rho_\nu$  должна определяться формулой Рэля — Джинса:  $\rho_\nu = 8\pi\nu^2 kT / c^3$ , тогда с учетом того, что  $E_2 - E_1 = h\nu$ , можно получить второе соотношение между коэффициентами Эйнштейна:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3}. \quad (1.18)$$

Подставляя это равенство в выражение для спектральной плотности энергии, приходим к известной формуле Планка (1.8), но теперь уже полученной на основе квантово-механических представлений:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (1.19)$$

Такой вывод явился первым подтверждением правильности гипотезы Эйнштейна о наличии процессов вынужденного излучения. Именно эта возможность рождения индуцированных квантов света оказывается решающим обстоятельством, приведшим к созданию генераторов направленного монохроматического излучения — лазеров.

### 1.1.3. ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

В приведенных выше рассуждениях предполагалось, что при квантовых переходах частица излучает или поглощает кванты света строго одной и той же частоты  $\nu_{ki} = (E_k - E_i) / h$  (см. рис. 1.10а). Если бы это было так, то спектры излучения (или поглощения) состояли из бесконечно тонких спектральных линий. Наблюдаемые же в действительности спектральные линии имеют некоторую ширину (рис. 1.10б). Их ширина связана с тем, что уровни энергии частиц в реальных условиях несколько размыты (рис. 1.10б) вследствие влияния различных факторов.

Даже для изолированной квантовой системы линии спонтанного излучения имеют конечную ширину. Эта так называемая естественная ширина спектральной линии является минимально возможной и связана с соотношением неопределенностей, являющимся одним из фундаментальных законов квантовой механики, согласно которому неточность в определении энергии системы  $\Delta E$  и времени ее существования  $\Delta t$  должна удовлетворять соотношению

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h / 2\pi. \quad (1.20)$$

Соответственно ширина энергетического уровня  $\Delta E_k$  зависит от времени  $\tau_k$  пребывания частицы в данном состоянии  $k$ . Время жизни данного состояния  $k$ , в свою очередь, определяется суммой вероятностей  $A_{ki}$  всех спонтанных переходов с уровня  $k$  в низшие состояния  $i$ :

$$\tau_k = 1 / A_{ki}. \quad (1.21)$$

Соответственно неопределенность энергии  $\Delta E_k$  уровня  $k$  составляет

$$\Delta E_k = \frac{h}{2\pi \cdot \tau_k} = \frac{h}{2\pi} \cdot A_{ki}. \quad (1.22)$$

Следовательно, наиболее широкими оказываются энергетические уровни с малым временем жизни, которые являются исходными для большого числа разрешенных переходов. Метастабильные долгоживущие уровни,

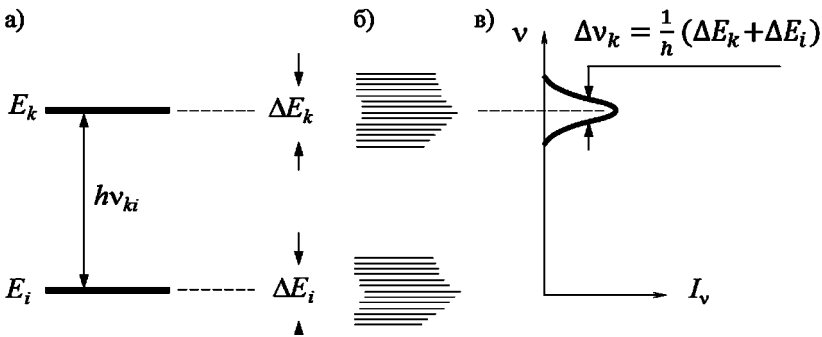


Рис. 1.10  
Размытие энергетических уровней  $E_k$  и  $E_i$ , обуславливающее наблюдаемую (естественную) ширину спектральной линии

напротив, имеют малую ширину. Основному состоянию атома, характеризующему бесконечным временем жизни, соответствует бесконечно узкий энергетический уровень.

На рисунке 1.10 показано, что неопределенность в значении частоты перехода между двумя уровнями определяется суммарной шириной комбинирующих уровней:

$$\Delta\nu_{ki} = \frac{1}{h} \cdot (\Delta E_k + \Delta E_i). \quad (1.23)$$

Получаемая таким образом ширина спектральной линии изолированно, не претерпевающего возмущений, неподвижного атома называется естественной шириной спектральной линии. С учетом определения коэффициента Эйнштейна для спонтанного излучения естественная ширина линии составляет

$$\Delta\nu_{ki} = A_{ki} / 2\pi. \quad (1.24)$$

В видимом и инфракрасном диапазонах естественная ширина спектральной линии, как правило, незначительна.

Реально наблюдаемые уширения спектральных линий связаны в первую очередь с процессами возбуждения частиц при столкновениях с другими частицами или со стенками сосуда. Рост ширины спектральной линии в этих случаях называется столкновительным уширением и увеличивается с ростом давления. Кроме того, даже в разреженных газах наблюдаемые линии уширяются из-за эффекта Доплера, вызываемого тепловым движением частиц. В твердых телах уширение спектральных линий может быть связано с воздействием электрических и магнитных полей. В общем случае полная ширина линий излучения или поглощения определяется всеми механизмами уширения. Учет реальной формы спектральных линий важен при количественном анализе процессов вынужденного излучения и поглощения.

## 1.2. СОЗДАНИЕ ИНВЕРСНОЙ НАСЕЛЕННОСТИ

В естественных условиях для термодинамически равновесных систем населенность энергетических уровней подчиняется известному распределению Больцмана, т. е. уровни с меньшей энергией  $E_i$  населены больше, чем уровни с большей энергией  $E_k$ , т. е.  $N_k < N_i$ . При этом одновременно с усилением света за счет индуцированных квантовых переходов, сопровождающихся излучением фотонов, происходит подавляющее ослабление излучения за счет вынужденного резонансного поглощения.

Отсюда следует, что для усиления света веществом необходимо искусственно изменить населенности уровней в веществе, а именно: увеличить населенность верхнего уровня  $N_k$  и уменьшить населенность нижнего  $N_i$ . Такое активное состояние вещества называется состоянием с инверсной населенностью энергетических уровней.

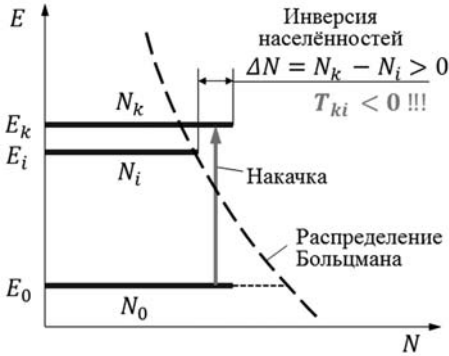


Рис. 1.11  
Инверсная населенность энергетических уровней при отрицательной статистической температуре

Основная трудность в получении инверсной населенности состоит в том, что антибольцмановское распределение частиц по энергиям является сильно неравновесным и его невозможно достичь обычными способами передачи энергии. Инверсную населенность можно формально представить как состояние с отрицательной абсолютной температурой (рис. 1.11).

Действительно, рассматривая отношение населенностей верхнего уровня к нижнему (на каждом из них число частиц связано с температурой и энергией уравнением Больцмана), получаем

$$\frac{N_k}{N_i} = e^{-\left(\frac{E_k - E_i}{kT}\right)}. \quad (1.25)$$

Отсюда

$$T_{ki} = \frac{E_k - E_i}{k \cdot \ln\left(\frac{N_k}{N_i}\right)}. \quad (1.26)$$

Поскольку для состояния инверсной населенности  $E_k > E_i$  и  $N_k > N_i$ , то  $T_{ki} < 0$ .

Получение такого антибольцмановского распределения не противоречит, однако, третьему началу термодинамики (согласно которому невозможно достигнуть температуры, равной абсолютному нулю, а тем более низшей) потому, что утверждение это относится к термодинамической температуре, а температура, определенная для населенностей уровней, имеет совершенно другой характер. Она называется статистической температурой или температурой перехода.

Для реальных тел можно определить много статистических температур — столько, сколькими способами можно связать в пары его энергетические уровни. Все они равны друг другу и термодинамической температуре тогда и только тогда, когда вещество находится в термодинамически равновесном состоянии, характеризующемся распределением Больцмана.

Инверсия населенностей уровней является существеннейшим условием появления лазерного излучения. Она гарантирует, что среди частиц существует больше излучателей, чем поглотителей, в результате чего вынужденное излучение доминирует над спонтанным излучением и процессами поглощения. Есть два возможных способа создания инверсии.

Один из них — заселение верхнего уровня путем возбуждения дополнительных атомов или молекул до верхнего уровня. Другой способ заключается в уменьшении населенности нижнего лазерного уровня, участвующего

в генерации. На самом деле, для получения устойчивого лазерного воздействия необходимо использовать оба пути: увеличение населенности верхнего уровня и уменьшение населенности нижнего.

Ввод возбуждения оптическим или электрическим методом, как правило, повышает энергию атомов или молекул до уровня, более высокого, чем верхний лазерный уровень, откуда она быстро падает до верхнего лазерного уровня. В некоторых случаях возможно введение атомов других элементов, отличных от тех, которые составляют основу для активной среды. Такие возбужденные атомы передают свою энергию активным частицам, вызывая инверсию населенности. Гелий-неоновый (He–Ne) лазер является типичным примером такого рода, где ввод возбужденных атомов гелия приводит к передаче их энергии атомам неона, чтобы поднять их на более высокий лазерный уровень.

Важным фактором, необходимым для получения лазерной генерации, является наличие и время жизни такого метастабильного состояния, как верхний лазерный уровень. Для вынужденного излучения возбужденное состояние должно существовать порядка от нескольких микросекунд до миллисекунды или около того. При этом возбужденные частицы должны оставаться на возбужденном верхнем лазерном уровне в течение более длительного времени для того, чтобы позволить продолжаться взаимодействию между фотонами и возбужденными частицами, которое необходимо для эффективного вынужденного излучения.

Если верхний лазерный уровень просуществует несколько наносекунд, большинство возбужденных частиц перейдет на нижний уровень за счет спонтанного излучения. Суть в том, что для достижения эффективного лазерного действия наращивание населенности верхнего лазерного уровня должно происходить быстрее, чем его распад. Таким образом, чем дольше просуществует верхний лазерный уровень, тем легче достичь нужного результата.

Важной особенностью, определяющей процессы образования инверсной населенности, является структура энергетических уровней активной среды, значительно влияющая на основные характеристики лазеров.

### 1.2.1. ДВУХУРОВНЕВАЯ ЛАЗЕРНАЯ СХЕМА

В двухуровневой энергетической системе есть только два уровня, участвующих в общем процессе. Атомы или молекулы на нижнем уровне, который в данном случае является нижним уровнем лазерного перехода, возбуждаются до верхнего уровня путем накачки или иного механизма возбуждения. Верхний уровень также является верхним лазерным уровнем. Как только достигнута инверсия населенностей и ее степень превышает порог инверсии, может возникнуть лазерное излучение. Рисунок 1.12 показывает расположение энергетических уровней в двухуровневой системе.



Рис. 1.12  
Двухуровневая  
энергетическая схема

Двухуровневая система является, однако, лишь теоретической концепцией постольку, поскольку это интересно с точки зрения изучения лазеров. На сегодняшний момент еще не существует лазеров, работающих по двухуровневой схеме инверсной населенности.

### 1.2.2. ТРЕХУРОВНЕВАЯ ЛАЗЕРНАЯ СХЕМА

В трехуровневой энергетической системе нижний уровень лазерного перехода является основным состоянием (самым нижним энергетическим уровнем). Атомы или молекулы возбуждаются на верхний уровень, который находится выше верхнего лазерного уровня. Верхний уровень, до которого атомы или молекулы возбуждаются от основного состояния, имеет относительно более короткое время существования, нежели верхний лазерный уровень, который является метастабильным.

В результате, возбужденные частицы быстро переходят с верхнего уровня на метастабильный верхний лазерный уровень. Относительно более длительное время существования метастабильного уровня обеспечивает инверсную населенность между метастабильным уровнем и основным состоянием при условии, что более половины из атомов или молекул в основном состоянии уже были возбуждены до верхних короткоживущих энергетических уровней. Лазерное излучение при этом возникает при переходе частицы с метастабильного уровня в основное состояние.

Рисунок 1.13 показывает трехуровневую структуру энергетических уровней.

Одним из основных недостатков трехуровневых лазеров является то, что нижний лазерный уровень является одновременно основным состоянием.

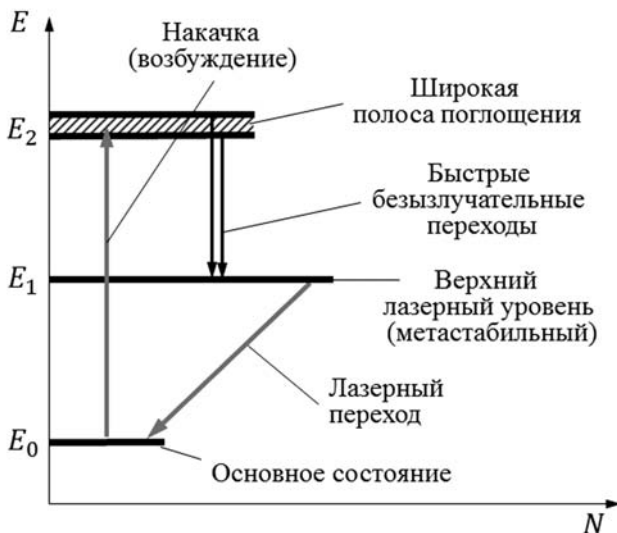


Рис. 1.13  
Трехуровневая энергетическая схема

В условиях термодинамического равновесия почти все атомы или молекулы находятся в основном состоянии, и поэтому для достижения лазерной генерации требуется возбудить из основного состояния более половины из их числа. Значит, для превышения порога инверсии населенности требуются значительные энергии накачки. Это делает очень трудным постоянное поддержание инверсии населенностей в трехуровневых лазерах. Именно поэтому лазеры с трехуровневой схемой не могут работать в режиме генерации непрерывного излучения.

### 1.2.3. ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВАЯ ЛАЗЕРНАЯ СХЕМА

Идеальный вариант заключается в дополнении трехуровневой схемы механизмом уменьшения населенности нижнего лазерного уровня с тем, чтобы на нем было значительно меньше атомов или молекул в состоянии термодинамического равновесия. Такая ситуация, решающая проблемы трехуровневых схем, достигается в четырехуровневых лазерных системах, в которых нижний лазерный уровень не представляет собой основное энергетическое состояние, а расположен выше него.

В лазерной системе с четырьмя уровнями атомы или молекулы возбуждаются из основного состояния до верхнего высоковозбужденного короткоживущего энергетического уровня, откуда быстро переходят на метастабильный верхний лазерный уровень. Так как в данном случае нижний лазерный уровень не является основным состоянием, то его населенность значительно меньше, чем населенность основного состояния. Следовательно, для достижения инверсной населенности требуется меньшее число возбужденных атомов или молекул, чем в трехуровневой

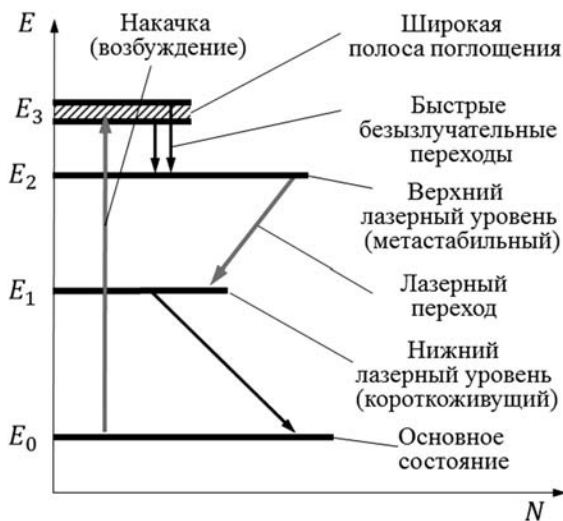


Рис. 1.14  
Четырехуровневая энергетическая схема

схеме. Рисунок 1.14 иллюстрирует четырехуровневую энергетическую схему.

Накачка или ввод возбуждения поднимает электроны или атомы на самый верхний энергетический уровень, который на самом деле является не одним уровнем, а целой группой энергетических уровней (см. раздел 1.1.3). Это является крайне выгодной особенностью по причине, о которой более подробно будет сказано в четвертой главе о механизмах накачки. Возбужденные частицы быстро попадают на верхний лазерный уровень (метастабильный уровень), время перехода незначительно.

Метастабильный уровень имеет большое время жизни, намного превышающее время жизни частицы на нижнем лазерном уровне, что обеспечивает поддержание инверсной населенности. В принципе такая схема может обеспечить непрерывное поддержание инверсной населенности в активной среде. Это одна из основных причин, почему четырехуровневые лазеры, такие как Nd:YAG или He-Ne, могут работать в непрерывном режиме, в то время как трехуровневый рубиновый лазер — только в импульсном.

Таким образом, две основные особенности четырехуровневой схемы, облегчающие поддержание инверсии населенностей, связаны с наличием верхнего энергетического уровня, до которого атомы или молекулы возбуждаются изначально, нижнего короткоживущего лазерного уровня и метастабильного верхнего лазерного уровня с более длительным временем существования.

Одна из них — это быстрая заселяемость верхнего лазерного уровня, являющаяся результатом чрезвычайно быстрого падения возбужденных частиц с верхнего энергетического уровня на метастабильный верхний лазерный уровень с долгосрочным временем жизни. Вторая особенность заключается в том, что депопуляция нижнего лазерного уровня есть результат его короткого времени существования.

Благодаря этому в четырехуровневой системе становится гораздо проще поддерживать инверсию населенностей и, следовательно, становится легче заставить лазер работать в режиме непрерывного излучения.

### 1.3. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРА

Получить инверсию населенностей для группы атомов, находящихся в термодинамическом равновесии, невозможно. Фактически, прямой переход атомов в возбужденное состояние всегда компенсируется процессами спонтанного и вынужденного излучений. Лучшее, что может быть достигнуто в такой ситуации, — это оптическая прозрачность в случае  $N_1 = N_2 = N/2$ , но не усиление.

Чтобы достигнуть неравновесного состояния, необходимо использовать косвенные способы перевода атомов в возбужденное состояние. Как правило, такие способы связаны с подводом к лазерной среде энергии извне и поэтому называются накачкой, а инверсно населенное лазерное вещество — активной средой.



### 1.3.1. УСИЛЕНИЕ СВЕТА В АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Рассмотрим вещество, в котором имеется достаточное число возбужденных частиц с энергией  $E_k$ . Количество таких частиц  $N_k$  называется населенностью уровня  $E_k$ . Если населенность уровня  $E_k$  больше населенности  $N_i$  уровня  $E_i$ , расположенного ниже, т. е.  $N_k > N_i$ , то такое вещество называется активным. Если на активное вещество падает электромагнитное излучение, частота которого  $\nu_{ki}$ , то по мере прохождения электромагнитной волны через вещество будет происходить его усиление благодаря тому, что количество вынужденных переходов атомов с уровня  $E_k$  на  $E_i$  будет превосходить число актов поглощения  $E_i \rightarrow E_k$ .

Таким образом, квантовое усиление происходит за счет внутренней энергии системы. С точки зрения квантовых представлений это означает, что пролет квантов (фотонов) через активное вещество вызывает рождение новых, точно таких же фотонов, т. е. происходит лавинное «размножение» фотонов.

Чем больше фотонов содержится в электромагнитном излучении (т. е. чем выше интенсивность излучения), падающем на активное вещество, тем больше вынужденных квантовых переходов может произойти. Поскольку скорость нарастания интенсивности излучения пропорциональна самой интенсивности, то ее изменение

$$\frac{dI_v}{dl} = k_v \cdot I_v, \quad (1.27)$$

где  $k_v$  — коэффициент усиления активной среды.

Интегрируя это уравнение, получим

$$I_{1v} = I_{0v} \cdot \exp(k_v \cdot l), \quad (1.28)$$

где  $l$  — расстояние, пройденное электромагнитной волной в активном веществе.

Естественно, что возрастание интенсивности излучения в активной среде, описываемое этим выражением, не может происходить неограниченно. В процессе «размножения» фотонов, даже при существовании механизма, обеспечивающего поддержание инверсной населенности в активной среде, неизбежно наступит момент, когда концентрация фотонов превысит концентрацию возбужденных частиц и прекратится экспоненциальный рост интенсивности излучения. Фактически это будет выражаться в уменьшении коэффициента усиления, начиная с некоторой величины интенсивности излучения, называемой интенсивностью насыщения  $I_{sv}$ . Коэффициент усиления, характеризующий активную среду при  $I_v \ll I_{sv}$  и не зависящий от конкретного значения  $I_v$ , называют коэффициентом усиления слабого сигнала (*small signal gain*) или ненасыщенным коэффициентом усиления.

Необычность инверсной населенности в реальных системах и сложность ее получения надолго отодвинули время практической реализации таких состояний вещества, а следовательно, и создания лазера.

Первые эксперименты в этой области были проведены в 1939 г. Советский ученый В. А. Фабрикант наблюдал усиление света, прошедшего через пары ртути, которые светились под воздействием электрического разряда. На этой основе он высказал мысль о возможности создания соответствующего усилителя света. В 1950 г. американские физики Э. М. Переел и Р. В. Паунд наблюдали усиление радиоволн в результате вынужденного усиления, происходившего в установке, в которой случайно возникла инверсия населенностей. Наконец, в 1954 г. почти одновременно Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым в СССР и Ч. Таунсом в США был создан первый квантовый генератор на молекулах аммиака. И хотя это был источник не оптического, а микроволнового излучения ( $\lambda \approx 1,25$  см), в нем впервые был практически исполь-

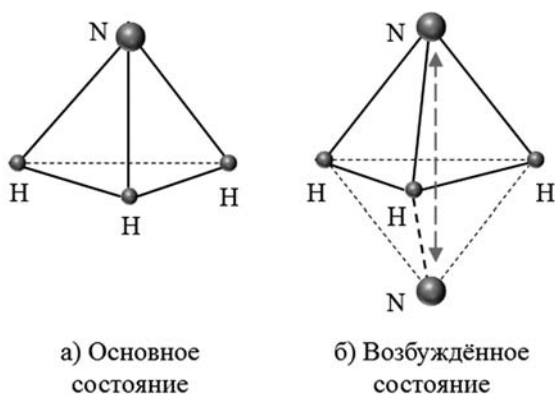


Рис. 1.15

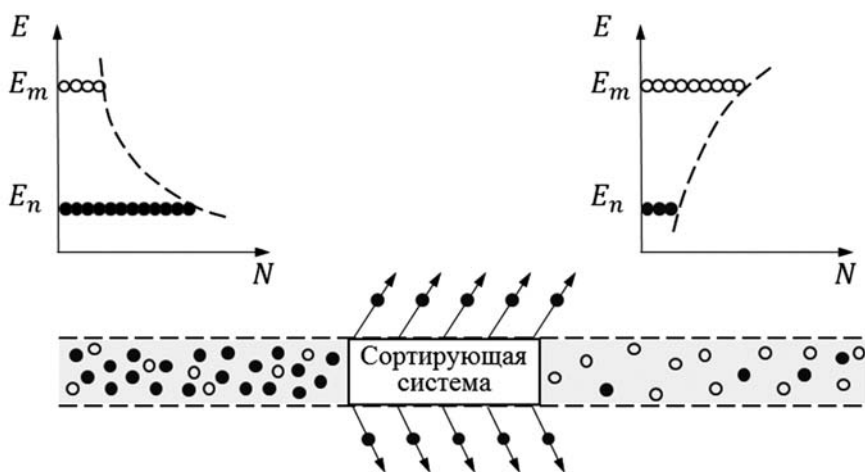
Схематическое представление молекулы аммиака  $\text{NH}_3$ 

Рис. 1.16

Принцип действия электрической сортирующей системы молекул аммиака:

• — молекулы в основном состоянии, ○ — молекулы в возбужденном состоянии.

зован перевод рабочего тела в активное состояние с инверсной населенностью энергетических уровней. Идея совсем проста: необходимо рассортировать молекулы рабочего тела таким образом, чтобы в нужном месте оказалось достаточно много молекул в возбужденном состоянии при минимальном количестве невозбужденных частиц.

Молекула аммиака состоит из одного атома азота (N) и трех атомов водорода (H), а его химическая формула  $\text{NH}_3$ . В основном состоянии атомы образуют пирамиду, основанием которой служит равносторонний треугольник (рис. 1.15а) с атомами водорода в узлах основания и атомом азота, являющимся вершиной пирамиды.

Одним из возможных возбужденных состояний является состояние, в котором атом азота совершает периодические колебания, поочередно проходя то вверх, то вниз через плоскость, образованную атомами водорода (рис. 1.15б). Молекулы аммиака в основном и возбужденном состоянии, о котором идет речь, имеют разные электрические свойства. В основном состоянии молекула является электрическим диполем и может подвергаться воздействию электрических сил, тогда как в возбужденном состоянии с электрической точки зрения она полностью симметрична и абсолютно безразлична к воздействию внешнего электрического поля. Эта особенность и была использована для создания инверсии (рис. 1.16).

Молекулы аммиака, выходя из источника через малое отверстие (капилляр), образуют молекулярный пучок. В пучке летят молекулы, находящиеся на различных уровнях в соответствии с распределением Больцмана. Однако достаточно пропустить такой пучок через электрическую сортирующую систему (соответствующим образом устроенный источник неоднородного электрического поля), как это поле вытянет из пучка практически все молекулы, находящиеся в основном состоянии. Молекулы же в возбужденном состоянии пройдут через сортирующую систему без каких-либо отклонений.

В результате пучок молекул  $\text{NH}_3$ , характеризовавшийся распределением Больцмана, будет превращен в пучок активной среды с инверсной населенностью энергетических уровней. Поскольку разность между рассматриваемыми энергетическими уровнями для молекул аммиака сравнительно невелика и соответствует длине волны 1,25 см, то процесс, происходящий в таком устройстве, изобретатели описали с помощью семи слов: *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, что в переводе с английского означает: «микроволновое усиление вынужденным испусканием излучения». Первые буквы этих слов составили аббревиатуру «мазер», и это слово стало названием нового устройства.

Первые два квантовых генератора света были созданы в 1960–1961 гг. в США Т. Мейманом и А. Джаваном. Общий принцип действия этих устройств был таким же, как у мазера, однако поскольку они работали в оптическом диапазоне длин волн, то в названии слово *microwave* (микроволновый) было заменено на *light* (свет), и по первым буквам сочетания *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (усиление света с помощью вынужденного испускания излучения) получилось новое слово «лазер».

### 1.3.2. ГЕНЕРАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Однако только создания активной среды, способной усиливать свет, еще недостаточно для реализации источника (генератора) светового излучения. Чтобы превратиться в генератор излучения, усилитель должен работать в режиме положительной обратной связи, т. е. необходимо, чтобы часть излучаемой световой энергии все время оставалась внутри рабочего вещества. Смысл цепи обратной связи сводится к тому, что часть усиленного излучения поступает обратно в систему, вновь усиливается и т. д., поддерживая тем самым непрерывность генерации. Усилитель будет работать как генератор, если, по крайней мере, часть сигнала, выходящего из усилителя, вернется на вход, чтобы увеличить входной сигнал (рис. 1.17).

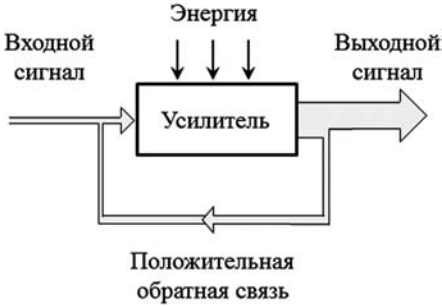


Рис. 1.17

Схема генератора как усилителя с положительной обратной связью

Основным назначением оптического резонатора лазера является создание условий, при которых возникающее внутри него вынужденное излучение многократно проходит через активную среду.

Простейшим оптическим резонатором, который позволяет направлять пучок света так, чтобы он эффективно усиливался, служит система из двух зеркал, полностью отражающего и частично пропускающего (рис. 1.18).

Испущенная в какой-либо точке в результате спонтанного излучения световая волна усиливается за счет вынужденного излучения при распространении ее в инверсно населенной активной среде. Дойдя до частично пропускающего зеркала, часть света пройдет сквозь него. Эта часть энергии излучается лазером вовне и может быть использована. Часть же света, отразившаяся от частично пропускающего зеркала, даст начало новой лавине квантов света, которая не будет отличаться от предыдущей в силу свойств вынужденного испускания.

Тем не менее выполнения двух описанных условий еще недостаточно для возникновения генерации света. Должны быть учтены различные энергетические потери, в том числе и потери на лазерное излучение. Чтобы покрыть их, необходим некоторый минимальный, или пороговый, коэффициент усиления  $k_{\text{п}}$ , обеспечивающий начало и поддержание лазерной генерации. Можно определить минимальный, необходимый для работы лазера коэффициент усиления, рассмотрев увеличение интенсивности светового пучка на резонансной частоте при его двукратном отражении от зеркал резонатора.

Положим, что однородная активная среда полностью заполняет пространство между зеркалами (рис. 1.19).

При прохождении пучка света от зеркала  $M_1$  до зеркала  $M_2$  его интенсивность возрастает от начальной величины  $I_0$  до конечной величины  $I_1$ .

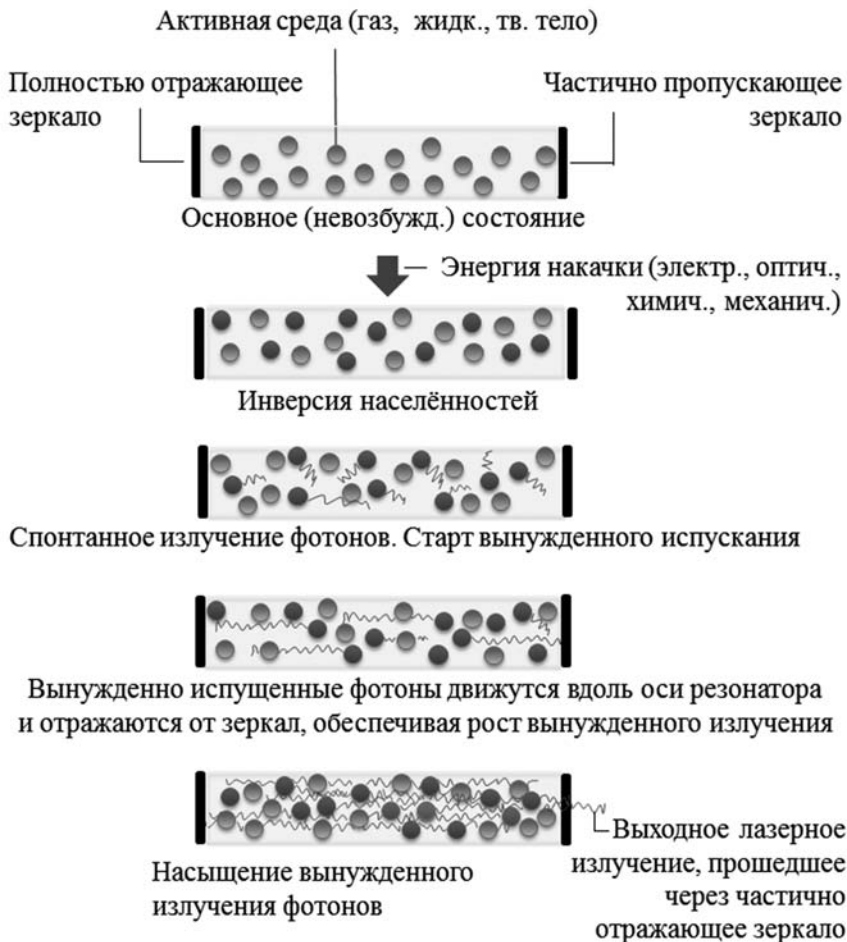


Рис. 1.18  
Генерация лазерного излучения

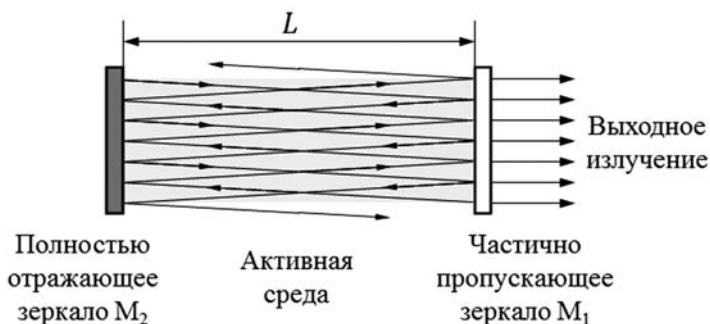


Рис. 1.19  
Схема лазерного резонатора

$$I_1 = I_0 \cdot e^{(k_v - \beta_v)L}, \quad (1.29)$$

где  $L$  — расстояние между зеркалами;  $k_v$  — коэффициент усиления среды;  $\beta_v$  — распределенные потери на единицу длины из-за рассеяния и возможно-го поглощения на неактивных составляющих среды.

После отражения от зеркала  $M_2$  интенсивность пучка составит

$$I_2 = I_1 \cdot (1 - r_2), \quad (1.30)$$

где  $r_2$  — коэффициент потерь на зеркале  $M_2$ , представляющий собой отношение интенсивностей отраженного и падающего света.

Относительное увеличение интенсивности пучка  $K$  после того, как он прошел через активную среду в обратном направлении и испытал отражение от зеркала  $M_1$  (коэффициент потерь на котором  $r_1$ , а коэффициент пропускания  $\tau$ ), определяется выражением

$$K = (1 - r_1) \cdot (1 - r_2) \cdot (1 - \tau) \cdot e^{(k_v - \beta_v)2L}, \quad (1.31)$$

где  $K$  — полное усиление за один цикл.

Если  $K > 1$ , то случайные флуктуации на резонансной частоте лазера растут в каждом цикле прохода через резонатор, и в нем нарастает интенсивность излучения. В случае, когда  $K < 1$ , интенсивность излучения в резонаторе будет затухать. Как правило, потери на зеркалах малы, поэтому условие для возникновения лазерной генерации можно упростить

$$K = (1 - r) \cdot (1 - \tau) \cdot e^{(k_v - \beta_v)2L}, \quad (1.32)$$

где  $r = r_1 + r_2$ .

Усиление, необходимое для поддержания генерации лазера, зависит от активной среды (параметров  $k_v$  и  $\beta_v$ ) и от конструкции лазера ( $r$ ,  $\tau$ ,  $L$ ), поэтому пороговое значение коэффициента усиления  $K_v^{\text{порог}}$  определяется как

$$K_v^{\text{порог}} = \beta_v + \frac{\ln\left(\frac{1}{(1-r) \cdot (1-\tau)}\right)}{2L} = \beta_v + \beta_\mu, \quad (1.33)$$

где  $\beta_\mu$  — суммарные потери на зеркалах резонатора.

Если полезный выход рассматривать как потери излучения, то условие стационарной генерации можно сформулировать следующим образом: *усиление должно равняться сумме всех потерь в лазере.*

Лазерное излучение получается мощным благодаря тому, что оно многократно проходит через инверсную среду, каждый раз получая усиление. При этом сохраняется фаза проходящего излучения, в результате чего излучение получается когерентным.

Процесс усиления тесно связан с направленностью излучения. Наибольшее число раз через активную среду пройдут лучи, распространяющиеся под очень небольшими углами к оси резонатора. Они в основном будут определять выходную мощность. Лучи, идущие под относительно большими углами к оси резонатора, при каждом отражении от зеркала будут все сильнее отклоняться от оси и выйдут через боковые поверхности активной среды

(см. рис. 1.19), не получив достаточного усиления; мощность их будет незначительна.

Таким образом, для создания лазера необходимы:

- 1) активная среда с инверсной населенностью. Только тогда можно получить усиление света за счет вынужденных переходов;
- 2) система зеркал (резонатор), внутри которой помещается активная среда, и с их помощью осуществляется положительная обратная связь;
- 3) усиление, обеспечиваемое активной средой, а значит, и число возбужденных частиц в среде, должно быть больше порогового значения, зависящего от потерь излучения в резонаторе.

### 1.3.3. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ЛАЗЕРА

Несмотря на разнообразие активных сред, широчайший диапазон спектральных, временных, пространственных и энергетических характеристик излучения (см. раздел 2.2), общими для лазеров являются не только принцип действия, но и в значительной мере структурные и конструктивные схемы лазерных устройств (рис. 1.20).

Основным элементом любого лазера является активная среда, которая может тем или иным способом переводиться в состояние, характеризующееся инверсной населенностью энергетических уровней атомов, ионов или молекул, составляющих эту среду.

Рассмотренный выше способ создания активной среды в лазере на аммиаке с помощью специальной сортирующей системы, хотя и очень наглядно иллюстрирует принципиальную возможность реализации инверсной населенности в рабочем теле, в лазерах фактически не используется. Это объясняется прежде всего сложностью обеспечения таким способом высоких плотностей энергии.

Как правило, в лазерах применяют другой способ создания инверсной населенности, связанный с передачей энергии рабочему телу таким образом, что, по крайней мере, часть этой энергии возможно преобразовать в лазерное излучение. Такое энергетическое воздействие на активную среду получило

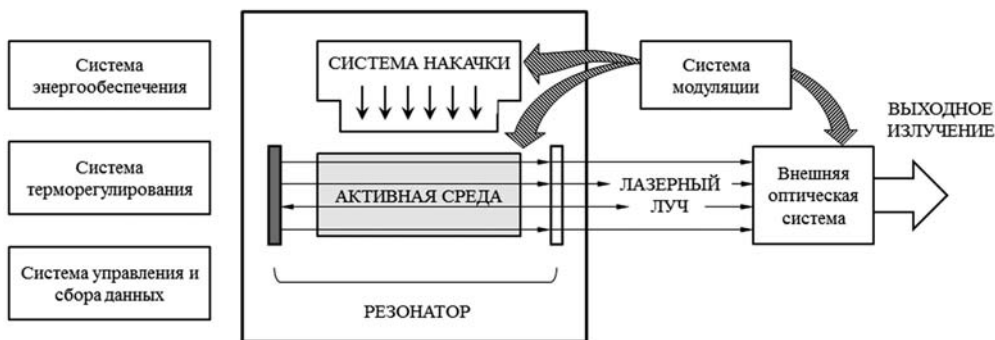


Рис. 1.20  
Принципиальная схема лазера

название накачки, а соответствующая система лазера, обеспечивающая реализацию этого процесса, называется системой накачки.

Следует отметить, что в большинстве случаев источник энергии не входит в состав лазера и требуемая энергия отбирается от внешних по отношению к лазеру устройств. Так, для питания системы накачки низко- и среднеэнергетических лазеров часто используется электрическая энергия. В некоторых мощных лазерных установках, например газодинамических и непрерывных химических лазерах, почти вся необходимая для работы системы энергия запасена в самом рабочем теле и вырабатывается непосредственно в процессе функционирования.

Способы передачи энергии от системы накачки к рабочему телу определяются активной средой, принципиальной схемой лазера, его назначением, условиями работы, носителем и т. д. и рассматриваются ниже в четвертой главе.

Помимо активной среды и системы накачки, к основным элементам любого лазера относится резонатор. Последний обеспечивает положительную обратную связь, а также формирует лазерный луч с заданными пространственными и иными характеристиками (см. разделы 3.1 и 3.3).

Резонаторы небольших маломощных лазеров, как правило, состоят из двух зеркал. Для лазеров, характеризующихся большими объемами активной среды, эффективный съем энергии осуществляется более сложными многопроходными системами, состоящими из нескольких зеркал. Большие плотности электромагнитной энергии, характерные для лазерного излучения, и необходимость обеспечения малой расходимости луча определяют высокие требования к качеству изготовления зеркал и точности их взаимного расположения.

В ряде случаев лазерный луч, выходящий из резонатора, не может быть использован непосредственно для практических целей. Это связано с тем, что оптимальная с точки зрения эффективности преобразования энергии конструкция резонатора, не всегда обеспечивает получение луча с пространственными характеристиками, оптимальными для конкретных практических задач.

Такая ситуация может возникать при передаче лазерной энергии на большие расстояния, при необходимости точного наведения, в том числе на подвижные объекты и т. п. В этих случаях для формирования требуемых пространственных характеристик лазерного луча, а также для управления его направлением может быть использована специальная внешняя оптическая система лазера.

Различные режимы работы лазера обеспечиваются модуляцией его излучения (см. раздел 3.2). Например, квазинепрерывный режим лазерной генерации достигается путем периодического модулирования работы системы накачки, а значит, времени нахождения рабочего тела в инверсном состоянии. Различные импульсно-периодические режимы генерации обеспечиваются введением модулирующих элементов внутрь резонатора. В случае некоторых маломощных лазеров модуляцию излучения осуществляют во внешней по отношению к нему оптической системе.



Характерная особенность лазеров как энергетических систем — их невысокая энергетическая эффективность. Даже для самых эффективных лазеров энергетический КПД не превышает 50%, а в большинстве случаев их энергетическая эффективность в разы ниже.

Вообще говоря, лазер следует рассматривать как преобразователь подведенной к нему энергии того или иного вида в энергию монохроматического оптического излучения. Как правило, эффективность такого преобразования низка, поэтому конечная величина получаемой энергии излучения составляет лишь небольшую часть от полной затраченной энергии (см. раздел 2.2.1).

Наряду с необходимостью больших энергетических затрат для получения лазерного излучения низкая энергоэффективность лазеров приводит к тому, что не выведенная в виде излучения, но выделившаяся в рабочем процессе энергия вызывает высокие тепловые и силовые нагрузки в элементах конструкции лазера.

Преобладающее количество излишков тепла выделяется в процессе работы лазера в его системе накачки и в активной среде. Если для некоторых маломощных лазеров тепловые режимы работы удается обеспечить только за счет естественного охлаждения при взаимодействии с окружающей средой, то с ростом удельной мощности (отношение мощности к объему конструкции) лазера возникает необходимость в специальных системах обеспечения температурного режима.

Для ряда непрерывных лазеров большой мощности невозможно отвести выделяющуюся тепловую энергию из активной среды, поэтому в них применяются системы обмена рабочего тела, действующие таким образом, что в процессе работы лазера отработавшая очередной цикл активная среда охлаждается, после чего может быть использована вновь. Например, в некоторых газовых лазерах организуется непрерывная прокачка рабочего тела по замкнутому контуру, включающему холодильник.

Наконец, в очень мощных системах даже такой способ охлаждения может оказаться неприемлемым из-за габаритных или каких-либо других ограничений. Тогда используются газодинамические схемы открытого цикла, в которых отработавшая активная среда удаляется из лазера. Аналогичные схемы применяются и в химических лазерах. Получение и подача в зону использования рабочего тела осуществляются с помощью специальных систем подготовки рабочего тела.

Реальные лазеры представляют собой сложные инженерно-технические системы, требующие организации соответствующих средств контроля и управления рабочими процессами.

#### 1.3.4. КЛАССИФИКАЦИЯ ЛАЗЕРОВ

В последние 50 лет лазерная техника бурно развивалась. Было исследовано множество явлений, впоследствии использованных для создания лазеров различных видов. Широкий спектр физических и рабочих характеристик лазеров обуславливает возможность их классификации по ряду признаков,



Рис. 1.21  
Возможные классификации лазеров

среди которых наиболее часто используют: вид активной среды и способ ее перевода в инверсное состояние, длину волны и мощность генерируемого излучения, а также назначение и режим работы лазерного комплекса (рис. 1.21).

Лазеры позволяют генерировать излучение в оптическом диапазоне спектра. При классификации лазеров по длине волны генерируемого ими излучения выделяют лазеры инфракрасного (ИК), видимого, ультрафиолетового (УФ) и рентгеновского диапазонов.

В качестве активных сред современных лазеров используются вещества, находящиеся в различных агрегатных состояниях: газы, жидкости, твердые тела. Характерные размеры активной среды для лазеров разных типов в зависимости от энергетических характеристик могут составлять от нескольких метров для мощных газовых или твердотельных лазеров до долей миллиметра для полупроводниковых лазеров.

В самом первом лазере видимого диапазона, созданном Т. Мейманом в 1960 г., активной средой являлся рубиновый стержень, а накачка осуществлялась освещением этого стержня лампой, питаемой с помощью импульсного источника. Такой способ получил название оптической накачки и широко используется в твердотельных лазерах с активными средами из диэлектрических кристаллов, стекол и керамики.

Оптическая накачка также применяется в жидкостных фотодиссоционных лазерах, хотя в последних процесс накачки носит более сложный характер и связан с химическими превращениями. Для большинства газовых лазеров использование оптической накачки неэффективно из-за слабого поглощения широкополосного излучения в газах.

Чаще для возбуждения газовых сред применяется электрический разряд. Это наиболее общий метод получения инверсии в газовых лазерах, так как электроны разряда легко возбуждают газ в широком диапазоне энергий, создавая инверсию населенностей уровней энергии ионов, нейтральных атомов, устойчивых молекул. Газоразрядный метод применим для возбуждения лазеров как в непрерывном, так и в импульсном режимах.

Электрический разряд в газе может быть самостоятельным и несамостоятельным. В последнем случае проводимость газа обеспечивается вводимыми извне носителями заряда или источниками ионизации, а передача энергии возбуждения рабочему телу (энерговклад) осуществляется независимо от условий пробоя газа при оптимальном значении напряженности электрического поля.

Высокой энергетической эффективностью характеризуется накачка рабочего тела энергией, высвобождающейся в результате химических реакций, при которых образуются возбужденные атомы, радикалы, молекулы. Лазеры с химической накачкой интересны тем, что прямое преобразование химической энергии в энергию лазерного излучения позволяет реализовывать исключительно высокие абсолютные значения излучаемой лазером энергии. Иногда к химическим лазерам относят и лазеры, инверсия населенностей в которых достигается с помощью реакций фотодиссоциации.

### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 1

1. Лазеры, относящиеся к наиболее выдающимся достижениям XX в., продолжают оставаться одним из наиболее приоритетных направлений развития науки и техники, обладая практически безграничным потенциалом применения в современных и будущих оптикоэлектронных системах: информационных и энергетических.

2. В основе функционирования лазера лежит механизм вынужденного излучения фотонов, при котором стимулирующий фотон вызывает испускание неотличимого от него индуцированного фотона при квантовом оптически разрешенном переходе, а значит, удовлетворяющим условиям возникновения резонанса  $\Delta E = h\nu$ .

3. Фотон, испущенный в процессе вынужденного излучения, имеет ту же частоту, фазу, направление движения и поляризацию, что и стимулирующий фотон.

4. Процесс испускания фотона, спонтанный и вынужденный, связан с переходом квантовой энергетической системы с верхнего возбужденного состояния в нижнее основное состояние. Спонтанное излучение фотона происходит без подвода энергии извне, для вынужденного испускания необходим согласованный по энергии пролетающий фотон.

5. В условиях термодинамического равновесия распределение атомов и молекул по энергетическим состояниям описывается уравнением Больцмана: практически все частицы сконцентрированы на нижних уровнях. Инверсией населенностей называется такое состояние квантовой системы, при котором населенность верхнего уровня превышает населенность нижнего. Обеспечение инверсной населенности — необходимое условие для работы лазера.

6. При создании инверсной населенности протекают два принципиальных процесса: интенсивное заселение верхнего лазерного уровня и расселение нижнего. Для непрерывной лазерной генерации оба процесса должны происходить одновременно. Обеспечение инверсии населенностей требует подвода энергии извне. Этот процесс получил название накачка.

7. Структура энергетических уровней активной среды принципиально определяет возможность генерации лазерного излучения и его параметры (длину волны, ширину спектральной линии). Все лазеры функционируют или по трехуровневой схеме (например: рубиновый лазер) или по четырехуровневой схеме (например: Nd:YAG-, He-Ne-, CO<sub>2</sub>-лазеры).

8. Усиление излучения в активной среде, т. е. в среде с инверсной населенностью, описывается с помощью коэффициента усиления  $k_v$  и определяется соотношением  $I_{1v} = I_{0v} \cdot \exp(k_v \cdot l)$ .

9. Для того чтобы лазер работал не только в режиме усилителя, но и в режиме генератора излучения, требуется реализация положительной обратной связи, т. е. направление части выходного сигнала (излучения) обратно на вход активной среды. Часть фотонов выходного излучения лазера направляется обратно в активную среду и вызывает вынужденное излучение точно таких же фотонов. Такую функцию в лазерах выполняют резонаторы.

10. Резонатор формирует направленность излучения. В резонаторе происходит усиление только тех пучков, которые распространяются вдоль оси резонатора или под малыми углами к ней.

11. Условием устойчивой генерации в лазере является равенство усиления в активной среде всем потерям, что и определяет пороговое значение коэффициента усиления  $k_v$ .

12. Таким образом, для работы лазера необходимы:

- активная среда с инверсной населенностью. Только тогда можно получить усиление света за счет вынужденных излучательных переходов;
- система зеркал (резонатор), внутри которой помещается активная среда. С помощью резонатора осуществляется положительная обратная связь;
- усиление, обеспечиваемое активной средой, должно быть больше порогового значения, зависящего от потерь излучения в резонаторе.

#### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 1

1. Какова энергия фотона CO<sub>2</sub>-лазера и Ar (аргонового) лазеров ( $\lambda = 10,6$  мкм и  $\lambda = 0,488$  мкм соответственно) в [Дж] и [эВ]?

2. Известно, что поглощение и испускание фотона между двумя энергетическими уровнями имеет место при соответствии энергии фотона разнице энергий  $\Delta E$  этих энергетических уровней. Докажите, что длина волны  $\lambda$ , заданная в нанометрах, равна отношению  $1240 / \Delta E$  при  $\Delta E$ , заданной в [эВ].

3. Определите коэффициент усиления для He–Ne-лазера, если за один проход 50 см его активной среды излучение было усилено в 1,41 раз.

4. После прохождения 10 см инверсно населенной среды лазера число фотонов увеличилось с 999 до 2700. Определите коэффициент усиления  $[m^{-1}]$ .

5. Одно из окон прозрачности (спектральный участок с достаточно низким уровнем поглощения) воды приходится на диапазон 300–500 нм, целесообразный для использования в лазерной подводной связи. Возможным вариантом является использование полупроводникового лазера на Ga[N] структуре. Предложите еще несколько вариантов подходящих лазеров. Вычислите энергию квантов их излучения в джоулях и электронвольтах (для трех лазеров указанного спектрального диапазона).

6. Покажите, что спектр теплового излучения тела,  $T = 300$  К, достигает максимума на длине волны 10 мкм. На каких частотах  $\nu$  функция  $\rho(\nu)$  достигает максимума?

7. Какие основные преимущества источника лазерного излучения перед источниками естественного излучения? Назовите как минимум три области применения лазеров, в которых неприменим естественный свет.

8. Какова энергия фотона  $N_2$ -лазера и Er:YAG-лазера ( $\lambda = 337,1$  нм и  $\lambda = 2,94$  мкм соответственно) в [Вт·с] и [эВ]?

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 1

1. Расположите лазеры в порядке увеличения энергии кванта их излучения, если генерация происходит на: а) электронных переходах; б) вращательных; в) колебательных.
2. Почему инверсия населенностей энергетических уровней является необходимым условием работы лазера? Какую роль при этом играет стимулированное (вынужденное) излучение?
3. Что характеризует больцмановское распределение?
4. Чем определяется естественная ширина спектральной линии?
5. В чем преимущество четырехуровневой схемы генерации перед трехуровневой?
6. Что такое коэффициент усиления слабого сигнала?
7. Что означает применительно к лазеру термин «положительная обратная связь»?
8. Сформулируйте условие устойчивой генерации лазера.
9. Из каких элементов и систем состоит лазер?
10. По каким признакам можно классифицировать лазеры?

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 1

1. *Бертлотти, М.* История лазера. — Долгопрудный : Издат. дом «Интеллект», 2011.
2. *Борейшо, А. С.* Устройство и действие лазеров. — СПб. : Механический ин-т, 1992.
3. *Карлов, Н.* Лекции по квантовой электронике. — М. : Наука, 1988.
4. *Айхлер, Ю.* Лазеры: исполнение, управление, применение. — М. : Техносфера, 2008.
5. *Звелто, О.* Принципы лазеров. — СПб. : Лань, 2008.
6. *Пухтин, А.* Оптическая и квантовая электроника. — М. : Высш. шк., 2001.
7. *Maini, A. K.* Lasers and optoelectronics: fundamentals, devices and applications. — India : John Wiley and Sons Inc., 2013.
8. *Träger, F.* Springer handbook of lasers and optics. — New York: Springer Science + Business Media. LLC, 2007.

# ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

## 2.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Лазерное излучение обладает рядом уникальных характеристик, недостижимых для света от традиционных источников, что делает излучение лазеров востребованным для широкого круга научных и практических применений. К этим характеристикам, достижение которых привело к росту использования лазерных устройств, относятся:

- 1) монохроматичность;
- 2) когерентность (временная и пространственная);
- 3) направленность;
- 4) поляризованность.

### 2.1.1. МОНОХРОМАТИЧНОСТЬ

Монохроматичность означает излучение света с одной частотой или на одной длине волны. Лазерное излучение является монохроматическим изначально, это свойство определяется процессом вынужденного (стимулированного) излучения, с помощью которого лазер генерирует свет. Изучение этого процесса показало, что вынужденно испускаемый фотон имеет ту же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию, что и стимулирующий фотон.

Ранее, в разделе 1.1.3, уже обсуждался вопрос о конечности ширины спектральных линий, откуда следует, что лазерное излучение не является идеально монохроматическим. Различные факторы могут быть ответственными за расширение частоты или длины волны излучения, что и определяет реальную ширину спектральной линии, а значит, и степень монохроматичности лазерного излучения.

Ширина спектральной линии — это интервал частот  $\Delta\nu$  или длин волн  $\Delta\lambda$ , характеризующий спектральные линии в оптических спектрах атомов, молекул и других квантовых систем. Каждому излучательному квантовому переходу между дискретными уровнями энергии  $E_k$  и  $E_i$  соответствует некоторый интервал частот  $\Delta\nu_{k-i}$ , близких к частоте перехода  $\nu_{k-i}$ . Значение  $\Delta\nu_{k-i}$  определяет ширину спектральной линии, т. е. степень немонохроматичности излуче-

ния. Контур спектральной линии  $\phi(\nu)$  (зависимость интенсивности испускания или поглощения от частоты) обычно имеет максимум при частоте перехода  $\nu_{k-i}$  или вблизи нее (рис. 2.1).

За ширину спектральной линии принимают разность частот, которым соответствует уменьшение интенсивности вдвое (ее называют иногда полушириной спектральной линии).

Естественная (радиационная) ширина спектральной линии  $\Delta\nu_{k-i}$  определяется суммой ширины уровней энергии  $\Delta E_k$  и  $\Delta E_i$ , т. е. согласно принципу неопределенности [см. выражение (1.20)]  $\Delta\nu_{k-i}$  тем больше, чем меньше времена жизни этих уровней  $\Delta\tau_k$  и  $\Delta\tau_i$ , и соответственно равна

$$\Delta\nu_{k-i} = \left( \frac{1}{\Delta\tau_k} + \frac{1}{\Delta\tau_i} \right) / 2\pi. \quad (2.1)$$

Взаимодействие активных (генерирующих) частиц с другими атомами и молекулами является еще одной причиной уширения линии. В случае газовых лазеров, примером этого явления является зависимость ширины спектральной линии от давления газа. Уширение линии при этом наблюдается с увеличением давления газа. Повышение давления снижает временной интервал между последовательными столкновениями, что, в свою очередь, влияет на передачу энергии между частицами газа. Уширение линии за счет роста давления называется столкновительным.

Еще одним фактором, способствующим увеличению ширины спектральной линии, является фундаментальное случайное движение атомов и молекул. Длина волны фотона, испущенного произвольно движущимся атомом или молекулой, сдвигается за счет эффекта Доплера в ту или иную сторону от номинального значения, соответствующего квантовому переходу. Механизм доплеровского уширения связан с эффектом изменения частоты излучения, в зависимости от того, с какой скоростью и в каком направлении движется излучающий объект. Хаотическое движение атомов и молекул вызывает расширение спектра излучаемых частот.

Доплеровское уширение в газовых лазерах может быть весьма заметным. Так, в случае обычного гелий-неонового (He-Ne) лазера, излучающего на длине волны 632,8 нм, ширина полосы частоты излучения будет порядка 1400 МГц. Тот же параметр для CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны 10 600 нм (10,6 мкм) составляет 60 МГц.

Другой причиной уширения спектральной линии может быть одновременное излучение на нескольких частотах лазерного резонатора. Например, полоса частот для «многомодовых» полупроводниковых лазеров может достигать порядка 6106 МГц (6,106 ГГц). Собственные частоты резонатора и его модовый состав рассматриваются в следующей главе в разделе 3.1.

На ширину контура монохроматической линии также влияет штарковское уширение, обусловленное изменениями энергии верхнего лазерного уровня

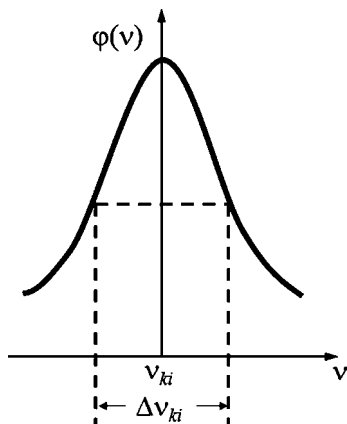


Рис. 2.1  
Контур спектральной линии

при наличии сильных электромагнитных полей. В зависимости от типа уширения получается асимметричный или симметричный контур спектральных линий. В последнем случае говорят об однородности уширения.

Также следует отметить, что для импульсных лазеров ширина спектральной линии зависит от длительности импульса излучения и наоборот, при заданной ширине спектра длительность лазерного импульса  $\tau_{\min}$  не может быть меньше определенной величины:

$$\tau_{\min} = 0,441/\Delta\nu, \quad (2.2)$$

где  $\Delta\nu$  — ширина спектральной линии.

Значение 0,441 известно как произведение длительности импульса на ширину его спектральной линии (*time-bandwidth product of the pulse*) и варьируется в зависимости от формы импульса. Например, лазерный импульс сверхкороткой длительности часто имеет форму квадрата гиперболического секанса ( $\text{sech}^2$ ), и тогда это значение составляет 0,315.

Известны методы, которые могут быть использованы для стабилизации частоты излучения практически на одной линии из реальной широкой полосы. Например, используя внутрирезонаторный эталон (спектральный селектирующий элемент), ширину линии излучения Nd:YAG-лазера можно уменьшить с десятков гигагерц до менее чем 100 МГц. Точно так же частоты специально стабилизированных He-Ne-лазера и лазера на диоксиде углерода ( $\text{CO}_2$ ) имеют полосы частот на несколько порядков более узкие, чем у нестабилизированных по частоте лазеров соответствующего типа.

В таблице 2.1 приведены значения ширины спектральных линий для некоторых известных лазеров.

Таблица 2.1

Ширины спектральных линий некоторых лазеров

Тип лазера	Длина волны [нм]	Ширина линии [ГГц]
Рубиновый	694,3 692,9	330
Nd:YAG	1064	0,5–150
Nd:Glass (фосфатное стекло)	1054	5400
Nd:Glass (силикатное стекло)	1062	7370
Гелий-неоновый	632,8	1,4
Гелий-кадмиевый	441,6	3
$\text{CO}_2$ -лазер	9000–11 000 (основная: 10 600 нм)	0,06
Александритовый	720–800 (регулируемая)	1580 (на 755 нм)
Титан-сапфировый	680–1130 (регулируемая)	—
GaAlAs — полупроводниковый	750–900	—
InGaAsP — полупроводниковый	1200–1600	—
Экимерный (XeF)	351	99 836
(XeCl)	308	99 932
(ArF)	193	2510
(KrF)	248	859
На парах меди	510,5; 578	2,3



Ширина спектральной полосы  $\Delta\lambda$  излучения лазеров может измеряться как в обратных сантиметрах (через волновое число  $k = 2\pi/\lambda$  или просто  $1/\lambda$ ), так и в единицах длины (пикометры, нанометры). Обычно при экспериментальных измерениях ширины полосы, например проведенных с помощью эталона Фабри — Перо, производят пересчет полученных значений в единицах длины  $\Delta\lambda$  [м] в единицы частоты  $\Delta\nu$  [Гц] через соотношение

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda \cdot c}{\lambda^2}, \quad (2.3)$$

где  $c$  — скорость света, а  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения.

Существуют стандартные методы и оборудование, предназначенные для точного измерения частоты (длины волны) и ширины спектральной линии лазерного излучения. Эти вопросы рассматриваются ниже в разделе 2.3.

### 2.1.2. КОГЕРЕНТНОСТЬ

Когерентность — это свойство лазерного излучения, которое наиболее существенным образом отличает его от света традиционных источников, открывая масштабные возможности применения лазеров в науке и технике. Критерием когерентности тех или иных колебаний является наличие постоянного фазового соотношения между ними.

Излучение называют когерентным в случае, когда все волны, формирующие лазерный пучок, имеют одну и ту же фазу и это фазовое соотношение сохраняется как функция от времени или координаты пространства в виде волнового фронта излучения (рис. 2.2).

Монохроматичность является одним из основных условий для обеспечения когерентности лазерного излучения. Хотя не все монохроматическое излучение обязательно когерентное, но когерентное излучение обязательно монохроматическое.

Выделяют два типа когерентности: временную и пространственную.

В идеальной лазерной системе соотношение фаз напряженностей волн излучения (волновой фронт) остается неизменным с течением времени во всех точках выбранного для рассмотрения поперечного сечения лазерного пучка. Такой пучок называют *пространственно когерентным*.

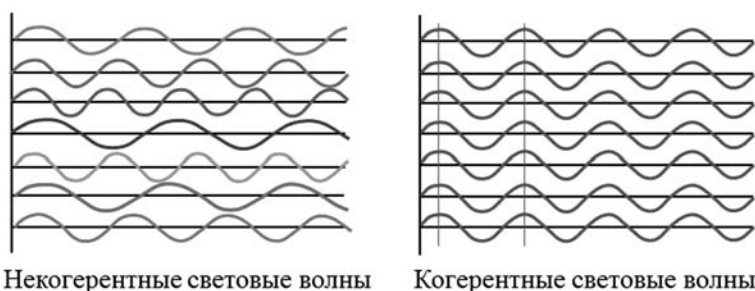


Рис. 2.2  
Некогерентные и когерентные световые волны

Расстояние вдоль лазерного луча, на протяжении которого в каждом поперечном сечении выполняется условие пространственной когерентности, называется *длиной когерентности*  $L_{\text{ког}}$ .

Этот тип когерентности пространственный и описывает корреляцию в фазе фотонов, распределенных в поперечном к распространению света направлении. Пространственная когерентность определяется в основном частотными характеристиками лазерного резонатора.

Другим типом когерентности лазерного излучения является *временная когерентность*, определяющая постоянство с течением времени фазового соотношения в выбранной для рассмотрения точке в моменты времени с фиксированной задержкой  $\Delta t$  между ними.

Временной промежуток, в течение которого выполняется условие временной когерентности, называется *временем когерентности*  $\tau_{\text{ког}}$ . Кроме того, время когерентности  $\tau_{\text{ког}}$  можно определить как временной промежуток, необходимый частицам активной среды для излучения волнового цуга длиной  $L_{\text{ког}}$ , что выражается зависимостью

$$\tau_{\text{ког}} = L_{\text{ког}} / c. \quad (2.4)$$

Время когерентности лазерного излучения  $\tau_{\text{ког}}$  связано с частотной полосой  $\Delta\nu$  (шириной спектральной линии) практически обратным соотношением:

$$\tau_{\text{ког}} \approx 1 / (2 \cdot \Delta\nu). \quad (2.5)$$

Таким образом, учитывая соотношения, связывающие частотные и длинноволновые характеристики лазерного излучения,  $\lambda = c / \nu$ , а также  $\Delta\lambda = \Delta\nu \cdot (c / \nu^2)$ , длину когерентности  $L_{\text{ког}}$  можно определить как

$$L_{\text{ког}} \approx \frac{\lambda^2}{2 \cdot \Delta\lambda} = \frac{c}{2 \cdot \Delta\nu}. \quad (2.6)$$

Стабилизированные по частоте лазеры, т. е. излучающие в одномодовом режиме, имеют узкую ширину спектральной линии, благодаря чему демонстрируют более высокое время и длину когерентности сравнительно с источниками многомодового излучения.

Для обычного источника света, который излучает все длины волн в диапазоне от 400 до 900 нм с центральной длиной волны в 600 нм, ожидаемая длина когерентности составит 0,36 мм. В то же время многомодовый He-Ne-лазер, излучающий на длине волны 632,8 нм с шириной полосы генерации 1400 МГц, будет иметь длину когерентности около 10 см. Тот же гелий-неоновый лазер, если его частота стабилизирована до 1 МГц, будет иметь длину когерентности, равную уже 150 м. В то время как активно стабилизируемый по частоте с высокой точностью до 10 кГц газовый CO<sub>2</sub>-лазер будет иметь длину когерентности, достигающую 15 км.

Определить реальное значение временной когерентности лазерного источника можно, анализируя интерференционные полосы, образованные в интерферометре Майкельсона, схема которого представлена на рисунке 2.3.

Интерферометр Майкельсона состоит из двух зеркал, одно из которых неподвижно зафиксировано. Лазерный луч разделяется на два с помощью свето-

делителя. После расщепления один из лучей падает на неподвижное (зафиксированное) зеркало, в то время как другой луч падает на подвижное. После отражения от соответствующих зеркал эти два луча вновь совмещаются на светоделителе для формирования интерференционной картины и направляются на детектор.

Если две длины оптических путей (расстояния, пройденные каждым лучом) отличаются на целое число (в том числе нулем) длин волн, то возникает усиливающая интерференция. В этом случае два луча возвращаются обратно на делитель синфазно только при условии, что они были в фазе в момент расщепления. В другом случае, когда две длины оптических путей отличаются на половину длины волны, возникает ослабляющая (гасящая) интерференция; в этом случае лучи падают на делитель не в фазе (в противофазе) друг с другом.

Другими словами, для усиливающей интерференции разница в длине пути должна составлять  $\lambda \cdot n$ , а для гасящей интерференции —  $\lambda \cdot (2n + 1) / 2$ , где  $n$  является положительным или отрицательным целым числом (в том числе нулем). Интерференционная картина будет сформирована в случае, когда разность оптических путей станет меньше или равной длине когерентности лазерного излучения.

Лучшей иллюстрацией пространственной когерентности является эксперимент Юнга с двойной щелью и формированием интерференционных полос, схема которого показана на рисунке 2.4.

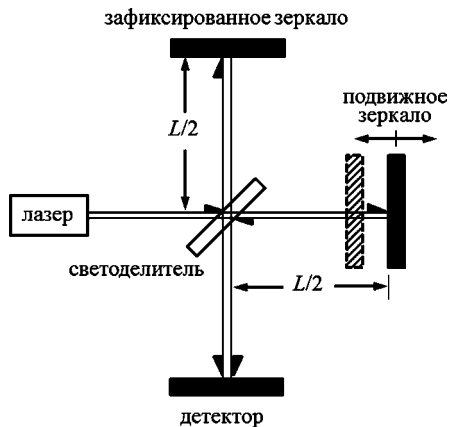


Рис. 2.3  
Оптическая схема интерферометра Майкельсона

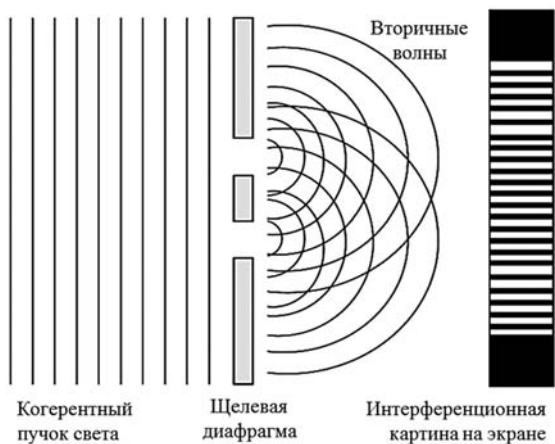


Рис. 2.4  
Схема опыта Юнга с двойной щелью

В опыте Юнга пучок когерентного света направляется на непрозрачный экран-ширму с двумя параллельными прорезями, позади которого устанавливается проекционный экран. Этот опыт отлично демонстрирует интерференцию света. Поскольку свет представляет собой распространяющиеся волны (согласно волновой теории света), то по принципу Гюйгенса каждая прорезь является источником вторичных волн.

Если вторичные волны синхронно и в одной фазе достигнут линии в середине проекционного экрана, находящейся на равном удалении от прорезей, то на этой центральной линии экрана их амплитуды сложатся, что создаст максимум яркости.

На определенном удалении от центральной линии волны окажутся уже в противофазе, при этом их амплитуды компенсируются, что создаст минимум яркости (темная полоса). Соответственно по мере дальнейшего удаления от средней линии яркость периодически изменяется, возрастая до максимума и снова убывая. Таким образом, на проекционном экране получается целый ряд чередующихся интерференционных полос.

Для количественной оценки пространственной когерентности излучения можно пользоваться коэффициентом контрастности интерференционной картины, образуемой в результате сложения двух лазерных пучков из одного источника, прошедших путь разной длины:

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2.7)$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — интенсивности излучения в максимумах и минимумах интерференционной картины. Для пространственно когерентного излучения  $\gamma \rightarrow 1$ , а в случае полной некогерентности  $\gamma \rightarrow 0$ .

В заключение раздела следует отметить, что временная и пространственная когерентности не зависят друг от друга. Во время как монохроматичность излучения приводит к его временной когерентности, оптическая схема резонатора определяет пространственную когерентность. В общем случае лазерное излучение может обладать как временной, так и пространственной когерентностью, или наоборот, не иметь ни той, ни другой, либо обладать только одной из них в полной мере, а другой лишь частично.

### 2.1.3. НАПРАВЛЕННОСТЬ

Одной из уникальных характеристик лазерного излучения является его узкая направленность, т. е. возможность распространения в пределах очень небольшого телесного угла (в виде практически параллельного луча), что востребовано для широкого ряда задач, связанных с передачей энергии и информации на значительные дистанции.

Первопричина узкой направленности лазерного излучения заключается в согласованности процесса стимулированного излучения. Все фотоны, испускаемые в результате вынужденного излучения, имеют одинаковую частоту, фазу, направление и поляризацию. Существенное влияние оказывают тип и длина лазерного резонатора; узкая направленность лазерного излуче-

ния во многом определяется тем, что в открытом<sup>1</sup> резонаторе могут возбуждаться только такие волны, которые направлены вдоль оси резонатора или под очень малыми углами к ней.

Направленность лазерного излучения описывается таким параметром, как расходимость. При высокой степени пространственной когерентности угол расходимости лазерного луча может быть получен близким к минимальному пределу, определяемому дифракцией.

Не учитывая структуру собственных мод (колебаний, частот) лазерного резонатора, можно ожидать, что в общем случае расходимость пучка будет обусловлена дифракцией на ограниченной апертуре (диаметре) активной среды или зеркал резонатора. Обычно размеры зеркал значительно превышают размеры пучка, поэтому главную роль в дифракционных потерях играют активные элементы лазеров. Из теории дифракции Фраунгофера на круглом отверстии диаметром  $D$  следует, что угловая расходимость  $\theta$ , соответствующая первому темному кольцу, равна

$$\theta = 1,22 \cdot \lambda / D. \quad (2.8)$$

Обычно ширину лазерного пучка измеряют между точками, в которых интенсивность света в два раза меньше, чем на оси. С учетом этого дифракционная расходимость пучка равна

$$\theta \approx \lambda / D. \quad (2.9)$$

При диаметре активного элемента  $D = 10$  мм, который часто используется на практике, расходимость излучения твердотельного Nd:YAG-лазера ( $\theta \approx 1,06$  мкм) составляет  $\theta \approx 1,06 \cdot 10^{-4}$  рад или  $14,5''$ . Диаметр луча и расходимость, как пространственные параметры лазерного излучения, будут подробно рассмотрены ниже в разделе 2.2.4.

Основы формирования пространственных характеристик излучения в лазере рассматриваются в третьей главе в разделе 3.3.

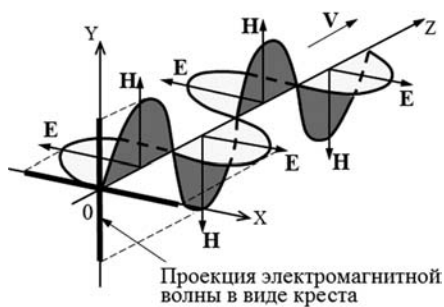
#### 2.1.4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Электромагнитное излучение называется поляризованным в случае, когда направления векторов напряженностей его электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{H}$  полей сохраняются неизменными в пространстве или изменяются по определенному закону. Направлением поляризации условились считать направление вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}(\mathbf{E} \perp \mathbf{H})$ .

Конец вектора  $\mathbf{E}$ , траектория движения которого в общем виде трехмерна, описывает в плоскости, ортогональной направлению распространения волны (вектору Пойнтинга), некую кривую. Ее форма и определяет тип поляризации: линейный, круговой, эллиптический.

Естественный свет неполяризован, его можно рассматривать как совокупность волн произвольной поляризации.

<sup>1</sup> Открытым называют резонатор, ограниченный лишь двумя поверхностями и открытый с других сторон. Характерный размер резонатора оптического диапазона на много порядков превышает рабочую длину волны, что исключает возможность применения закрытого резонатора в виде замкнутой полости с отражающими стенками.



**Рис. 2.5**  
Плоскополяризованная электромагнитная волна

В большинстве случаев выходное излучение лазера поляризованное. Обычно это означает линейную поляризацию излучения (рис. 2.5), при которой колебания электрического поля происходят в направлении, ортогональном направлению распространения пучка. В то же время для некоторых типов лазеров, например волоконных, основным типом поляризации является эллиптическая, которая может быть преобразована в линейную с помощью специальных оптических элементов — волновых пластинок.

Если в резонатор лазера не введены специальные поляризаторы, выделяющие световое излучение с определенным направлением поляризации (и создающие потери для волн с иной поляризацией), то направление поляризации лазерного излучения произвольно. Это не обязательно означает, что выходной луч полностью деполаризован, т. е. содержит эквивалентные оптические мощности в обоих компонентах поляризации постоянно, без корреляции соответствующих амплитуд. Состояние поляризации может быть просто неустойчивым, например из-за температурного дрейфа или случайного переключения между различными направлениями. Для создания по-настоящему неполяризованного лазерного луча, как правило, требуется специальное оптическое устройство, способное изменять направление поляризации.

Часто в качестве селективирующего поляризационного элемента в резонатор лазера вводят прозрачную для излучения пластину, расположенную под углом Брюстера к оси резонатора (в газовых лазерах эту роль могут играть торцевые пластины разрядных трубок). Поскольку при прохождении излучения через такую пластину наименьшие потери будет иметь излучение, плоскость поляризации которого проходит через ось резонатора и перпендикулярна плоскости пластины, то в резонаторе будет развиваться только излучение, имеющее соответствующую плоскость поляризации. Выделение преимущественного направления поляризации осуществляют также с помощью металлических зеркал, расположенных под углом Брюстера к падающему излучению.

Параметры поляризации определяются совокупностью факторов: характеристиками резонатора, свойствами активной среды, параметрами накачки, и будут рассмотрены ниже в разделе 2.2.6.

## 2.2. ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Во многих приложениях, таких как информационные, промышленные, медицинские, военные и научные, знания одной только мощности или энергии лазерного излучения часто не достаточно для адекватной оценки возможностей лазерной системы. Соответственно становится необходимой информация о многих других параметрах излучения лазера. Кроме того, разра-

ботчиков и эксплуатантов лазерных систем интересует то, как эти параметры меняются со временем и в пространстве.

Например, в случае лазерного целеуказателя, в дополнение к энергии в лазерном импульсе и его длительности, следует учитывать такие параметры, как расходимость или оптическое качество пучка, определяющие рабочий диапазон системы.

В следующих подразделах будут обсуждаться основные параметры лазерного излучения, в знании которых заинтересованы как разработчики, так и потребители лазеров (импульсных и непрерывных), а также систем на их основе.

Выделим следующие группы параметров лазерного излучения:

- 1) энергетические параметры;
- 2) спектральные параметры;
- 3) временные параметры;
- 4) пространственные параметры;
- 5) параметры когерентности;
- 6) параметры поляризации.

### 2.2.1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

#### Мощность непрерывного излучения

Мощность  $P$  [Вт] непрерывного (CW — continuous wave) излучения — это выходная мощность лазера. Типовой уровень мощности непрерывного излучения лазера может варьироваться в широком диапазоне: от нескольких милливатт в гелий-неоновых (He–Ne) лазерах или некоторых полупроводниковых (диодных) лазерах до сотен киловатт или даже единиц мегаватт в лазерах высокой мощности. В случае импульсного излучения оперируют другими параметрами мощности: пиковой и средней, которые будут рассмотрены ниже.

#### Энергия импульса лазерного излучения

Одним из ключевых параметров импульсных лазеров является энергия импульса  $E_{\text{имп}}$  [Дж]. Многообразие лазеров и лазерных систем охватывает значительный разброс в выходной энергии импульса. Этот диапазон составляет от нескольких наноджоулей для некоторых фемтосекундных лазеров с высокой частотой (единицы килогерц) повторения импульсов до десятков и сотен джоулей в лазерных установках для термоядерного синтеза.

#### Пиковая мощность (импульсный режим)

Пиковая мощность  $P_{\text{пик}}$  [Вт] лазерного импульса определяется как максимальная мгновенная оптическая мощность за время этого импульса. Пиковая мощность рассчитывается как отношение энергии импульса  $E_{\text{имп}}$  к его длительности  $\tau_{\text{имп}}$ :

$$P_{\text{пик}} = \frac{E_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}}}. \quad (2.10)$$

Пиковая мощность является важным параметром для технологических и специальных приложений, связанных с воздействием лазерным излучением на материалы в различных режимах, а также при проведении исследований экстремальных световых полей и оптического пробоя различных сред.

### Средняя мощность (импульсный режим)

Средняя мощность  $P_{\text{ср}}$  [Вт] импульсного излучения определяется как произведение энергии лазерного импульса  $E_{\text{имп}}$  на частоту следования импульсов  $f_{\text{след}}$  [Гц]:

$$P_{\text{ср}} = E_{\text{имп}} \cdot f_{\text{след}}. \quad (2.11)$$

Например, лазерный целеуказатель с энергией импульса 100 мДж и длительностью 20 нс при частоте повторения 20 импульсов в секунду, будет иметь пиковую и среднюю мощности равные 5 МВт и 2 Вт соответственно.

Средняя мощность является важным параметром импульсных лазеров, позволяющим оценить их энергопитание и тепловые нагрузки.

### Интенсивность (плотность мощности) излучения

Интенсивность излучения  $I$ , иначе называемая плотностью мощности, определяется как мощность лазерного излучения, падающая на единицу площади, и выражается в единицах [Вт/м<sup>2</sup>]. Данный параметр важен для технологических и специальных применений, а также в случаях, когда лазерное излучение используется для подсветки объектов с целью детектирования отраженных сигналов в приемных сенсорах.

Типичным примером, в котором исключительно важна интенсивность излучения, является использование мощной лазерной системы для поражения оптоэлектронных сенсоров высокоточного оружия (таких как военные дальномеры, головки самонаведения видимого и инфракрасного диапазона, целеуказатели и сенсоры слежения за объектами). Для этого лазерный источник должен обеспечить определенный минимальный уровень плотности мощности в плоскости приемной площадки сенсора для обеспечения вывода его из строя.

### Относительная нестабильность мощности, энергии импульса

Ни один оптический технический параметр лазера не является статичным во времени, а имеет определенный разброс, например  $E_{\text{имп}} = E_{\text{имп0}} \pm \Delta E_{\text{имп}}$ .

Для всех лазерных систем важной является стабильность энергетических и других параметров во времени. Нестабильность параметров определяется как среднеквадратическое отклонение (СКО) мощности непрерывного излучения  $\pm \Delta P$  [Вт] либо энергии лазерного импульса  $\pm \Delta E_{\text{имп}}$  [Дж], накопленного или детектированного за определенный интервал времени. Эти параметры употребляются в техническом описании лазеров в числовом виде, например:  $E_{\text{имп}} = 1,2 \pm 0,024$  Дж, либо в процентном виде (для данного случая в графе нестабильность энергии импульса будет заявлено: 2%).

### Эффективность (КПД) «от розетки»

Энергетической эффективностью, или эффективностью «от розетки», называют общий КПД лазерной системы, определяемый как отношение мощности генерируемого излучения  $P_{\text{изл}}$  к потребляемой от источника питания мощности  $P_{\text{пит}}$ :

$$\eta_{\Sigma} = \frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{пит}}}. \quad (2.12)$$

В случае импульсных лазеров при расчете общей энергетической эффективности используется средняя мощность излучения. Если для питания ла-



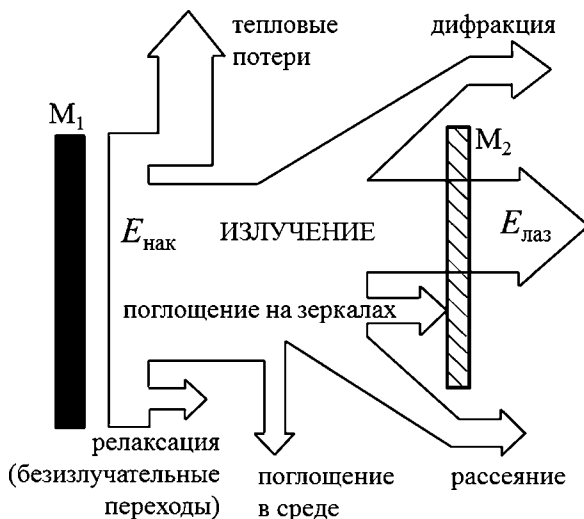


Рис. 2.6  
Энергетические потоки в лазере

зера используется электрический источник (для твердотельных, волоконных, полупроводниковых и других лазеров), то в расчете эффективности используется электрическая мощность.

Энергетическая эффективность лазера как генератора электромагнитного излучения, как правило, невелика, поэтому конечная величина получаемой энергии излучения составляет лишь небольшую часть от полной затраченной энергии. В целом, полная энергетическая эффективность лазера складывается из КПД частных процессов (рис. 2.6) функционирования лазера, таких как:

- $\eta_{\text{пит}}$  — КПД, учитывающий потери при передаче энергии от источника питания к системе накачки (в том числе затраты на нагрев или охлаждение активной среды, оптических или конструкционных элементов, питание вспомогательных систем: контроля, управления, безопасности);
- $\eta_{\text{нак}}$  — эффективность накачки, т. е. КПД преобразования подведенной к системе накачки энергии в энергию, создающую инверсную населенность в активной среде лазера (учитывает неизбежный нагрев активной среды и другие потери в среде и элементах конструкции);
- $\eta_{\text{квант}}$  — квантовый КПД, учитывающий потери энергии в процессе вынужденного излучения (потери на безызлучательные переходы);
- $\eta_{\text{рез}}$  — эффективность резонатора, т. е. КПД преобразования запасенной в активной среде энергии в энергию лазерного луча (учитывает потери на релаксацию, поглощение, рассеяние и дифракцию в среде и на зеркалах).

Как правило, за редким исключением затраты энергии на питание вспомогательных систем лазера невелики и  $\eta_{\text{пит}} \approx 0,5-0,95$ . Эффективность накачки определяется ее типом, например для твердотельных лазеров с диодной накачкой  $\eta_{\text{нак}} \approx 0,2$ . Квантовый КПД может быть как совсем небольшим (для некоторых типов ионных и эксимерных лазеров, а также при трехуровневых

энергетических схемах), так и близким к единице (в диодных и некоторых твердотельных лазерах  $\eta_{\text{квант}} \approx 0,1-0,95$ . В большинстве случаев КПД резонатора лежит в диапазоне  $\eta_{\text{рез}} \approx 0,3-0,7$ ).

Соответственно полная энергетическая эффективность лазера определяется как произведение всех частных КПД:

$$\eta_{\Sigma} = \eta_{\text{пит}} \cdot \eta_{\text{нак}} \cdot \eta_{\text{квант}} \cdot \eta_{\text{рез}} \cdot \quad (2.13)$$

Суммарный энергетический КПД  $\eta_{\Sigma}$  лазера сильно зависит от вида и характеристик активной среды, способа накачки, конфигурации резонатора, а также конструктивных и других особенностей конкретных систем. Тем не менее общим для всех лазеров являются невысокие значения энергетической эффективности, даже для самых удачных решений, как правило, не превышающие 25–45%. У подавляющего большинства лазеров величина  $\eta_{\Sigma}$  значительно ниже. Это указывает на необходимость тщательного анализа эффективности применения лазера в качестве источника энергии.

В практических применениях лазеров понятие энергетической эффективности может быть расширено. Дальнейшие потери энергии связаны с эффективностью преобразования излучения в системе его формирования (КПД системы формирования  $\eta_{\text{форм}}$ ). Обычно эти потери невелики, за исключением сложных систем с преобразованием длины волны или другими нелинейными эффектами.

Следующие потери связаны с эффективностью передачи энергии от лазерного источника в зону использования  $\eta_{\text{цел}}$ , определяемой потерями на трассе и отражением от поверхности цели.  $\eta_{\text{цел}}$  очень сильно зависит от конкретных условий применения лазерной системы и может быть как близким к единице (для технологических волоконных лазеров), так и величиной на много порядков меньшей (для измерительных систем, например в случае атмосферных лидаров).

В целом, очевидно, что использование лазеров в технике и промышленности (например, в системах производства и передачи энергии) требует очень тщательного анализа и выбора наилучших технических решений.

Наибольшие перспективы использования лазеров связаны прежде всего с уникальными особенностями лазерного излучения, характеризующегося столь высоким уровнем монохроматичности, когерентности и направленности, который недостижим никакими другими источниками энергии. С помощью лазеров можно обеспечить исключительно высокие концентрации энергии как в пространстве, близкие к условиям в эпицентре ядерного взрыва и в центре звезд, так и во времени, обеспечивающие настолько высокую мощность (пиковую) и интенсивность светового пучка, что при взаимодействии таких пучков с материалами возникают принципиально новые физические эффекты.

С другой стороны, низкая энергетическая эффективность вызывает серьезные трудности, связанные непосредственно с работой лазеров. Если излучаемая энергия покидает лазер и ее дальнейшее использование становится самостоятельной задачей, то утилизация оставшейся части полной энергии  $\Delta E_{\Sigma}$  в конструкции лазера создает серьезнейшие инженерные проблемы, тем

бóльшие, чем выше полная энергия лазера и меньше его коэффициент полезного действия:

$$\Delta E_{\Sigma} = E_{\Sigma} \cdot (1 - \eta_{\Sigma}) = \sum \Delta E_i, \quad (2.14)$$

где  $\Delta E_i$  — энергетические потери в различных системах лазера.

Практически единственный способ избавления от этой энергии — рассеивание в окружающую среду. Однако только в редких случаях, например для маломощных лазеров, это удается сделать без применения специальных систем отвода тепла или систем охлаждения. Поэтому одной из важнейших задач, связанных с разработкой лазеров, является оптимизация рабочих процессов, направленная на обеспечение минимальных энергетических потерь в конструкции.

### 2.2.2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

#### Длина волны

Длина волны  $\lambda$  [м], безусловно, является первым и основным спектральным параметром, по которому лазеры идентифицируются и классифицируются. Тем не менее есть лазеры, которые излучают более чем на одной длине волны. Так, например, He–Ne-лазер может излучать на нескольких квантовых переходах, соответствующих длинам волн 632,8; 543; 1150 и 3390 нм.

Существуют некоторые лазеры, длину волны которых можно варьировать в определенном диапазоне. К этой категории принадлежат вибронные твердотельные лазеры, лазеры на красителях и лазеры на свободных электронах.

Кроме того, существуют механизмы параметрического преобразования частоты (длины волны) излучения — генерация гармоник, используя которые можно получить излучение с длиной волны, отличной от длины волны квантового перехода лазерной активной среды (см. раздел 11.2). Например, генерация гармоник в Nd:YAG-лазере (1064 нм — основная длина волны) позволяет получать излучение на длинах волн 532 нм (вторая гармоника), 355 нм (третья гармоника), 266 нм (четвертая гармоника) и 213 нм (пятая гармоника).

На иллюстрации 1 (см. цв. вкл.), а также в таблице 2.2 приведены длины волн генерации некоторых известных лазеров.

#### Относительная нестабильность длины волны

Разброс длины волны генерации или ее нестабильность  $S_{\lambda}$  выражается как среднеквадратичное отклонение (СКО) длины волны лазерного излучения от среднего значения длины волны лазера за определенный интервал времени работы. Обычно выражается в числовом виде и записывается вместе с длиной волны, например:  $\lambda = 650 \pm 20$  нм.

#### Ширина спектральной линии

Ширина спектральной линии лазера показывает степень монохроматичности излучения и жестко связана с его когерентностью (см. раздел 2.1.1).

За ширину спектральной линии лазерного излучения обычно принимают разность частот, которым соответствует уменьшение интенсивности вдвое (*FWHM* — full width half maximum). Узкая ширина линии говорит

Таблица 2.2

## Длины волн генерации некоторых лазеров

Активная среда	Длина волны [нм]	Активная среда	Длина волны [нм]
1. Твердотельные и волоконные лазеры		N <sub>2</sub>	337,1
Титан-сапфир Ti:Sa	670–1130	На парах меди	511, 578
Nd:YAG	1064	На парах золота	628
Nd:YLF (поляризованный)	1053	Ar-ион	488, 514,5
Nd:YLF (неполяризованный)	1047	Kr-ион	647
Nd:YVO <sub>4</sub>	1064	CO	5000–7000
Nd:Glass (фосфатное стекло)	1054	CO <sub>2</sub>	9200–11 400
Nd:Glass (силикатное стекло)	1062	COIL	1315
Tm:YAG	2010	HF	2600–3000
Ho:YAG	2080	DF	3600–4000
Рубиновый (линия R1)	694.3	3. Жидкостные лазеры	
Александритовый	701–826	Eu <sup>3+</sup> :CH <sub>3</sub> CN	611,7
Cr–GSGG	742–842	Nd <sup>3+</sup> (NO <sub>3</sub> ) <sub>3</sub> :CCl <sub>4</sub>	1054
Er–Glass	1540	Nd <sup>3+</sup> :SeOCl <sub>2</sub> :SnCl <sub>4</sub>	1056
Er–YLF	1730	Nd <sup>3+</sup> :POCl <sub>3</sub> :SnCl <sub>4</sub>	1052,5
Er–YAG	2940	На красителях	420–940
2. Газовые, газодинамические и химические		4. Полупроводниковые лазеры	
F <sub>2</sub>	157	InGaN	370–493
ArF	193	InGaAlP	630–685
KrF	249	GaAlAs	730–880
XeCl	308	InGaAs	904–1065, 1270–1330, 1430–1570
XeF	351	InGaAsP	1300–1550
He–Ne	632,8, 1150, 1523, 3390	AlGaIn/AsSb	1870–2200
He–Cd	441,6, 325		

об одночастотности лазера. В случае спектральной линии степень монохроматичности  $\mu$  равна

$$\mu = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}, \quad (2.15)$$

где  $\Delta\nu$  и  $\Delta\lambda$  — ширина спектральной линии, выраженная в [Гц] и [м] соответственно;  $\nu_0$  и  $\lambda_0$  — центральная частота и длина волны соответственно.

Если  $\Delta\nu / \nu_0 = 0$ , то излучение идеально монохроматично. Если  $\Delta\nu / \nu_0 \ll 1$ , то излучение называют квазимонохроматичным.

Ширина спектральной линии является одним из основных технических параметров лазерного излучения. Лазеры с узкой шириной полосы находят применение в информационно-оптических коммуникациях, спектроскопии, волоконно-оптических датчиках, испытательных и измерительных системах.

### 2.2.3. ВРЕМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ

#### Длительность импульса

Длительность (или ширина) импульса  $\tau_{\text{имп}}$  [с] лазерного излучения обычно измеряется как полная ширина на половине максимума (рис. 2.7). Такой подход значительно упрощает энергетические расчеты и оценки средней мощности.

Длительность лазерного импульса варьируется в зависимости от типа лазера и режима генерации (см. раздел 3.2):

- от нескольких единиц до сотен фемтосекунд в случае синхронизации мод лазера;
- от нескольких единиц до десятков наносекунд в случае модулирования добротности резонаторов лазеров;
- от десятков до сотен микросекунд в режиме свободной генерации.

Длительность импульса тесно связана с шириной спектральной линии (полосой частот). Чем меньше длительность импульса, тем шире требуемая частотная полоса (см. раздел 2.1.1).

#### Времена нарастания и спада уровня излучения

Времена нарастания  $\tau_{\text{имп-фронт}}$  [с] и снижения  $\tau_{\text{имп-спад}}$  [с] уровня излучения определяются как временные промежутки роста и падения пиковой амплитуды импульса от 10 до 90% и от 90 до 10% соответственно (рис. 2.8).

Время нарастания импульса  $\tau_{\text{имп-фронт}}$  — важный параметр при проектировании оптико-электронных интерфейсных схем, преобразующих импульсы лазерного излучения в эквивалентный электрический сигнал. Ширина полосы частот пропускания преобразователя тока в напряжение должна соответствовать времени нарастания импульса. Например, для 10 нс лазерного импульса с длительностью нарастания фронта 2 нс необходим оптический датчик с временным разрешением, равным или лучшим, чем 2 нс, для того чтобы точно воспроизвести реальный импульс излучения.

#### Частота повторения импульсов

Частота повторения импульсов  $f_{\text{след}}$  [Гц] лазера показывает количество лазерных импульсов, излучаемых за одну секунду. Соответственно частота повторения равна обратной величине периода  $T_{\text{имп}}$  [с] следования импульсов,

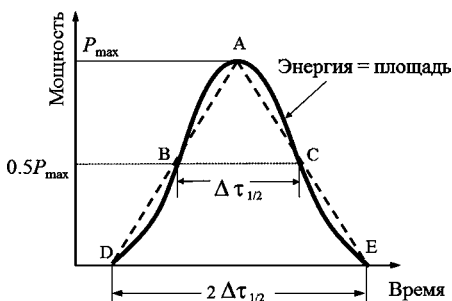


Рис. 2.7  
Временной профиль  
лазерного импульса

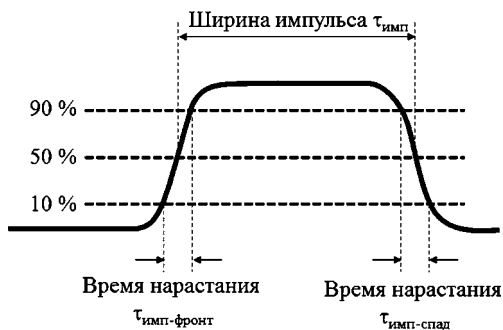


Рис. 2.8  
Временной профиль лазерного импульса

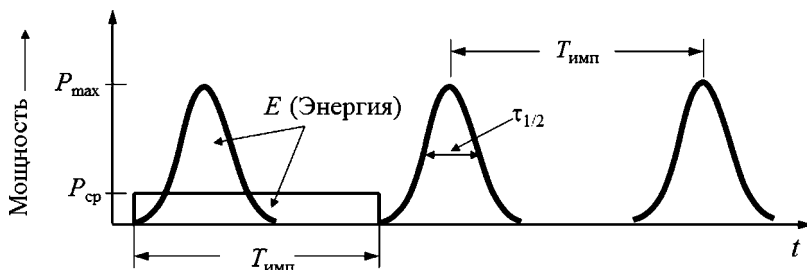


Рис. 2.9  
Характеристики лазерного импульса

т. е. временного интервала между двумя последовательными импульсами (рис. 2.9):

$$f_{\text{след}} = (T_{\text{имп}})^{-1}. \quad (2.16)$$

Частота повторения импульсов  $f_{\text{след}}$  имеет особое значение в высокоточных лазерных системах навигации, локации, целеуказания и др.

#### Коэффициент заполнения (скважность) импульсов

Скважность  $SKV$  [безразмерная величина] — один из классификационных признаков импульсных систем, определяющий отношение периода следования (повторения)  $T_{\text{имп}}$  импульсов к длительности импульса  $\tau_{\text{имп}}$ :

$$SKV = \frac{T_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}}} = \frac{1}{D}, \quad (2.17)$$

где  $D$  — коэффициент заполнения, величина, обратная скважности.

В случае лазерного целеуказателя, излучающего импульсы длительностью 20 нс с частотой следования 20 кГц, их скважность составляет 2500, а коэффициент заполнения равен  $1/2500$ .

#### 2.2.4. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ

##### Размер пятна

Диаметр лазерного пучка  $d_{\text{пятна}}$  обычно определяется как удвоенное расстояние между центром луча и некоторым уровнем, которому соответствует падение интенсивности в  $(1/e^2) = 0,135$  раз от ее максимальной величины в центре пятна (рис. 2.10).

Это означает, что если лазерный луч диаметром  $d_{\text{пятна}} = 2r$  пропустить через отверстие (диафрагму) равного радиуса  $R$ , причем центр пятна должен совпадать с центром отверстия, то не вся мощность лазера пройдет через него. В этом случае мощность  $P$ , прошедшая через отверстие, может быть вычислена как

$$P = 1 - \exp\left[-2\left(\frac{R}{r}\right)^2\right], \quad (2.18)$$

где  $R$  — радиус диафрагмы;  $r$  — радиус лазерного пятна.

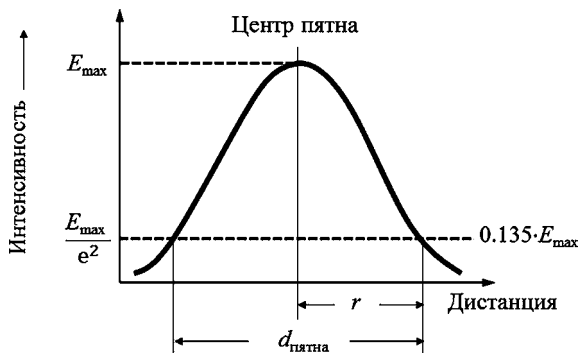


Рис. 2.10  
Размер пятна лазерного луча

### Расходимость лазерного излучения

Расходимость лазерного пучка является показателем его расширения при распространении от источника (рис. 2.11) и характеризует свойство узкой направленности (см. 2.1.3) лазерного излучения.

Расходимость  $\theta$  зависит от длины волны  $\lambda$  и размера выходной оптики. Если  $d_{\text{вых}}$  — диаметр выходной апертуры источника, то угловая расходимость для идеального гауссова пучка с плоским фронтом определяется как

$$\theta_{\min} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{d_{\text{вых}}} \approx \frac{1,27 \cdot \lambda}{d_{\text{вых}}}, \tag{2.19}$$

где  $\theta$  [рад] — угловая расходимость.

Отсюда следует, что для заданного значения  $\lambda$ , увеличение диаметра  $d_{\text{вых}}$  приводит к уменьшению расходимости.

Значение расходимости определяет размер пятна в дальнем поле. Если  $\theta$  — полный угол расходимости в радианах и  $D_{\text{пятна}}$  — диаметр пятна на расстоянии  $L$  [м] (рис. 2.11), то  $\theta = d_{\text{вых}} / L$  при условии, что значение  $\theta$  очень мало. Если расстояние  $L$  измеряется в километрах, а  $D_{\text{пятна}}$  в метрах, то значения  $\theta$  будут выражены в миллирадианах. Точное выражение для диаметра пятна  $D_{\text{пятна}}$  определяется по формуле

$$D_{\text{пятна}} = d_{\text{вых}} + \theta \cdot L. \tag{2.20}$$

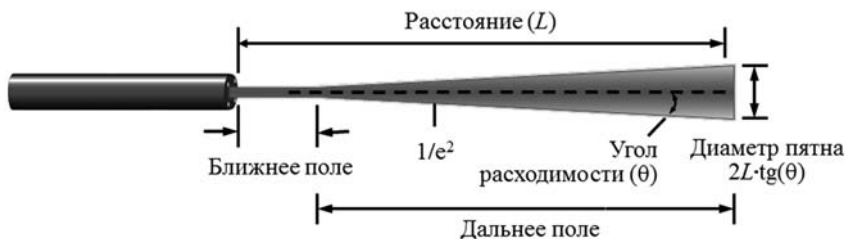


Рис. 2.11  
Расходимость лазерного излучения

Величина  $D_{\text{пятна}}$  приближается к произведению  $(\theta \cdot L)$  при больших значениях  $L$ .

Расходимость лазерного пучка является одним из самых важных лазерных параметров, определяющих максимальные эксплуатационные возможности многих лазерных систем, таких как лазерные дальномеры и целеуказатели, мощные лазеры и др. Именно расходимость определяет диаметр пятна на цели и, следовательно, интенсивность (плотность мощности), а от нее зависит степень воздействия излучения на различные материалы.

Процессы, определяющие расходимость и другие пространственные параметры лазерного излучения, рассматриваются в следующей главе в разделе 3.3.

### Параметр качества пучка $M^2$

В случае когда лазерный пучок падает на положительную линзу, диаметр сфокусированного пятна определяется фокусным расстоянием линзы и расходимостью лазерного излучения. Для заданного фокусного расстояния сфокусированный размер пятна, следовательно, является функцией расходимости падающего лазерного луча (рис. 2.12).

Диаметр  $d(z)$  сфокусированного лазерного пучка с одной поперечной модой ( $TEM_{00}$ , см. раздел 3.1) возрастает по мере удаления от координаты перетяжки  $z_0$ :

$$d(z) = d_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (2.21)$$

где  $d_0$  — перетяжка, т. е. минимальный диаметр сфокусированного пучка, а  $z_R$  — релеевская длина (или конфокальный параметр пучка). В случае несовпадения координаты перетяжки с позицией  $z_0$  в соотношении (2.21) следует заменить координату  $z$  на разность координат  $(z - z_0)$ .

Релеевская длина  $z_R$  определяет ближнюю зону, т. е. то расстояние, на котором диаметр гауссова луча увеличивается в 1,41 раз по сравнению с минимальным его размером в перетяжке и определяется соотношением

$$z_R = \frac{\pi \cdot (d_0)^2}{4\lambda}. \quad (2.22)$$

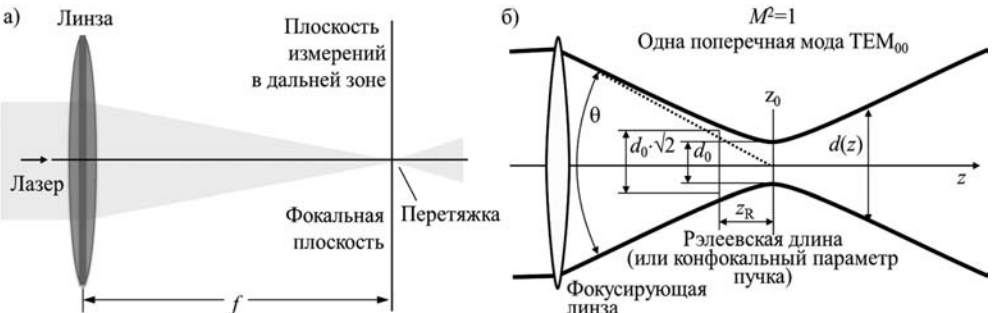


Рис. 2.12

Сфокусированный идеальный гауссов пучок (а), перетяжка пучка (б)



В дальней зоне, при  $z \gg z_R$ , диаметр луча увеличивается линейно с ростом координаты, что определяет постоянный угол расходимости:

$$\theta = \frac{d_0}{z_R} = \frac{4\lambda}{\pi \cdot d_0} = 1,27 \frac{\lambda}{d_0}. \tag{2.23}$$

Следовательно, произведение минимального диаметра луча в перетяжке и угла его расходимости ( $\theta \cdot d_0$ ) является константой для заданной длины волны:

$$\theta \cdot d_0 = \frac{4\lambda}{\pi}. \tag{2.24}$$

Из соотношения (2.24) очевидно, что меньший диаметр луча в перетяжке достигается увеличением угла расходимости, что обеспечивается применением короткофокусных линз. Также следует понимать, что минимальный размер пучка в перетяжке прямо пропорционален длине волны излучения и, следовательно, составляет меньшую величину для более коротковолнового излучения.

В случае реальных пучков расходимость излучения выше, чем оцениваемая по соотношению (2.23). Увеличение угла расходимости (рис. 2.13) излучения связано с влиянием различных факторов, таких как наличие дополнительных поперечных мод, неоднородности среды и др. (см. разделы 3.1.2 и 3.3.2).

Для мод более высоких порядков, чем  $TEM_{00}$ , диаметр луча в перетяжке, равно как и угол расходимости, возрастает в  $M$  раз:

$$\begin{aligned} d_0 &\rightarrow M \cdot d_0, \\ \theta &\rightarrow M \cdot \theta. \end{aligned} \tag{2.25}$$

Следовательно, соотношение ( $\theta \cdot d_0$ ) возрастает в  $M^2$  раз:

$$\theta \cdot d_0 \rightarrow M^2 \cdot \theta \cdot d_0 = M^2 \cdot \frac{4\lambda}{\pi}. \tag{2.26}$$

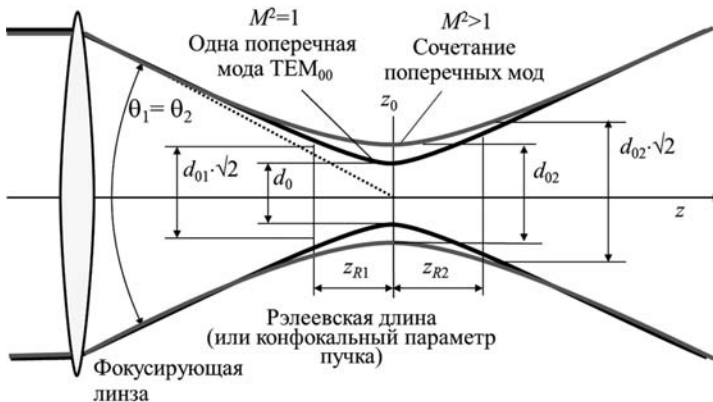


Рис. 2.13

Распространение идеального (гауссова) пучка и реального пучка при фокусировке

Таким образом, значение  $M^2$  является мерой оптического качества пучка и определяется как отношение расходимости реального пучка к теоретической величине расходимости дифракционного луча той же апертуры с гауссовым профилем:

$$M^2 = \frac{\theta_{\text{дифр}}}{\theta} = \frac{\pi}{4\lambda} \cdot \theta \cdot d_0. \quad (2.27)$$

### Яркость

Яркость  $B$  [Вт/(м<sup>2</sup> · ср)] является комплексным параметром и обычно определяется по отношению к лазерному излучению как интенсивность излучения, падающая на единицу площади в единице телесного угла  $\Omega$ , измеряемого в стерadianах. Напомним, что телесный угол  $\Omega$ , соответствующий плоскому углу  $\theta$ , вычисляется по формуле

$$\Omega = 2\pi \left( 1 - \cos \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.28)$$

Для углов  $\theta < 60^\circ$  с достаточной для практики точностью применима формула

$$\Omega = \frac{\pi}{4} \cdot \theta^2, \quad (2.29)$$

где  $\theta$  выражается в радианах.

Очевидно, что небольшой диаметр выходного пучка и низкая его расходимость обеспечивают значительно более высокую яркость лазерного излучения по сравнению со светом иных источников.

### 2.2.5.

#### ПАРАМЕТРЫ КОГЕРЕНТНОСТИ

К параметрам когерентности (временной и пространственной) следует отнести длину когерентности  $L_{\text{ког}}$  [м] и время когерентности  $\tau_{\text{ког}}$  [с], физический смысл которых рассмотрен выше в разделе 2.1.2.

### 2.2.6.

#### ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Поляризованное излучение — это излучение с преимущественным направлением колебаний вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  световой волны (см. раздел 2.1.4). По типу поляризации лазерного излучения принято выделять:

1) поляризованное излучение (рис. 2.14):

- линейно поляризованное (горизонтальное и вертикальное);
- эллиптически поляризованное;
- круговое поляризованное (левое и правое);

2) неполяризованное излучение;

3) излучение, содержащее поляризованные (одного из видов) и неполяризованные компоненты.

Параметром линейно поляризованного излучения является азимут поляризации  $\alpha$  — угол наклона плоскости колебаний вектора  $\mathbf{E}$ , т. е. угол между

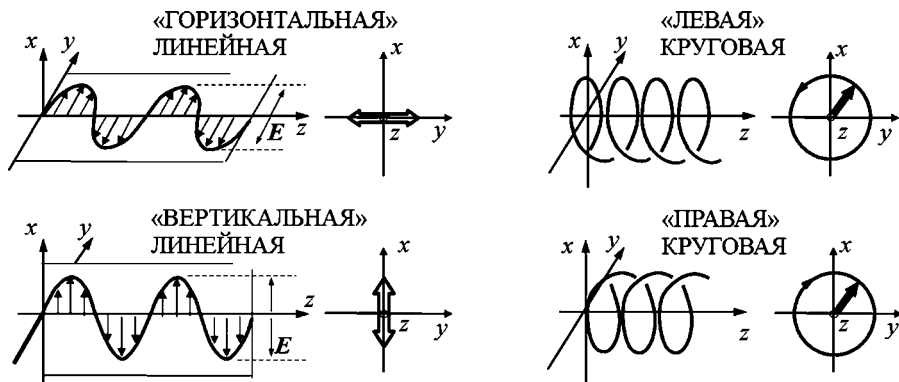


Рис. 2.14  
Типы поляризации лазерного излучения

направлением колебаний и горизонтальным направлением, лежащим в плоскости, ортогональной направлению распространения излучения (рис. 2.15а). Азимут поляризации всегда обозначается как острый угол.

Эллиптически поляризованное излучение (рис. 2.15б) является суммой двух взаимно ортогональных колебаний с линейной поляризацией, происходящих с некоторой разностью фаз. Излучение с круговой поляризацией (рис. 2.15в) — это частный случай эллиптически поляризованного излучения, когда при колебаниях складываются волны с равными амплитудами.

Степень линейной поляризации часто характеризуют коэффициентом экстинкции  $\eta$ , который определяется как отношение оптических мощностей в двух направлениях поляризации:

$$\eta = \frac{I_a - I_b}{I_a + I_b}, \tag{2.30}$$

где  $I_a$  — максимальная интенсивность излучения, соответствующая преобладающему направлению поляризации, а  $I_b$  — компонента с меньшей интенсивностью и перпендикулярным направлением поляризации.

Коэффициент экстинкции  $\eta$  часто измеряется в децибелах и определяется путем измерения мощности пучка света после прохождения поляризатора, ориентированного на пропускание минимума и максимума энергии. Очевидно, что экстинкция поляризатора, с помощью которого осуществляется измерение, должна быть выше, чем у лазерного луча (экстинкция — отношение

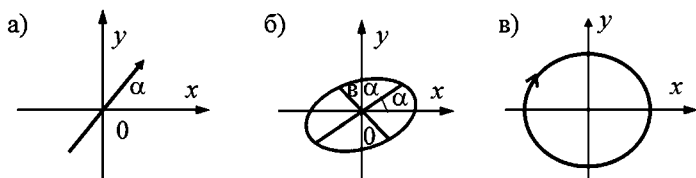


Рис. 2.15  
Направление вектора E при линейной (а), эллиптической (б) и круговой (в) поляризации

максимума и минимума энергии поляризованного света, проходящего через поляризатор при различных направлениях плоскости поляризации).

Поляризация лазерного излучения — важный фактор для ряда приложений. Например, в системах лазерной связи поляризация излучения дает дополнительную степень свободы для кодирования сигнала.

Контроль поляризационных параметров необходим в задачах:

- управления модовым составом и мощностью излучения;
- нелинейного преобразования частоты излучения;
- комбинирования лазерных пучков с помощью поляризации;
- использования лазерного излучения в устройствах, работа которых напрямую зависит от параметров поляризации (интерферометры, оптические модуляторы, полупроводниковые оптические усилители и др.).

### 2.3. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРОВ

В данном разделе кратко описаны методы и оборудование для измерения таких технических параметров лазеров, как:

- мощность (непрерывные лазеры);
- энергия импульса;
- частота следования импульсов;
- длительность импульса;
- поперечный размер пучка;
- распределение интенсивности по сечению пучка;
- расходимость;
- качество пучка  $M^2$ ;
- ширина спектральной линии.

#### 2.3.1. ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Измерение энергетических параметров лазерного излучения проводят с использованием широкой линейки коммерчески доступных приборов — детекторов излучения различного типа. Большинство приборов, предназначенных для детектирования лазерного излучения, работают на строго определенных интервалах длин волн, т. е. являются спектрально-селективными. При выборе детектора следует контролировать соответствие спектральных и энергетических параметров лазерного излучения с паспортными характеристиками прибора.

Как отмечалось в предыдущем разделе 2.2, в случае непрерывных лазеров необходимо измерять мощность излучения; в случае импульсных — энергию импульса и среднюю мощность излучения. Большинство измерителей способны проводить эти измерения совместно.

Современные измерители позволяют определять мощность лазерного излучения в диапазоне от единиц нановатт до единиц киловатт. Измерение энергии лазерных импульсов осуществляется в диапазоне от единиц нано-

**Рис. 2.16**  
Измеритель мощности и энергии лазерного излучения компании Ophir в составе (слева направо) измерительной головки с фотоприемным сенсором, вычислительного блока и средства отображения



джоулей до десятков джоулей при частотах следования импульсов в пределах нескольких кГц.

Как правило, такие измерители представляют собой фотоприемный датчик того или иного типа, а также соединенный с ним вычислительный модуль с дисплеем для отображения полученных результатов (рис. 2.16). Конструктивно фотоприемные сенсоры выполняются в виде отдельных измерительных головок, совместимых с универсальным вычислительным блоком (анализатором).

Измерение мощности и энергии лазерного излучения требует корректного выбора типа чувствительного сенсора. Критерием выбора является диапазон ожидаемых значений измеряемых характеристик. Обычно используют три основных типа приемников оптического излучения:

- термоэлектрические;
- пирозлектрические;
- фотоэлектрические.

*Термоэлектрические детекторы* (термоэлементы) используют термоэлектрический эффект и относятся к классу тепловых приемников оптического излучения. В основе принципа действия термоэлемента лежит принцип термопары — термоэлектрический эффект Зеебека, который заключается в появлении термо-ЭДС в цепи, состоящей из двух разнородных по составу проводников при нагревании падающим лучистым потоком места их спаев. При переменной температуре вдоль проводника электроны с горячего конца диффундируют в направлении, обратном температурному градиенту, так как они имеют более высокую энергию и скорость, чем на холодном конце. В результате на холодном конце возникает отрицательный заряд, а на горячем — положительный.

Термоэлектрические приемники преобразуют излучение в широком спектральном диапазоне, диапазон от десятков микроватт до нескольких киловатт (в зависимости от модели). Выходной сигнал термоэлектрического детектора не зависит от размера и положения падающего пучка, равномерности засветки фотоприемной площадки сенсора.

Недостатком термоэлектрических датчиков является их низкая чувствительность и медленная реакция. Время отклика составляет от 1 до 50 с в зависимости от размера фотоприемной площадки (растет с увеличением размера сенсора). Таким образом, термоэлектрические датчики лучше всего подходят для измерения мощности непрерывного излучения, а также энергии длинных лазерных импульсов и средней мощности импульсного излучения.

К классу тепловых приемников оптического излучения также относятся *пироэлектрические детекторы*, основанные на пироэлектрическом эффекте, который заключается в том, что при изменении температуры пироэлектрического кристалла (например,  $\text{BaTiO}_3$ ) изменяется его поляризация.

В отличие от термоэлементов, пироэлектрические приемники реагируют на скорость изменения температуры, а не на абсолютное значение разности температур. Пироэлектрические приемники отличаются высоким быстродействием, они хорошо подходят для измерения параметров импульсных лазеров.

Тепловые фотоприемники можно считать неселективными в пределах некоторого спектрального диапазона с некоторой степенью точности. Они обладают сравнительно большими постоянными времени, пороговыми потоками и меньшей чувствительностью, чем *фотоэлектрические приемники* оптического излучения.

Фотоэлектрические приемники делят на две большие группы — фотоэлектрические приемники на основе внутреннего фотоэффекта и фотоэлектрические приемники на основе внешнего фотоэффекта. В фотоэлектрических приемниках происходит прямое поглощение падающих на сенсор фотонов непосредственно в полупроводнике, в результате освобождаются носители тока. Если освобожденные носители тока остаются в полупроводнике, то возникает внутренний фотоэффект. В фоторезисторах фотоэффект проявляется в увеличении их электрической проводимости (фотопроводимости).

Фотоэлектрические приемники характеризуются ограниченным спектральным откликом (как правило, от 200 до 1800 нм), высокой чувствительностью (обычно несколько нановатт), низким уровнем шума и малым временем отклика (обычно несколько наносекунд). Фотоэлектрические датчики хорошо подходят для измерений малых мощностей непрерывного излучения. Насыщение происходит при плотности мощности выше приблизительно  $\approx 1 \text{ мВт/см}^2$ , что требует использования оптических аттенуаторов для измерения более высоких значений мощности.

Современные разработчики приборов для измерения энергетических характеристик лазерного излучения предлагают системные решения, позволяющие комбинировать измерительные головки всех трех типов (термоэлектрические, пироэлектрические и фотоэлектрические) с единым вычислительным модулем. Такие приборы могут обеспечить измерение мощности непрерывного излучения, а также средней мощности импульсно-периодического излучения, энергии импульса и частоты их повторения.

### 2.3.2.

#### ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Ширину спектральной линии лазера можно измерить с помощью различных методик, например путем использования спектрометра с требуемым спектральным разрешением. Другим, широко используемым на практике методом является измерение ширины полосы генерации лазера с помощью эталона Фабри — Перо.

Эталон (интерферометр) Фабри — Перо — это спектральный прибор высокой разрешающей силы для измерения малых отличий длин волн в спект-

рах оптического диапазона. Интерферометр Фабри — Перо состоит из двух стеклянных пластин, установленных параллельно друг другу на расстоянии  $h$ . На внутренних поверхностях этих пластин нанесены отражающие покрытия. Лазерное излучение, проходя через эталон Фабри — Перо, претерпевает многократные отражения.

Схема измерения ширины спектральной линии с помощью эталона Фабри — Перо приведена на рисунке 2.17. За эталоном Фабри — Перо располагают фокусирующую линзу, которая строит изображение источника на поверхности детектора. В роли детектора может выступать обычный экран либо камера с матричным фотоприемником. При необходимости увеличить угол расходимости лазерного луча до эталона Фабри — Перо устанавливают рассеивающую линзу.

Если на эталон Фабри — Перо падает монохроматический свет под всевозможными углами к ее плоскости, то на выходе создаются кольца равного наклона (рис. 2.18), каждое из которых соответствует своему порядку интерференции. Светлое кольцо порядка  $N$  образуется при условии, что

$$N \cdot \lambda = 2 \cdot h \cdot \cos \varphi, \tag{2.31}$$

где  $N$  — порядок интерференции;  $h$  — расстояние между зеркалами интерферометра Фабри — Перо;  $\varphi$  — угол между лучом, распространяющимся между зеркалами интерферометра и нормалью к пластине.

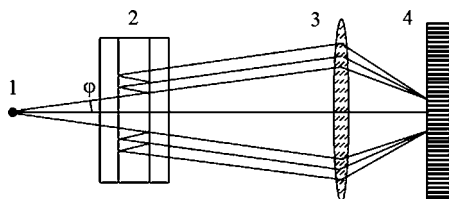


Рис. 2.17

Схема измерений ширины полосы генерации с помощью эталона Фабри — Перо:

1 — лазер; 2 — эталон Фабри — Перо; 3 — линза; 4 — фотоприемник.

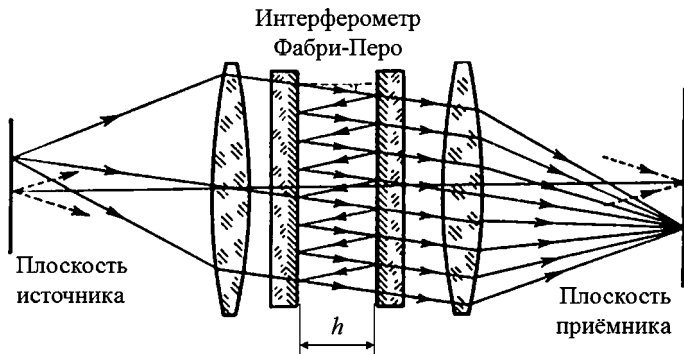


Рис. 2.18

Ход лучей в эталоне Фабри — Перо и интерференционная картина в фокальной плоскости линзы (кольца равного наклона)

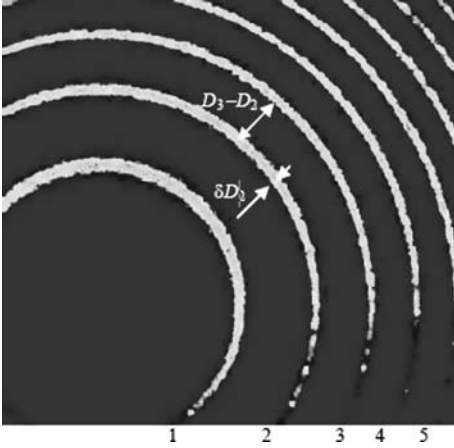


Рис. 2.19

Картина интерференционных колец, полученная при измерении ширины спектральной линии с помощью эталона Фабри — Перо

Максимальный интервал длин волн  $\Delta\lambda$ , при котором еще не происходит перекрытие интерференционных полос соседних порядков, называют областью дисперсии спектрального прибора на основе интерферометра Фабри — Перо. Ширина этой области определяется из условия наложения кольца  $(N + 1)$ -го порядка для длины волны  $\lambda$  и кольца  $N$ -го порядка для длины волны  $(\lambda + \Delta\lambda)$ :

$$N \cdot (\lambda + \Delta\lambda) = (N + 1) \cdot \lambda. \quad (2.32)$$

С учетом выражения (2.31) при малых углах  $\varphi$  получим

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{N} \approx \frac{\lambda^2}{2h}. \quad (2.33)$$

По полученной интерференционной картине можно рассчитать ширину полосы генерации  $\delta\lambda$  лазера и длину когерентности:

$$\delta\lambda = \Delta\lambda \cdot \frac{\delta D_N}{D_{N+1} - D_N}, \quad (2.34)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения;  $\delta D_N$  — ширина светлого кольца порядка  $N$ ;  $(D_{N+1} - D_N)$  — расстояние до следующего светлого кольца порядка  $(N + 1)$  (удобно брать второй и третий максимум).

При угле падения пучка на пластину интерферометра Фабри — Перо, близком к нормальному, справедлива формула

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2h} \cdot \frac{\delta D_N}{D_{N+1} - D_N}, \quad (2.35)$$

где  $h$  — расстояние между пластинами интерферометра Фабри — Перо.

Диаметр кольца (рис. 2.19), наблюдаемого на экране, пропорционален длине волны. Линия генерации шириной  $\delta\lambda$  порождает интерференционный максимум (светлое кольцо) шириной  $\delta D_N$ , где  $N$  — номер интерференционного максимума (порядок интерференции).

Когда линия генерации достигает предельного для данного интерферометра значения  $\Delta\lambda$ , диаметр кольца  $D_k$ , образованного составляющей излучения с длиной волны  $\lambda + \Delta\lambda$ , достигает значения диаметра кольца  $D_{k+1}$ , образованного составляющей излучения с длиной волны  $\lambda$ . Иными словами, ширина колец  $\Delta D_N$  становится столь велика, что кольца перестают разрешаться.



Определив ширину полосы генерации  $\delta\lambda$ , выражаемую в единицах длины волны [м], можно рассчитать ширину полосы генерации  $\delta\nu$ , выражаемую в единицах частоты [Гц].

$$\delta\nu = \delta\lambda \cdot \frac{c}{\lambda^2}, \tag{2.36}$$

где  $c$  — скорость света.

Длину когерентности рассчитывают по формуле (2.6).

### 2.3.3. ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Измерение временных параметров лазерного излучения осуществляют, как правило, с помощью быстродействующих фотодетекторов, преобразующих излучение в электрический сигнал и подключенных к осциллографу. Часто в качестве таких фотодетекторов используют рпн-фотодиоды. Подключение осциллографа позволяет в режиме реального времени регистрировать временные характеристики лазерного излучения, такие как длительность импульса, частота следования, скважность, время нарастания и спада уровня излучения.

### 2.3.4. ИЗМЕРЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО РАЗМЕРА ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Одна из наиболее простых методик измерения поперечного размера (сечения) лазерного луча заключается в определении доли излучения, прошедшего через калиброванные диафрагмы, устанавливаемые перпендикулярно направлению луча (рис. 2.20).

Диафрагму устанавливают на пути лазерного луча таким образом, чтобы измеритель мощности показывал максимальное значение энергии (либо



Рис. 2.20

Измерение поперечного размера пучка методом калиброванных диафрагм

мощности). Размер диафрагмы должен быть такой, чтобы измеренная энергия (мощность) составляла 50% (для первой группы измерений) от мощности, полученной без диафрагмы. Вторая группа измерений производится по уровню 86,5%. Диаметр луча затем может быть вычислен по формуле

$$\frac{D_{\text{диафр}}}{d_{\text{пятна}}} = \sqrt{\frac{|\ln(1-T)|}{2}}, \quad (2.37)$$

где  $D_{\text{диафр}}$  — диаметр диафрагмы;  $d_{\text{пятна}}$  — диаметр пучка;  $T$  — доля мощности (энергии), прошедшей через апертуру диафрагмы (отношение измеренной мощности с диафрагмой к мощности без нее).

Итоговый диаметр можно принять как среднее между диаметрами, соответствующими двум уровням энергии, прошедшей через диафрагму.

### 2.3.5. АНАЛИЗ ПРОФИЛЯ ПУЧКА. ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ПО СЕЧЕНИЮ ПУЧКА

Измерение интенсивности излучения (распределения интенсивности по сечению пучка) необходимо для определения энергетических и пространственных параметров излучения, в том числе для определения точного диаметра луча по заданному уровню энергии. Постоянный контроль профиля пучка играет важную роль при юстировке лазеров и лазерных систем.

Существуют различные приборы для анализа профиля пучка, матричные и щелевые, позволяющие в режиме реального времени регистрировать картину распределения интенсивности излучения по поперечному сечению пучка в двумерном или трехмерном виде (см. цв. вкл., ил. 2).

### 2.3.6. ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДИМОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Одна из наиболее простых методик экспериментального определения расходимости лазерного луча заключается в измерении диаметров пучка в двух точках с известными координатами (рис. 2.21). Как отмечалось выше, диаметр лазерного луча можно определить с помощью прибора — анализатора профиля пучка, или, например, измерить методом калиброванных диафрагм.

Полный угол расходимости луча в этом случае определяется согласно соотношению

$$\theta = \frac{(d_2 - d_1)}{(R_2 - R_1)}. \quad (2.38)$$

Приведенное выше выражение (2.30), предназначенное для вычисления расходимости луча, действительно только для дальнего поля, или дальней зоны на расстояниях от источника, определяемых выражением

$$\text{Дальнее поле} \geq \pi d^2 / \lambda, \quad (2.39)$$

где  $d$  — диаметр выходной апертуры, а  $\lambda$  — длина волны лазера.

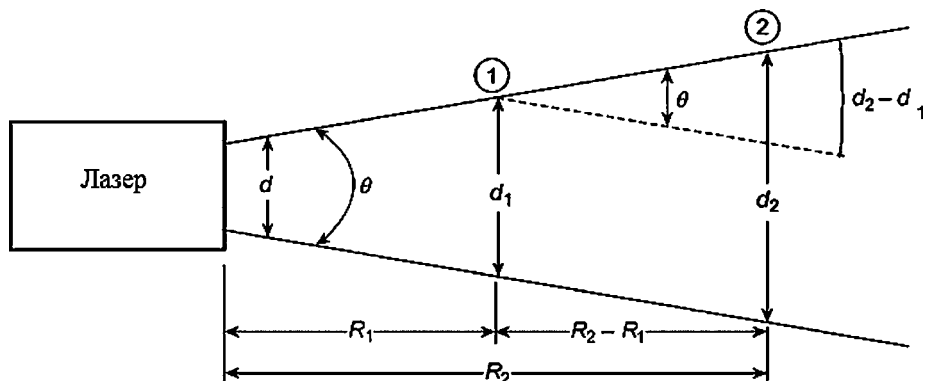


Рис. 2.21

Определение расходимости пучка путем измерения диаметра в двух сечениях

Также существует другая область, называемая ближним полем, или ближней зоной, определяемая выражением

$$\text{Ближнее поле} \leq d^2 / \lambda, \tag{2.40}$$

где  $d$  — диаметр выходной апертуры, а  $\lambda$  — длина волны лазера.

Расходимость в пределах дальнего и ближнего поля может отличаться. Это изучается в теории дифракции. Вопросы формирования расходимости излучения в резонаторе лазера рассматриваются в следующей главе в разделе 3.3.

### 2.3.7. ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО КАЧЕСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ (ВЕЛИЧИНЫ $M^2$ )

Основные методики измерения параметра  $M^2$ , основанные на построении профиля перетяжки лазерного пучка, детально описаны в стандарте ГОСТ Р ИСО-ТО 11146-3-2008. Рассмотрим методику определения оптического качества излучения путем его фокусировки с помощью линзы с известным фокусным расстоянием на прибор, отображающий профиль пучка (например, камера с матричным фотоприемником).

На рисунке 2.22 показана схема реализации этого метода. Положение линзы в этом случае зафиксировано, а детектор (камера) перемещается с помощью шагового двигателя для того, чтобы сделать несколько десятков измерений профиля пучка в области его перетяжки. Описанный способ позволяет проводить измерения параметра  $M^2$  в автоматическом режиме. Ввиду высокой чувствительности используемого фотодетектора данный метод неприменим в случае высокоэнергетического излучения.

Для измерения оптического качества  $M^2$  мощного непрерывного или высокоэнергетического импульсного лазерного излучения обычно используют метод ножа Фуко. Данный метод является одним из самых распространенных, так как обеспечивает высокую точность измерений при неавтоматизированном эксперименте.

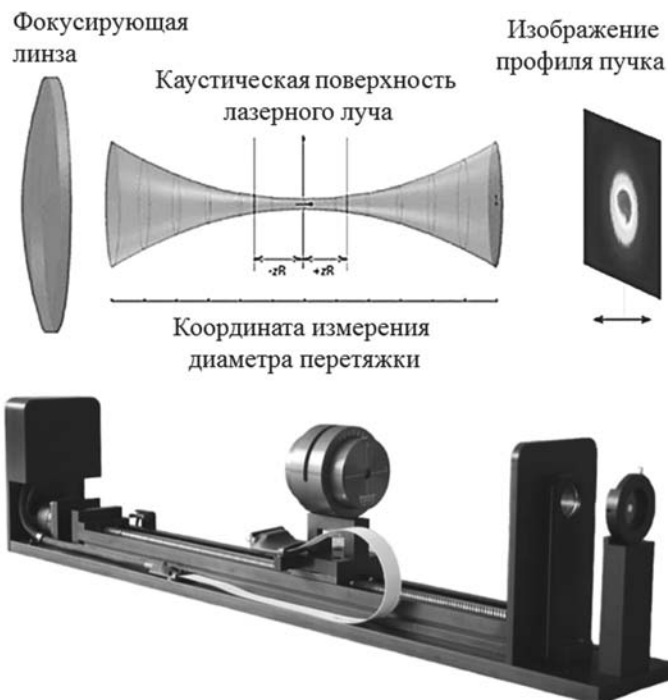


Рис. 2.22

Схема измерения  $M^2$  с фиксированной линзой и подвижным сенсором и измеритель качества пучка (компания Ophir)

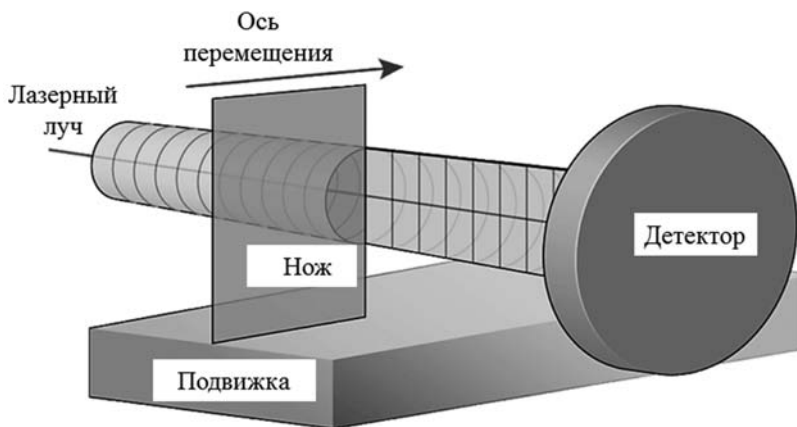


Рис. 2.23

Принцип измерений с помощью движущегося ножа Фуко

Методика измерений параметра  $M^2$  с помощью ножа Фуко заключается в том, что лезвие ножа прерывает (пересекает) сфокусированный лазерный пучок непосредственно перед приемником излучения (рис. 2.23). Таким образом происходит измерение мощности (энергии), не отсеченной ножом. Если

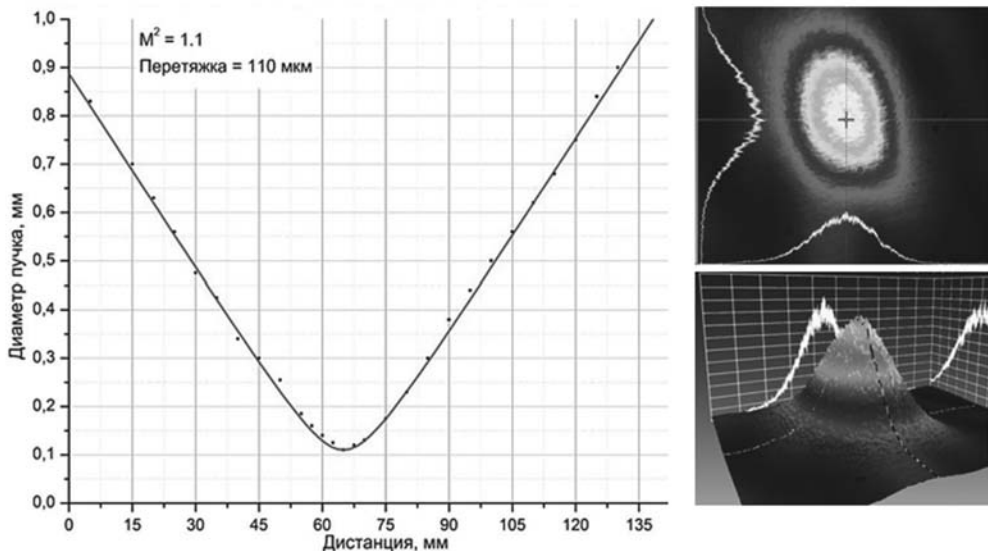


Рис. 2.24

Пример результатов измерения параметра  $M^2$  (справа показан профиль пучка, подтверждающий оптическое качество луча, близкое к дифракционному)

зафиксировать прошедшую мощность (энергию) в двух значениях от начальной (полной): 84 и 16%, то по разности показаний линейного транслятора ( $z_2 - z_1$ ), на котором находится нож, можно вычислить диаметр лазерного пучка.

$$d = 2(z_2 - z_1). \tag{2.41}$$

Таким образом, измеряя диаметр пучка методом ножа Фуко в нескольких десятках точек в области перетяжки (в области фокуса линзы), строят экспериментальную кривую. Граничные точки области измерений (по обе стороны от перетяжки) следует выбирать таким образом, чтобы дистанция до них от перетяжки в два раза превышала длину Рэлея.

После построения экспериментальной кривой (рис. 2.24) параметр  $M^2$  определяют методом аппроксимации по инварианту распространения лазерного излучения, связывающего все его основные параметры:

$$d(z) = d_0 \sqrt{1 + (z - z_0)^2 \cdot \left[ \frac{4 \cdot M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot (d_0)^2} \right]^2}, \tag{2.42}$$

где  $d_0$  — диаметр пучка в перетяжке;  $z_0$  — положение (координата) перетяжки пучка относительно фокусирующей линзы.

Итоговое, полученное после аппроксимации, значение параметра  $M^2$  следует скорректировать, домножив на коэффициент, соответствующий методике измерения (см. ГОСТ Р ИСО-ТО 11146-3-2008). Для метода ножа Фуко он равен 0,81. В представленном на рисунке 2.26 примере измерений качества пучка параметр  $M^2$  составил 1,1.

## ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 2

1. Востребованность лазеров в широком спектре различных областей науки и техники обусловлена уникальными характеристиками лазерного излучения, недостижимыми для света от иных источников: монохроматичностью, когерентностью, поляризацией и направленностью.

2. Монохроматичность означает излучение света с одной частотой или на одной длине волны. Лазерное излучение является монохроматическим изначально, и это свойство определяется процессом вынужденного (стимулированного) излучения, с помощью которого лазер генерирует свет.

3. Лазерное излучение имеет конечную ненулевую ширину спектральной линии, уширение которой вызвано естественным, столкновительным, доплеровским и другими механизмами.

4. Существуют два типа когерентности: пространственная и временная. Пространственная когерентность обозначает сохранение фазового соотношения неизменным по всему сечению пучка. Временная когерентность обозначает сохранение фазового соотношения неизменным с течением времени.

5. Поляризация — особая характеристика излучения, связанная с направлением колебаний вектора напряженности электрического поля.

6. Направленность лазерного излучения вызвана согласованностью процесса стимулированного излучения. Все фотоны, испускаемые в результате вынужденного излучения, имеют одинаковую частоту, фазу, направление и поляризацию. Существенное влияние оказывают тип и длина лазерного резонатора.

7. Следует различать следующие группы параметров лазерного излучения: энергетические, спектральные, временные, пространственные, параметры когерентности и поляризации.

8. Важными энергетическими параметрами лазерного излучения являются: мощность (для непрерывного излучения); энергия импульса, пиковая и средняя мощности (для импульсного излучения); интенсивность (плотность мощности); энергетическая эффективность лазера «от розетки».

9. К спектральным параметрам лазерного излучения относят длину волны и ширину спектральной линии, определяющую степень монохроматичности света.

10. К временным параметрам лазерного излучения относят длительность импульса, частоту следования импульсов и скважность (коэффициент заполнения).

11. К пространственным параметрам лазерного излучения относят размер пятна, расходимость, параметр  $M^2$  (оптическое качество пучка), а также яркость.

12. К параметрам когерентности относят длину когерентности и время когерентности.

13. К параметрам поляризации относят тип поляризации (линейная, эллиптическая, круговая) и плоскость поляризации.

14. В настоящее время доступна широкая номенклатура приборов, предназначенных для измерения мощности/энергии лазерного излучения в широком диапазоне значений (от нановатт до киловатт по средней мощности,

от наноджоулей до десятков джоулей по энергии импульсов с частотой повторения до нескольких килогерц). Обычно используют три основных типа приемников: термоэлектрические, пироэлектрические и фотоэлектрические датчики.

15. Наиболее простым методом измерения расходимости является проведение измерений диаметра пучка на двух известных дистанциях.

16. Параметр качества пучка — значение  $M^2$  измеряется путем фокусировки лазерного луча с помощью линзы с известным фокусным расстоянием на прибор, отображающий профиль пучка (камера с CCD матрицей).

17. Ширину спектральной линии лазерного излучения измеряют с помощью различных методов, как правило, с помощью спектральных приборов высокого разрешения — эталонов (интерферометров) Фабри — Перо.

### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 2

1. Лампа накаливания потребляет 100 Вт электроэнергии и равномерно излучает световую мощность  $P = 4$  Вт в телесном угле 4л. Рассчитайте плотность мощности [Вт/м<sup>2</sup>] в радиусе 1 м и на расстоянии 5 м. Сравните плотность мощности лампы накаливания с плотностью мощности гелий-неонового лазера 10 мВт ( $\lambda = 633$  нм) с диаметром луча  $d = 2$  см.

2. Лазер излучает на длине волны 750 нм с шириной полосы генерации 10 нм. Чему равна длина когерентности и время когерентности? Для какой длины волны длина когерентности удвоится при условии сохранения неизменной ширины полосы генерации  $\Delta\lambda$ .

3. Лазерный дальномер формирует пятно диаметром 4 м на цели, расположенной на дистанции 8 км. Определите полный угол расходимости луча.

4. Лазерный пучок имеет диаметр 2 см на дистанции 10 м от лазера. И 4 см на дистанции 30 м от лазера. Определите полный угол расходимости.

5. Имеются два СО<sub>2</sub>-лазера (10,6 мкм) с различными параметрами. Необходимо выбрать лазер, наиболее подходящий для резки металла. Первый лазер: выходная мощность — 300 Вт, характеристика качества пучка  $M^2 = 1,2$ . Второй лазер: выходная мощность — 400 Вт, характеристика качества пучка  $M^2 = 2$ . Оба лазера имеют одинаковый диаметр пучка 10 мм. Сфокусированный пучок какого лазера будет обладать большей интенсивностью?

6. Полная расходимость излучения He-Ne-лазера на расстоянии 100 км составляет 1 мрад. Определите размер пятна.

7. Энергия импульса портативного лазерного целеуказателя составляет 120 мДж, частота повторений импульса 20 Гц. Система питается от батареи (24 В, 14 А). Определите эффективность работы «от розетки».

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 2

1. Что такое ширина спектральной линии и чем определяется ее величина?
2. Какая связь между длительностью импульса излучения лазера и шириной его спектральной линии?
3. В чем отличие пространственной и временной когерентности? Связаны ли они между собой?
4. Как можно количественно оценить пространственную когерентность?
5. Чем определяется минимально возможная расходимость лазерного луча?
6. Какими способами можно управлять поляризацией излучения?

7. Чем определяется суммарный энергетический КПД лазера?
8. Как определяется диаметр лазерного луча?
9. Что такое дальняя и ближняя зоны распространения лазерного луча?
10. Какова связь между расходимостью лазерного луча и значением  $M^2$ ?
11. От чего зависит яркость лазерного излучения?
12. Опишите основные типы фотоприемных датчиков и принципы их работы.
13. Как измеряется диаметр лазерного луча?
14. Как измеряется расходимость лазерного луча?
15. Как измеряется значение  $M^2$ ?
16. Как измеряется ширина спектральной линии лазерного излучения?

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 2

1. *Андреев, А. Н.* Оптические измерения / А. Н. Андреев, Е. В. Гаврилов, Г. Г. Ишанин. — М. : Логос, 2008.
2. *Айхлер, Ю.* Лазеры: исполнение, управление, применение. — М. : Техносфера, 2008.
3. *Зелто, О.* Принципы лазеров. — СПб. : Лань, 2008.
4. *Иванов, В. С.* Фотометрия и радиометрия оптического излучения (общий курс) / В. С. Иванов, А. Ф. Котюк, А. А. Либерман. — Кн. 2 : Измерение энергетических и пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения ; Кн. 3 : Измерение спектральных, корреляционно-фазовых и поляризационных параметров и характеристик лазерного излучения (спектрально-частотная, корреляционно-фазовая и поляризационная лазерометрия). — М. : Полиграф Сервис, 2001.
5. *Хирд, Г.* Измерение лазерных параметров (Экспериментальные методы оптической квантовой электроники) / под ред. Ф. С. Файзуллова. — М. : Мир, 1970.
6. *Ишанин, Г. Г.* Приемники излучения / Г. Г. Ишанин, Э. Д. Панков, В. П. Челибанов. — СПб. : Папирус, 2003.
7. *Лебедев, В. Ф.* Измерение параметров лазерного излучения и лазерной плазмы. Лабораторный практикум. Методическое пособие БГТУ «ВОЕНМЕХ» / В. Ф. Лебедев, Л. Б. Кочин. — СПб. : БГТУ, 2015.
8. *Кочин, Л. Б.* Оптические измерения. Лабораторный практикум. Методическое пособие БГТУ «ВОЕНМЕХ» / Л. Б. Кочин, А. П. Погода, В. Ф. Лебедев. — СПб. : БГТУ, 2013.
9. *Maini, A. K.* Lasers and optoelectronics: fundamentals, devices and applications. — India : John Wiley and Sons Inc., 2013.



## ФОРМИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ ЛАЗЕРА

Одним из основных элементов лазера наряду с активной средой и системой ее возбуждения является резонатор. На многие характеристики генерируемого излучения значительное влияние оказывают именно свойства резонаторной системы, в которую помещена активная среда лазера.

Так, спектральная линия лазерного перехода активной среды обязательно должна соотноситься с собственной частотной характеристикой (модовый состав) резонатора, что в совокупности определяет спектральный состав генерируемого излучения.

Общие потери в резонаторе должны быть меньше, чем прирост мощности, получаемый при прохождении излучения через активную среду. Управление общими потерями в резонаторе позволяет варьировать временные и энергетические характеристики генерируемого излучения.

Наконец, резонаторы играют решающую роль в определении пространственных характеристик лазерного излучения. В отсутствие резонатора активная среда способна усилить проходящее через нее излучение, в каком бы направлении оно ни распространялось.

Рассмотрим подробнее формирование в резонаторе с помещенной в него инверсной активной средой лазерного излучения с желаемыми характеристиками: спектральными, временными, энергетическими и пространственными.

### 3.1. ОБЕСПЕЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

В разделе 1.3.2 «Генерация лазерного излучения» резонатор рассматривался в качестве особого элемента лазера, создающего положительную обратную связь — необходимое условие лазерной генерации. Влияние волновой природы света на этот процесс не учитывалось. С помощью цепи обратной связи часть усиленного излучения направлялась обратно в систему, вновь усиливалась и т. д., поддерживая тем самым непрерывность генерации.

Однако оказалось, что при прохождении цепи обратной связи в плоском (с плоскими параллельными зеркалами) резонаторе воспроизводится не любой направленный вдоль оси и близкий к параллельному пучок, но лишь пучок со строго определенным распределением амплитуды и фазы волнового фронта.

Было выяснено, что из-за интерференции световых волн, проходящих в прямом и обратном направлениях между зеркалами, в резонаторе происходит развитие электромагнитных колебаний строго определенных длин волн. Частота таких колебаний соответствует собственным частотам резонатора, получившим название резонаторных мод. Различают продольные и поперечные моды резонатора.

### 3.1.1. ПРОДОЛЬНЫЕ МОДЫ РЕЗОНАТОРА

Применительно к лазерным резонаторам термин «резонанс» предполагает нарастание амплитуды электромагнитных волн вследствие многократного их отражения от некоторых отражающих поверхностей. Само название резонатор показывает, что вынужденное излучение, распространяющееся в противоположных направлениях в виде бегущих волн, резонирует в нем, образуя стоячие волны. Рассмотрим этот процесс подробнее.

Между двумя зеркалами резонатора распространяются две волны: падающая на одно из зеркал и отраженная от него, в свою очередь, падающая на другое зеркало. Из-за интерференции они могут гасить друг друга или взаимно усиливать в зависимости от того, имеют они одинаковую фазу или нет.

Идеально отражающие зеркала (коэффициент отражения  $R \approx 100\%$ ) обладают таким свойством, что амплитуда световых колебаний на зеркале равна нулю; в противном случае свет будет проникать дальше за зеркало, и оно уже не будет идеально отражающим. Это же условие должно быть выполнено и на втором зеркале. При этом фаза отраженной волны может совпадать с фазой падающей только в том случае, когда между зеркалами укладывается целое число полуволн, т. е. величина, равная  $2L/\lambda$ , где  $L$  — длина резонатора (рис. 3.1а, б).

Таким образом, при заданной длине между идеальными зеркалами могут существовать (возбуждаться) только такие электромагнитные колебания, длины волн которых определяются формулой

$$\lambda = 2L/n, \quad (3.1)$$

где  $n$  — целое число.

Отсюда ясно, что два зеркала являются для световых волн резонатором, получившим название открытого, или *резонатора Фабри — Перо*. Благодаря образованию стоячих волн в резонаторе, имеющем размеры, во много раз превышающие длину волны, генерация может происходить только на определенных (собственных) частотах  $\nu_n$ , определяемых как

$$\nu_n = \frac{c}{2L} \cdot n. \quad (3.2)$$

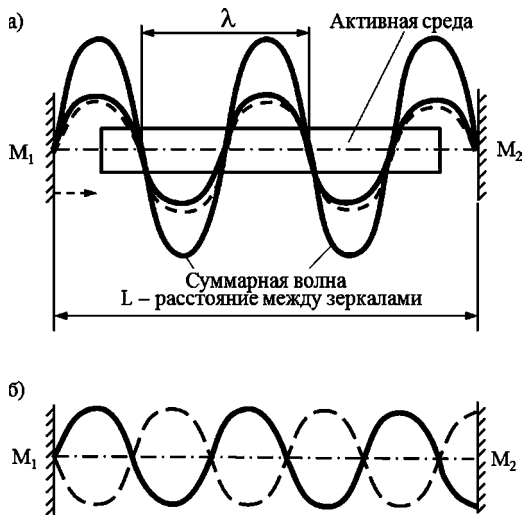


Рис. 3.1

Интерференция прямой и отраженной волны в пространстве между зеркалами  $M_1$  и  $M_2$ :

*a* — усиление прямой волны; *б* — гашение прямой волны.

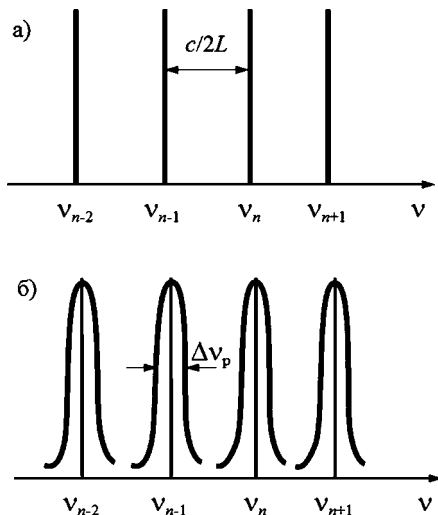


Рис. 3.2

Спектр собственных частот резонатора Фабри — Перо:

*a* — в случае идеальных зеркал; *б* — реальных зеркал ( $R \approx 100\%$ ).

Интервалы между соседними частотами одинаковы и равны ( $c / 2L$ ) (рис. 3.2а). В действительности спектр собственных колебаний резонатора более сложен из-за того, что каждая частота расщепляется на ряд близко расположенных частот.

Это расщепление связано с отражением волн от края зеркал внутрь резонатора и другими эффектами. Реальные зеркала лазера никогда не могут иметь коэффициент отражения, равный 100%. Потери в зеркалах, связанные с выходом излучения наружу и поглощением в самом материале зеркала, приводят к тому, что условия резонанса выполняются для небольшой полосы частот  $\Delta\nu_p$  вблизи каждой из собственных частот резонатора  $\nu_n$  (рис. 3.2б).

Действительно, при идеально отражающих зеркалах электромагнитная волна, отражаясь от них, проходила бы бесконечное число раз между зеркалами. Путь, проходимый волной, был бы бесконечно велик. Поэтому даже небольшое отступление от резонансной частоты  $\nu_0$  в конечном счете привело бы к гашению прямой и обратной волны из-за интерференции. Если же  $R < 100\%$ , то, сделав несколько проходов, волна покинет резонатор. Например, если коэффициент отражения каждого зеркала составляет 90%, то при каждом отражении волна будет терять 0,1 от своей интенсивности и за 10 проходов практически полностью выйдет из резонатора. Путь ее пробега может быть велик, но он конечен.

На конечном пути небольшое отклонение частоты колебаний от резонансного значения  $\nu_0$  может не привести к полному взаимному гашению прямой и отраженной волны (рис. 3.1). В этом случае происходит лишь

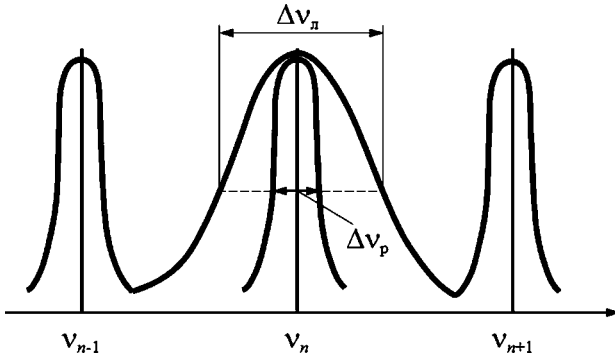


Рис. 3.3

Формирование спектра лазерного излучения при ширине спектральной линии  $\Delta\nu_\lambda < (c / 2L)$ :

$L$  — расстояние между зеркалами;  $c$  — скорость распространения света в активной среде.

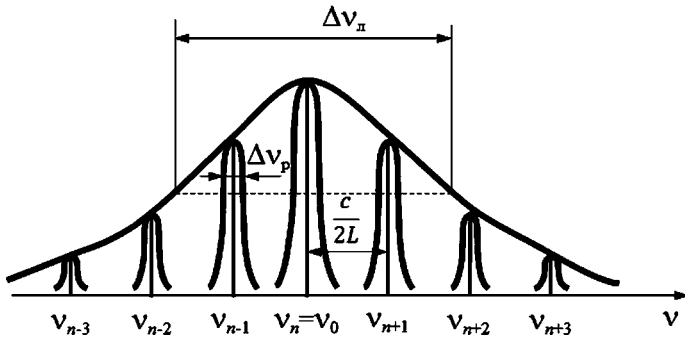


Рис. 3.4

Формирование спектра излучения лазера при ширине спектральной линии  $\Delta\nu_\lambda > (c / 2L)$ :

$\nu_{n \pm i}$  — собственные частоты резонатора.

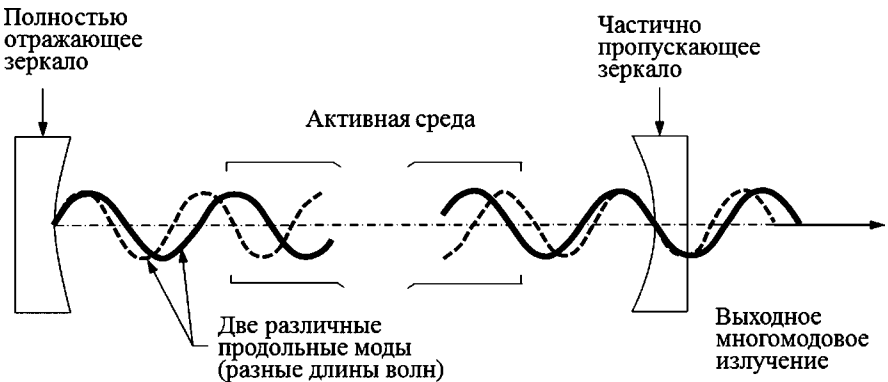


Рис. 3.5

Многомодовый режим генерации лазера

частичное гашение, тем большее, чем больше разность частот (расстройка  $\Delta\nu_p$  между резонансной частотой  $\nu_n$  и частотой электромагнитной волны) и чем больше проходов осуществляется этой волной между зеркалами. Поэтому резонансный характер колебаний сохраняется, но они несколько расширены по частоте.

Спектральная линия лазерного перехода обладает некоторой шириной  $\Delta\nu_d$  (см. разделы 1.1.3 и 2.1.1). Если эта ширина меньше разности частот между двумя собственными частотами резонатора ( $\nu_n - \nu_{n-1}$ ), т. е. если  $\Delta\nu_d < (c / 2L)$ , то в пределах спектральной линии может возбуждаться только одно резонансное колебание резонатора  $\nu_n$  (рис. 3.3). В этом случае излучение лазера будет монохроматическим.

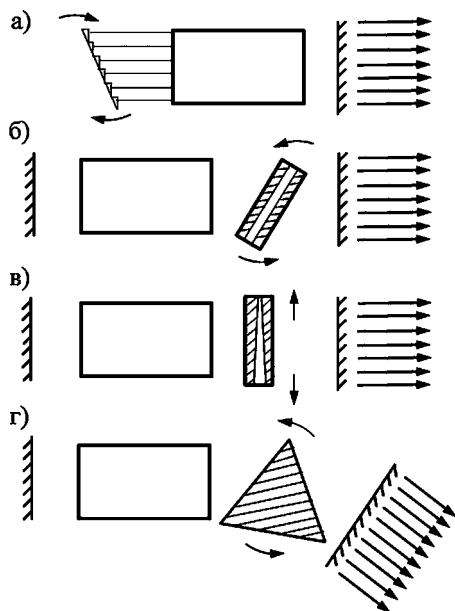
Первоначально, за счет спонтанного излучения свет испускается во всем контуре спектральной линии  $\Delta\nu_d$ . Однако резонатор сразу вырезает более узкую полосу частот  $\Delta\nu_p$ . В дальнейшем световые волны, частоты которых равны собственной частоте резонатора  $\nu_n$ , будут испытывать наибольшее усиление, что при многократном прохождении резонатора приведет к доминированию частоты  $\nu_0$  над всеми остальными.

Если же в ширину спектральной линии попадает несколько собственных частот резонатора, т. е.  $\Delta\nu_d > (c / 2L)$ , то возможна генерация сразу на нескольких частотах  $\nu_{n\pm i}$ , попавших в пределы спектральной линии. Излучение лазера становится немонохроматичным: оно будет состоять из целого набора частот (рис. 3.4), хотя генерация на каждой собственной частоте будет почти монохроматичной.

С каждой генерируемой в данном резонаторе резонансной частотой связывают понятие «*продольная мода*». Вместо того чтобы говорить, что в излучении данного лазера представлены такие резонансные частоты, говорят, что излучение состоит из таких продольных мод. Физическая природа активной среды определяет участок спектра, в пределах которого возможна генерация, а ее объем (при реализации инверсной населенности) — мощность (энергию) излучения. Длина и показатель преломления активной среды влияют на частотные свойства генерации. Излучение лазеров бывает *многомодовым* (рис. 3.5) и *одномодовым*.

Наиболее распространенный метод реализации режима работы лазера с одной продольной модой состоит в использовании коротких резонаторов так, чтобы усиливалась одна продольная мода. Другой метод заключается в применении составных концевых зеркал, с помощью которых создаются два резонатора разной длины, а лазер работает на частоте, резонансной для обоих резонаторов.

В некоторых лазерах, например в He–Ne-, CO-лазерах, лазерах на органических красителях, активные среды обладают усиливающими свойствами на нескольких энергетических переходах, т. е. для них возможна одновременная генерация на нескольких заметно различающихся длинах волн. В этих случаях при необходимости перестройки и сужения спектра генерации в резонатор лазера могут вводиться специальные спектрально-селективные элементы. В качестве таких селекторов применяют зеркала с нанесенными спектральными покрытиями или светофильтры, клиновые



**Рис. 3.6**  
Схемы лазерных резонаторов со спектральными селекционирующими элементами:

*а* — дифракционной решеткой; *б*, *в* — плоскопараллельным и клиновым интерферометром Фабри — Перо; *г* — дисперсионной призмой.

и плоскопараллельные интерферометры Фабри — Перо, дифракционные решетки, дисперсионные призмы и некоторые другие устройства (рис. 3.6).

Введение одного селекционирующего элемента для некоторых лазеров сужает ширину линии генерации до 10 МГц–1 ГГц без существенного уменьшения выходной мощности и позволяет перестраивать спектр генерации в пределах 0,1–1 мкм.

Для эффективной спектральной селекции в лазерах (особенно часто в диодных и волоконных) используются брэгговские зеркала (иначе называемые распределенными диэлектрическими отражателями), представляющие собой набор ультратонких, от нескольких десятков до сотен нанометров, слоев из прозрачных материалов с периодически меняющимся показателем преломления  $n$ . Оптические толщины слоев подбираются таким образом, чтобы при падении света на такую структуру возникающая интерференция для отраженных от границ раздела сред лучей приводила бы к

их взаимному усилению. В результате в определенном диапазоне длин волн такая многослойная структура начинает очень эффективно (с коэффициентом  $\sim 100\%$ ) отражать свет, несмотря на то, что каждый ее слой в отдельности прозрачен.

Наиболее часто используется конструкция в виде четвертьволнового зеркала, где толщина каждого оптического слоя соответствует четверти длины волны, для которой разработано зеркало. Последнее условие работает для нормальных углов падения ( $90^\circ$ ). Для больших углов падения необходимы более толстые слои.

Лазер, генерирующий излучение на одной продольной моде, называют *одночастотным*, хотя, как правило, такое определение дается в случае использования специальных конструкций резонаторов с частотными фильтрами, полоса которых много уже ширины спектральной линии лазера.

На рисунке 3.7 представлены графики распределения мощности излучения  $P_{\text{изл}}$  по длинам волн для лазерных диодов с коротким резонатором (*а*) и спектральной селекцией (*б*).

К числу одночастотных лазеров относятся:

1) некоторые маломощные лазерные диоды. Одномодовый режим генерации в них часто достигается с помощью распределенной обратной связи или распределенных брэгговских отражателей. Типичные ширины линий

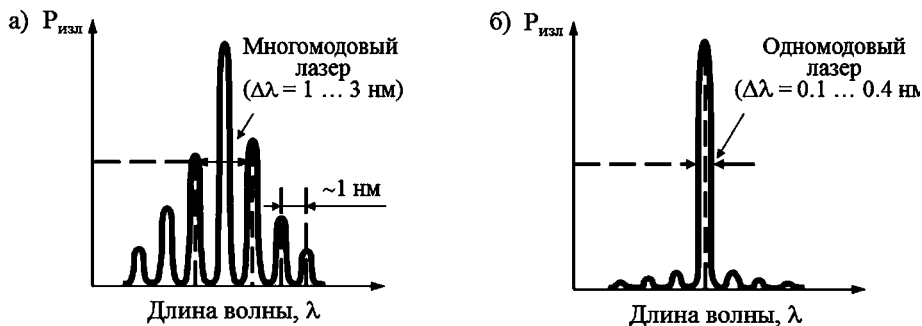


Рис. 3.7

Спектральные характеристики полупроводниковых лазеров:

*a* — несколько продольных мод; *b* — одна продольная мода.

могут находиться в области мегагерц. Переход к лазерам с внешним резонатором и введение фильтров из объемных брэгговских решеток или удлинение резонатора с помощью одномодового волокна, имеющего узкую полосу пропускания волоконной брэгговской решетки, позволяет уменьшить ширину линии до нескольких килогерц;

2) специальные виды волоконных лазеров для работы в одночастотном режиме. Некоторые из них основаны на однонаправленности петлевого резонатора, другие — на линейности резонаторов и очень коротких (сильно легированных) волокнах. В любом случае обычно используется, по крайней мере, одна волоконная брэгговская решетка. Очень узкие ширины линий в несколько килогерц могут быть достигнуты (в частности, с системами, имеющими несколько резонаторов), в то время как выходная мощность колеблется от нескольких милливатт до нескольких ватт, а в сочетании с одночастотным волоконным усилителем достигает еще больших значений;

3) большинство твердотельных лазеров с диодной накачкой не могут работать в одномодовом режиме, это часто достигается с помощью однонаправленной петлевой конструкции лазерного резонатора, часто с внутррезонаторным фильтром, а иногда и с техникой в режиме скрученной моды (с круговой поляризацией излучения в резонаторе лазера). Выходная мощность может достигать уровня нескольких ватт, а ширина линии находится в пределах несколько килогерц;

4) одночастотная генерация может быть легко получена в гелий-неоновом лазере, если резонатор лазера достаточно короткий (порядка 20 см), так как ширина полосы усиления достаточно мала.

### 3.1.2.

#### ПОПЕРЕЧНЫЕ МОДЫ РЕЗОНАТОРА

Резонатор Фабри — Перо, состоящий из двух плоскопараллельных зеркал, редко применяется в качестве лазерного резонатора (например, в полупроводниковых и твердотельных лазерах в качестве зеркал резонатора могут быть использованы торцевые поверхности кристаллов). Это связано прежде всего с большими потерями излучения в таких резонаторах. Поскольку

размеры пучка всегда ограничены, то из-за дифракции на краях пучок расширяется в поперечном направлении и может выйти за пределы оптической системы. Угловое дифракционное расширение пучка  $\theta_d$  с поперечным размером  $d$  составляет

$$\theta_d = \alpha \cdot (\lambda \cdot d), \quad (3.3)$$

где коэффициент  $\alpha$  зависит от формы поперечного сечения пучка.

Для обычных активных сред лазеров расстояние между зеркалами  $L \gg d$ , и потери из-за дифракции для инфракрасного излучения могут достигать 10% и более. Поэтому резонаторы современных лазеров, как правило, состоят из плоских и сферических зеркал с разными радиусами кривизны  $r$  отражающей поверхности. Их свойства зависят от знака и величины радиуса кривизны и расстояния между зеркалами и определяются стабильностью существования в них электромагнитной волны. Критерием возможности использования волнового или геометрического приближения для анализа распространения излучения является число Френеля:

$$N_\Phi = \frac{d^2}{\lambda \cdot L}. \quad (3.4)$$

При  $N_\Phi \gg 1$  для анализа распространения излучения можно пользоваться геометрическим приближением, а при  $N_\Phi \leq 1$  необходимо учитывать волновые свойства света. Для лазерных резонаторов число Френеля может соответствовать как условиям волновой оптики ( $N_\Phi \approx 1$ ), так и геометрическому приближению ( $N_\Phi \gg 1$ ).

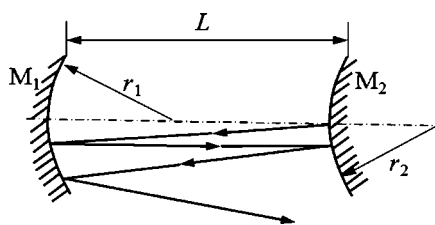


Рис. 3.8  
Схема резонатора  
со сферическими зеркалами

В геометрической оптике любое рассмотрение, как правило, начинают с луча света, распространяющегося в резонаторе на малом расстоянии от оптической оси под небольшим углом к ней. Такой луч носит название параксиального.

Схема резонатора со сферическими зеркалами  $M_1$  и  $M_2$  приведена на рисунке 3.8. Расстояние между зеркалами  $L$ , а радиусы кривизны  $r_1$  и  $r_2$  положительны для вогнутых и отрицательны для выпуклых поверхностей.

Если при многократных отражениях от зеркал расстояние до луча от оптической оси возрастает по мере роста числа отражений и он, в конце концов, выходит из резонатора, то в таком резонаторе потери будут велики. При этом относительная величина смещения положения луча на выпуклом зеркале за один проход называется коэффициентом увеличения резонатора  $M$ .

В случае когда луч остается вблизи оптической оси, резонатор характеризуется низкими потерями. Выполнив такой анализ для произвольного расстояния между зеркалами и произвольных радиусов кривизны, можно показать, что для резонатора с малыми потерями должно удовлетворяться условие устойчивости. Это условие обычно записывается в виде неравенства

$$0 < [1 - (L/r_1)] \cdot [1 - (L/r_2)] < 1. \quad (3.5)$$



Пока для резонатора выполняется это неравенство, параксиальные лучи остаются вблизи оптической оси даже после многих отражений и такой резонатор называется устойчивым.

В противном случае, если  $[1 - (L / r_1)] \cdot [1 - (L / r_2)] < 0$  или  $[1 - (L / r_1)] \times [1 - (L / r_2)] > 1$ , резонатор будет неустойчивым и после многократных отражений луч удалится от оси. Величину коэффициента увеличения неустойчивого резонатора  $M$  можно выразить через отношение радиусов зеркал:

$$M = (r_1 / r_2) > 1. \tag{3.6}$$

Для лазеров небольшой мощности наиболее распространенным является устойчивый резонатор с вогнутыми зеркалами или эквивалентный ему резонатор с плоским и вогнутым зеркалами. Подобные резонаторы легко юстируются, удобны в работе, излучение выводится через отверстие на оси выводного зеркала или через частично прозрачное покрытие на пропускающей лазерный луч подложке и имеет в поперечном сечении круглую форму.

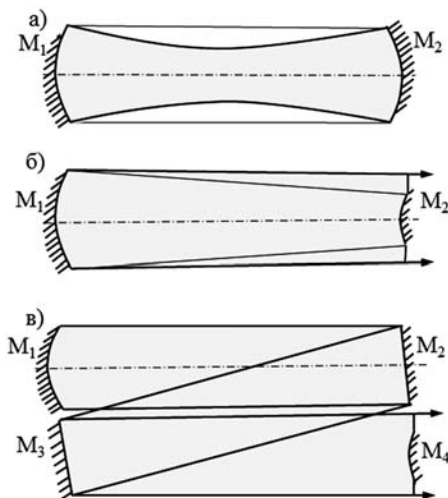
Неустойчивые резонаторы, которые, как правило, применяются для лазеров средней и большой мощности, также имеют определенные достоинства. Во-первых, даже в случае применения очень коротких резонаторов такого типа активная среда в них используется очень эффективно. В типичном устойчивом резонаторе лазера пучок сжимается и становится очень узким (рис. 3.9а). Вклад в усиление пучка дает только та часть активной среды, которая близка к оптической оси. В неустойчивом лазерном резонаторе весь объем активной среды может участвовать в процессе усиления света (рис. 3.9б).

Второе достоинство неустойчивых резонаторов состоит в удобстве регулировки и изменения размеров выходного светового пучка. Выходную мощность лазерного излучения можно изменять в широких пределах, варьируя расстояния между зеркалами. Прозрачность неустойчивого резонатора  $t$  определяется не пропусканием одного зеркала, а геометрическими размерами системы и составляет

$$t = 1 - (1 / M^2). \tag{3.7}$$

Для высокоэнергетических лазеров с большими объемами активной среды применяют многопроходные резонаторы (рис. 3.9в), позволяющие эффективно использовать в процессе генерации излучения всю активную среду.

Короткие резонаторы с большими поперечными размерами зеркал (область больших чисел Френеля  $N_{\phi} \gg 1$ ) вызывают усложнение поперечной



**Рис. 3.9**  
 Распространение излучения в резонаторах различных типов:  
 а — устойчивом; б — неустойчивом; в — многопроходном.

структуры лазерного пучка, что связано с развитием в резонаторе *поперечных мод* электромагнитных колебаний.

В лазерном резонаторе, характеризующемся небольшими числами Френеля  $N_\Phi \approx 1$  (рис. 3.10а), роль дифракции велика и все области усиливающей среды оказываются связанными дифракционной поперечной связью, т. е. вынужденное излучение всех активных частиц будет синхронизовано по фазе, и выходной пучок может иметь постоянную по фронту фазу. Излучение, сформированное в таком резонаторе, характеризуется одномодовой структурой.

В резонаторах с  $N_\Phi \gg 1$  дифракционными поперечными связями можно пренебречь, и согласно приближенной геометрической оптике пучки в таком случае могут распространяться по независимым друг от друга замкнутым траекториям, которые могут существовать в активной среде и поддерживаться зеркалами резонатора (рис. 3.10б). Отбирая энергию с разных частей активной среды, эти различные поперечные моды генерируют независимо друг от друга и вызывают пространственную некогерентность выходного пучка.

Пространственные диаграммы излучения лазеров в таких случаях состоят из поперечных мод, которые обозначаются как  $TEM_{mn}$ , где  $m$  и  $n$  — малые целые числа ( $TEM$  — Transverse ElectroMagnetic).

Поперечные моды определяются условиями резонанса внутри резонатора и представляют собой определенные конфигурации электромагнитного поля, задаваемые граничными условиями в резонаторе. На рисунке 3.11а приведены примеры пространственного распределения световой интенсивности в виде прямоугольных диаграмм поперечных мод.

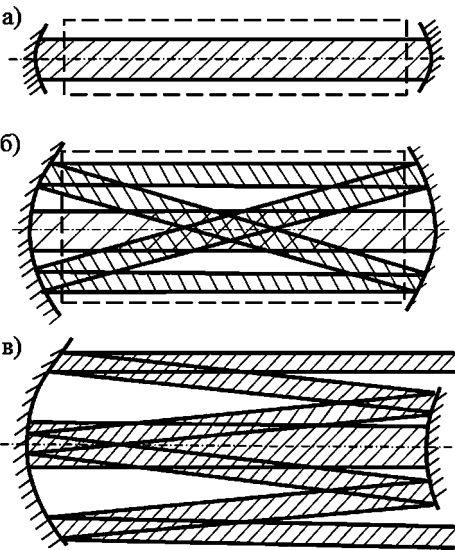


Рис. 3.10

Развитие поперечных мод в резонаторах:

а — устойчивый ( $N_\Phi \approx 1$ ); б — устойчивый ( $N_\Phi \gg 1$ ); в — неустойчивый ( $N_\Phi \gg 1$ ).

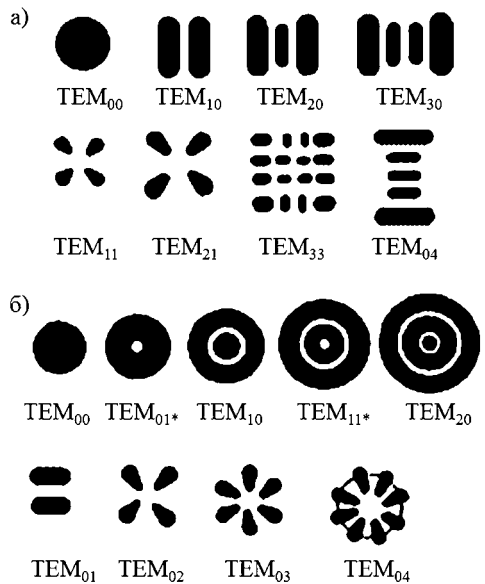


Рис. 3.11

Пространственное распределение интенсивности для разного вида поперечных мод резонаторов

В обозначении поперечных мод  $TEM_{mn}$  цифрами  $m$  и  $n$  обозначено число наблюдаемых минимумов интенсивности при сканировании поперечного сечения пучка соответственно по горизонтали и вертикали. Во многих случаях распределение интенсивности оказывается очень сложным из-за суперпозиции нескольких мод.

На рисунке 3.11б приведены примеры поперечных мод с осевой симметрией. Здесь первая цифра  $m$  означает число минимума интенсивности вдоль радиуса поперечного сечения, а вторая  $n$  равна половине числа минимумов интенсивности в азимутальном направлении. Моды, обозначенные символом  $TEM_{01}^*$ , представляют собой суперпозицию двух одинаковых мод, повернутых относительно друг друга на  $90^\circ$  вокруг центральной оси. Так,  $TEM_{01}^*$  образуется как комбинация мод  $TEM_{01}$  и  $TEM_{10}$  — часто ее называют тороидальной.

Если в резонаторе вблизи оптической оси существует центральная область, радиальный размер которой соответствует  $N_\phi \approx 1$  и в которой, следовательно, лазерное излучение связано дифракцией, то излучение из этой области согласовано по фазе. Однако в неустойчивом резонаторе происходит непрерывное расширение пучка при каждом проходе, поэтому излучение центральной моды, имеющей постоянную фазу, заполняет всю активную среду и, в конечном счете, обтекает одно из зеркал, формируя лазерный луч (рис. 3.10в). Таким образом, неустойчивый резонатор можно представить как совокупность одномодового генератора и окружающего его многопроходного усилителя. Так как фаза выходного излучения задается центральной частью резонатора, то в таких резонаторах поддерживается высокое качество выходного излучения.

### 3.2. ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Усиление излучения, распространяющегося внутри резонатора, происходит за счет процессов вынужденного испускания в инверсно населенной активной среде. Безусловно, роль свойств самой среды и способа ее возбуждения велика; однако на энергетические, временные и другие характеристики генерируемого излучения большое влияние оказывают и свойства резонатора, в который эта среда помещена.

Одним из основных требований, предъявляемых к резонатору, является высокая эффективность преобразования энергии, запасенной в активной среде, в энергию генерируемого излучения.

Чтобы достичь этого, необходимо:

- 1) выбрать общую геометрию резонатора (расположение зеркал и их поперечные размеры) так, чтобы весь объем активной среды был заполнен лазерным излучением или, в проточных лазерах, вся среда проходила бы через генерируемый пучок;

- 2) подобрать оптимальную величину потерь на излучение. Потерями на излучение называется, в случае плоских или устойчивых резонаторов,

коэффициент пропускания выходного зеркала  $(1 - R)$ ; в случае неустойчивых — имеющий схожую роль параметр  $(1 - 1 / M^2)$ , где  $M$  — коэффициент увеличения резонатора.

Необходимое условие лазерной генерации заключается в том, что усиление, обеспечиваемое активной средой, должно быть больше порогового значения, зависящего от общих потерь излучения в резонаторе. Резонатор при этом рассматривается совместно с активной средой. К общим потерям в резонаторе относят:

- потери на излучение;
- потери на зеркалах резонатора;
- дифракционные потери;
- потери на торцах активной среды;
- рассеяние на неоднородностях активной среды;
- другие потери.

Общие потери в резонаторе определяют пороговое значение мощности накачки (достаточное для того, чтобы получить усиление, превосходящее коэффициент потерь), а также уровень излучаемой мощности во время генерации.

Таким образом, управление общими потерями в резонаторе позволяет варьировать энергетические и временные характеристики генерируемого излучения. Различные методы управления общими потерями в резонаторе получили название режимов генерации, среди которых следует выделить основные:

- 1) непрерывная генерация;
- 2) свободная генерация;
- 3) модуляция добротности резонатора;
- 4) синхронизация мод.

### 3.2.1. НЕПРЕРЫВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ

В этом наиболее простом режиме функционирования лазера излучение непрерывно выводится из резонатора в течение времени работы лазера. Накачка при этом должна осуществляться непрерывно. Резонатор лазера просто охватывает активную среду с помощью зеркал и не содержит никаких переключателей. В стационарно работающем лазере усиление среды равно потерям излучения, которые включают и избыток мощности накачки, преобразуемый в выходную мощность лазера. Выходная мощность непрерывного лазера может быть неравномерной вследствие многих причин, некоторые из них будут обсуждаться ниже (см. раздел 3.2.6).

### 3.2.2. СВОБОДНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ

Режим свободной генерации фактически является квазинепрерывным режимом, при котором лазер работает в непрерывном режиме сравнительно короткий период времени от порядка нескольких сотен микросекунд до нескольких миллисекунд. Этот период времени, как правило, равен или немно-

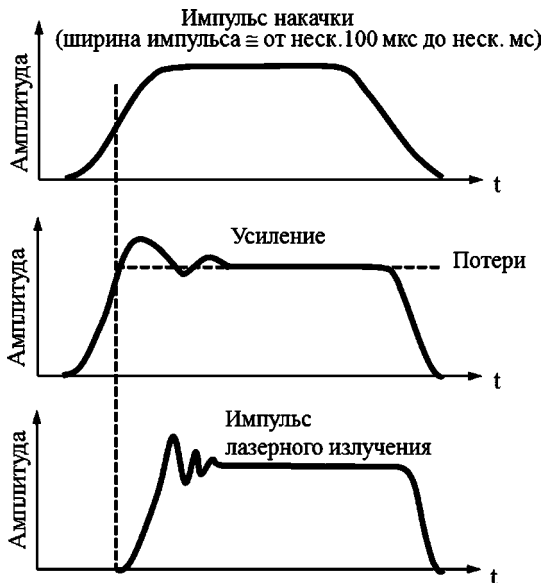


Рис. 3.12  
Временная диаграмма импульса свободной генерации

го превышает время жизни верхнего лазерного уровня, которое, в свою очередь, имеет тот же порядок, что и время импульса накачки. На рисунке 3.12 показана последовательность получения импульса свободной генерации в результате синхронизации накачки и возникновения усиления и потерь в лазерном резонаторе.

Как видно из временной диаграммы, в случае свободной генерации стационарное усиление равно потерям и избыток мощности накачки реализуется через выходное излучение лазера. Когда накачка превышает определенный порог (где усиление равно потерям), возникает лазерное излучение. И усиление, и выходная мощность могут сначала проскочить точку равновесия (это зависит от соотношения между скоростями нарастания импульса накачки и возбуждения верхнего лазерного уровня), но в конечном итоге колебания затухают после нескольких циклов и выходная мощность выходит на уровень, характерный для непрерывного режима, как показано на рисунке 3.12.

### 3.2.3. МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА

Добротность — это параметр резонатора, характеризующий, во сколько раз накопленной в системе энергии больше, чем величина потерь энергии за один полный проход резонатора.

Управление (модуляция) добротности резонатора является механизмом получения коротких лазерных импульсов с длительностью импульса порядка нескольких наносекунд. Термин «модуляция добротности» означает быстрое переключение качества резонатора от минимально низкого до самого высокого значения (см. временные диаграммы на рис. 3.13).

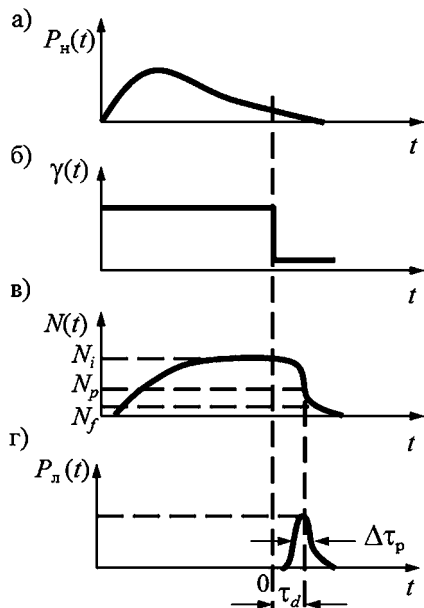


Рис. 3.13

Временная диаграмма режима модулирования добротности:

а — мощность импульса накачки; б — уровень потерь в резонаторе (управляемая величина); в — уровень инверсии населённости; г — мощность импульса лазерного излучения.

Первоначально добротность объемного резонатора поддерживается на очень низком уровне путем введения оптического переключателя, что соответствует высокому уровню потерь  $\gamma(t)$ . Поэтому генерация во время импульса накачки  $P_n(t)$  так, как это происходит в случае непрерывного режима, запрещена. Очевидным следствием этого является то, что в активной среде создается гораздо более высокая плотность инверсии населенности  $N_i$  и усиление, чем это было в случае непрерывного режима работы лазера.

Накачка имеет форму импульса длительностью сравнимой с временем жизни верхнего лазерного уровня. К моменту включения модулятора добротности ( $t = 0$ ) инверсия нарастает до максимума. В  $t = 0$  потери  $\gamma$  в резонаторе падают, и происходит импульс излучения. Масштабы времен справа и слева от  $t = 0$  принципиально разные: при  $t < 0$  — миллисекунды, при  $t > 0$  — наносекунды. В таком режиме лазеры могут работать с частотой повторения одиночных импульсов от единиц до нескольких десятков герц.

Время жизни верхнего лазерного уровня составляет ( $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$  с), тогда как возможности оптических затворов позволяют обеспечить существенно меньшие времена открытия ( $\sim 10^{-6} - 10^{-7}$  с). При этом происходит переключение добротности резонатора от низкого к высокому. На рисунке 3.14а показаны зависимости инверсии населенностей  $N(t)$  и числа фотонов  $\phi(t)$  при «быстром» открытии затвора за время  $t_p$ . Значение  $N$  некоторое время остается постоянным, а затем, в результате значительного увеличения числа фотонов в резонаторе, начинает снижаться.  $N$  — пороговое значение, при котором число фотонов  $\phi$  достигает своего максимума, начиная с этого момента потери превышают усиление и число фотонов начинает уменьшаться.

Таким образом, вся накопленная в активной среде энергия выделится в виде короткого и интенсивного светового импульса с длительностью, сравнимой с временем жизни фотонов в резонаторе ( $\approx 10^{-8} - 10^{-9}$  с). Этот метод позволяет получать сверхвысокие мгновенные значения мощности лазерного луча даже при вполне умеренных величинах запасенной в активной среде энергии.

При «медленном» открытии затвора, когда время открытия затвора сравнимо с временем жизни верхнего уровня, динамика модуляции добротности может быть более сложной, и здесь могут возникать многократные импульсы (рис. 3.14б). При снижении потерь  $\gamma(t)$  в резонаторе, что равнозначно от-

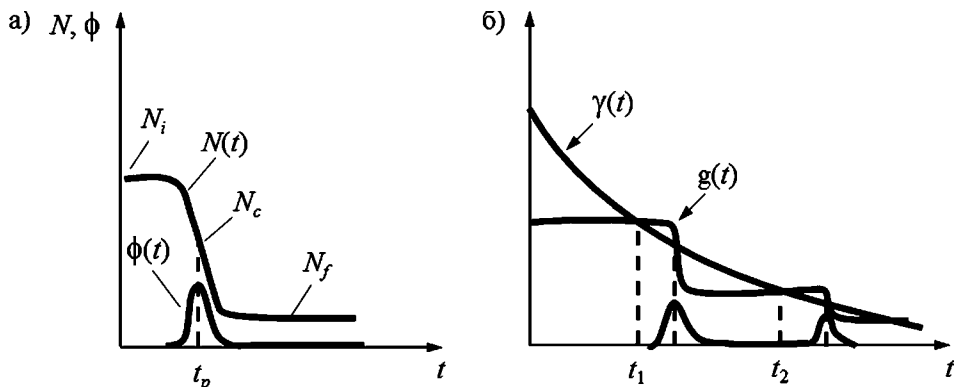


Рис. 3.14

Модуляция добротности в увеличенном временном масштабе

крытию затвора, наступает момент  $t_1$ , когда уровень потерь становится равным усилению за один проход. При этом возникает импульс генерации, достигающий максимума в момент времени, когда усиление  $g$ , уменьшившееся вследствие излучения, вновь уравнивается с потерями. После этого первого импульса усиление  $g$  сбрасывается до значения, которое меньше потерь, и дальнейшая генерация невозможна, пока затвор не откроется еще больше, потери уменьшатся, и вновь создадутся условия для генерации следующего импульса.

Длительность импульса при модуляции добротности зависит от времени перемещения световой волны туда и обратно в резонаторе, от степени прозрачности его выходного зеркала, а также от превышения порога генерации в среде после импульса накачки. При оптимизированной модуляции добротности резонатора длительность импульса выходного излучения лазера составляет порядка нескольких проходов туда и обратно и, как правило, лежит в диапазоне 10–50 нс.

Чтобы вычислить с хорошим приближением длительность импульса при модуляции добротности резонатора, можно воспользоваться уравнением

$$\tau_{\text{имп}} = t / (1 - R), \tag{3.8}$$

где  $\tau_{\text{имп}}$  — время импульса излучения;  $t$  — время прохождения излучения в резонаторе;  $R$  — коэффициент отражения выходного зеркала.

Время прохождения излучения в резонаторе, в свою очередь, может быть вычислено из уравнения

$$t = (2L \cdot n) / c, \tag{3.9}$$

где  $L$  — длина лазерного резонатора;  $n$  — коэффициент преломления среды лазера.

Режим работы лазеров с модуляцией добротности резонатора может быть импульсно-периодическим. Этот режим осуществляется при непрерывной накачке лазера и периодическом переключении потерь с высокого на низкий уровень (см. рис. 3.15).

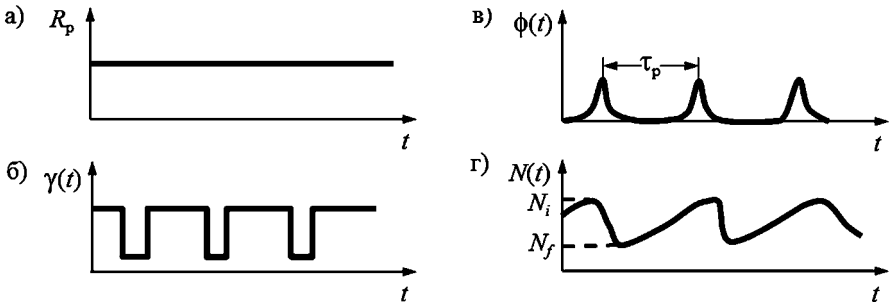


Рис. 3.15

Модуляция добротности при непрерывной накачке:

*a* — накачки (непрерывной); *b* — потери в резонаторе (управляемая величина); *c* — количество фотонов сгенерированного лазерного излучения; *d* — уровень инверсии населенностей.

При этом выходное излучение лазера представляет собой непрерывный цуг световых импульсов, а инверсия в каждом импульсе падает от начальной  $N_i$  до конечной  $N_f$ . Частота повторения импульсов при непрерывной накачке варьируется от единиц до нескольких десятков килогерц.

### 3.2.4. МОДУЛЯТОРЫ ДОБРОТНОСТИ

Все известные методы модуляции добротности резонаторов подразделяются на активные и пассивные. К активным следует отнести методы, в которых модулирующие устройства меняют значение потерь по заданному закону или в соответствии с внешним управляющим сигналом. Пассивные модулирующие элементы управляются непосредственно полем излучения, имеющимся в резонаторе лазера.

Ультракороткие времена срабатывания затворов, необходимые для реализации режимов генерации гигантских импульсов, предъявляют высокие требования к устройствам, используемым для управления добротностью резонатора. Тем не менее обеспечить работу лазера в режиме модулирования добротности резонатора удастся с помощью разнообразных технологий, в зависимости от решаемой задачи и технических требований к лазерной системе.

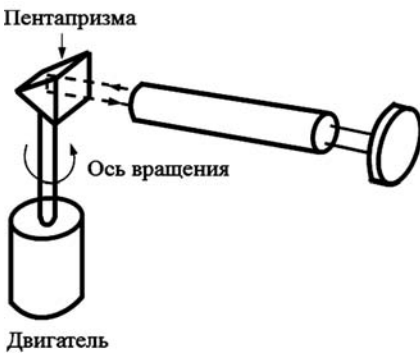


Рис. 3.16  
Механический модулятор добротности

Механические модуляторы реализуют самую простую технологию, просто перекрывая оптический путь внутри резонатора введением непрозрачного элемента.

Одним из наиболее известных способов реализации данного метода является использование вращающейся пентапризмы, как показано на рисунке 3.16.

Максимальная добротность достигается в момент, когда призма параллельна второму зеркалу резонатора. Использование 90-градусной пентапризмы снижает



требования к точности положения призмы при ее вращении. Для ИК-диапазона и лазеров большой мощности используют вращающиеся диски с отверстиями. К достоинствам механических модуляторов следует отнести их простоту и доступность; к недостаткам — вибрации и сравнительно медленное время переключения  $\sim 10^{-3}$ – $10^{-4}$  с. Сейчас они практически не используются.

**Электрооптические модуляторы** основаны на повороте плоскости поляризации света в веществе при наложении на него поперечного электрического (эффекты Керра и Погкельса) или продольного магнитного поля (эффект Фарадея) и представляют собой нелинейные кристаллы типа КДР или ниобата лития для видимого и ближнего ИК спектральных диапазонов и теллурида кадмия для среднего ИК-диапазона. В этих нелинейных кристаллах приложенное постоянное электрическое поле приводит к изменению показателя преломления. Поляризованное излучение активной среды не проходит сквозь модулятор, пока на него не поступит управляющее напряжение (рис. 3.17).

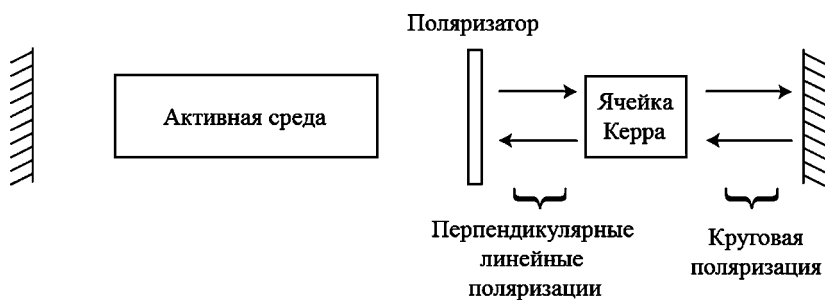


Рис. 3.17

Модуляция добротности с использованием ячейки Керра:

пока она включена, потери в резонаторе велики, но могут быть быстро снижены выключением ячейки.

Быстродействие электрооптических затворов чрезвычайно велико. Они срабатывают за  $10^{-13}$  с, что позволяет получать лазерные импульсы длительностью около  $10^{-10}$  с. Электрооптические модуляторы очень распространены, но более сложны в эксплуатации из-за высокого прикладываемого напряжения 1–5 кВ.

**Акустооптические модуляторы** изготавливаются из оптически прозрачных сред (кварц для видимого и германий для среднего ИК-диапазонов). С помощью пьезоэлектропреобразователя (см. рис. 3.18а) в нем возбуждается ультразвуковая волна.

Если противоположная преобразователю сторона среды срезана под некоторым углом и на нее нанесен поглотитель для акустооптической волны, то отражения назад не будет и в среде возникнет бегущая акустическая волна (рис. 3.18б). Механическое напряжение, наведенное этой волной, вызовет локальные изменения показателя преломления среды (фотоупругий эффект), и часть излучения будет отклоняться и выходить из резонатора. Это означает существование в резонаторе дополнительных потерь, которые могут приводить к срыву генерации. Возвращение лазера в состояние с высокой добротностью происходит при выключении электрического поля на преобразователе.

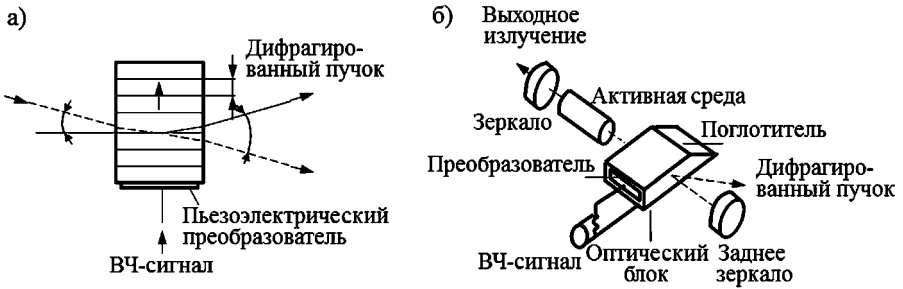


Рис. 3.18  
Акустооптический модулятор

Достоинство этой технологии — низкий уровень потерь в выключенном состоянии, что важно для работы внутри резонатора, а также возможность работы с очень высокой частотой в импульсно-периодическом режиме. Недостатки — малая величина вносимых потерь во включенном состоянии и небольшая скорость переключения добротности (акустика). Поэтому акустооптические модуляторы применяются только в лазерах с малым усилением и непрерывной накачкой (Nd:YAG- и аргон-ионных-лазерах).

**Модуляторы на основе насыщающего поглотителя** относятся к пассивному типу: на характер излучения лазеров можно воздействовать, не прибегая к активной модуляции добротности. Для этого в резонатор лазера между активной средой и зеркалом вводят нелинейный поглотитель (пассивный затвор), насыщаемый падающим на него излучением. При этом начальное поглощение в затворе обычно настолько велико, что генерация в лазере не может развиваться до тех пор, пока мощность одного только спонтанного излучения не начнет просветлять поглотитель.

После частичного просветления пассивного затвора в лазере быстро развивается генерация. Вынужденное излучение еще сильнее просветляет затвор, и за один-два прохода оно уносит из активной среды почти весь избыток накопленной в активном веществе энергии накачки.

Метод пассивной модуляции добротности на основе насыщающего поглотителя применяют для получения мощных наносекундных импульсов. Развитие такого процесса: эволюции инверсии населенностей  $N(t)$ , потерь  $\chi(t)$  и мощности  $P(t)$  во времени показаны на рисунке 3.19.

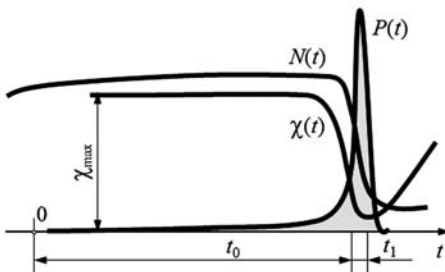


Рис. 3.19  
Пассивная модуляция  
добротности резонатора

Когда интенсивность излучения в резонаторе становится сравнимой с интенсивностью насыщения затвора, он начинает просветляться. Вследствие этого увеличивается скорость нарастания интенсивности лазерного излучения, что, в свою очередь, приводит к увеличению скорости просветления. Процесс происходит очень быстро. Поскольку инверсия населенности в активной среде ос-

тается очень большой, после просветления усиление лазера значительно превышает потери, и на выходе появляется гигантский импульс. Пассивная модуляция добротности — простой и удобный метод модуляции добротности.

В качестве просветляющегося затвора используют либо раствор красителя, либо кристалл или стекло с полосой резонансного поглощения в диапазоне усиления лазера. Начальное поглощение затворов может быть от единиц до десятков процентов, в зависимости от требований к мощности и частоте повторения импульсов. При указанных уровнях начального поглощения лазер до порога просветления затвора работает как обычный лазер с большими потерями внутри резонатора; при постепенном увеличении усиления под действием накачки начинается рост мощности усиленного спонтанного излучения. Могут использоваться и газообразные (например,  $\text{SF}_6$  для  $\text{CO}_2$ -лазеров).

### 3.2.5. РАЗГРУЗКА РЕЗОНАТОРА

Этот режим генерации называют также режимом модуляции нагрузки и режимом модуляции полезных потерь. В отличие от режима модуляции добротности резонатора, здесь осуществляется управление не вредными, а полезными потерями.

Для реализации режима разгрузки резонатора используют лазер с высокодобротным резонатором, зеркала которого имеют коэффициент отражения, близкий к единице. В резонатор помещают управляемый внешним сигналом быстродействующий модулятор (переключатель) полезных потерь, предназначенный для вывода части излучения из резонатора (рис. 3.20).

Применяют модуляторы (переключатели) как акустооптического, так и электрооптического типа. В лазерах, работающих в режиме разгрузки резонатора, используется обычно непрерывная накачка.

Если модулятор полезных потерь не включен, а накачка действует, то при наличии инверсной заселенности рабочих уровней, превышающей относительно невысокий порог генерации высокодобротного резонатора, будет происходить нарастание плотности фотонов внутри резонатора (за счет

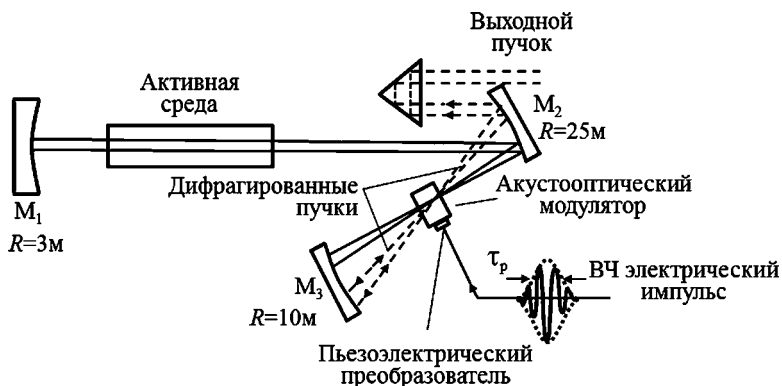


Рис. 3.20

Оптическая схема лазера, работающего в режиме разгрузки резонатора

преобладания индуцированного испускания над резонансным поглощением на рабочем переходе и над потерями).

Непрерывно действующая накачка будет при этом все время поддерживать инверсную заселенность рабочих уровней над порогом генерации. В данном случае генерация фактически уже идет, однако излучение оказывается запертым внутри резонатора (рис. 3.21).

Включение модулятора полезных потерь (акустооптический модулятор) приводит к изменению коэффициента преломления кристалла модулятора, а значит, к отклонению хода лучей в резонаторе, что обеспечивает вывод из резонатора короткого светового импульса, т. е. резонатор частично «разгружается» от накопившихся в нем фотонов.

Сравнивая режим разгрузки резонатора с режимом активной модуляции добротности, отметим, что в последнем случае плотность фотонов внутри резонатора в исходном состоянии (когда добротность низка) очень мала; лазер находится ниже соответствующего высоким потерям порога генерации. При включении добротности начинается развитие генерации — одновременно начинает формироваться выходной импульс. Заметим, что его формирование начинается от спонтанного фона (от уровня шумов), что и приводит к существованию относительно длительного этапа линейного развития (рис. 3.21).

В отличие от режима модуляции добротности, режим разгрузки резонатора характеризуется высокой добротностью в исходном состоянии; лазер находится выше соответствующего низким потерям порога генерации. До того как выходной импульс начнет формироваться, генерация уже идет и резонатор заполнен фотонами.

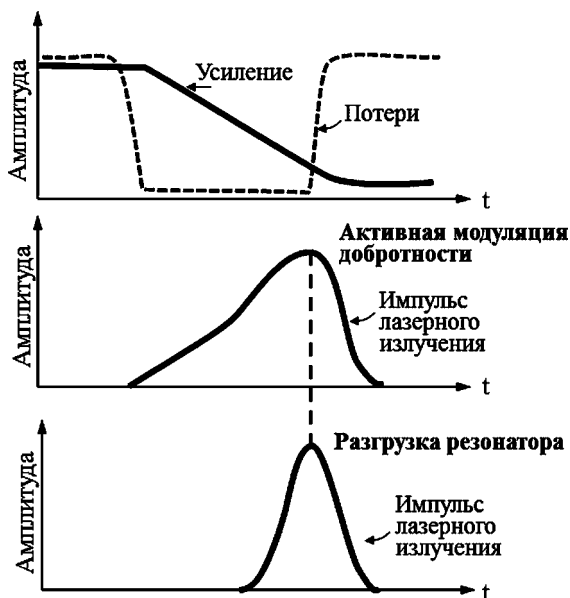


Рис. 3.21

Временная диаграмма при разгрузке резонатора

Подчеркнем: *если в режиме модуляции добротности генерация начинается после подачи управляющего сигнала на модулятор, то в режиме разгрузки резонатора модулятор включается в уже генерирующем лазере.* Это существенно сокращает процесс формирования выходного импульса (в развитии импульса нет длительного линейного этапа (рис. 3.21). В результате появляется возможность реализации более высоких частот следования световых импульсов.

При выводе фотонов из резонатора лазер должен оставаться выше порога генерации, отвечающего состоянию с высокой добротностью. Это требование ограничивает длительность промежутка времени, на которое можно включать модулятор.

Колебания плотности инверсной заселенности рабочих уровней в режиме разгрузки резонатора являются значительно более слабыми, чем в режиме модуляции добротности. Это связано с тем, что порог генерации в исходном состоянии, а следовательно, и начальная инверсная заселенность при разгрузке резонатора находятся существенно ниже, чем при модуляции добротности.

В случае разгрузки резонатора длительность импульса можно вычислить из уравнения

$$\tau_p = (2L \cdot n) / c, \quad (3.10)$$

где  $\tau_p$  — время импульса излучения;  $L$  — длина лазерного резонатора;  $n$  — коэффициент преломления среды лазера.

### 3.2.6. СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД

Минимально достижимая длительность лазерного импульса тесно связана с его частотной полосой.

При заданной ширине спектральной линии длительность лазерного импульса  $\tau_p$  не может быть меньше определенной величины:

$$\tau_p = 0,441 / \Delta\nu, \quad (3.11)$$

где  $\tau_p$  — минимальная длительность импульса излучения;  $\Delta\nu$  — ширина спектральной линии [Гц].

Однако такое предельное время не может быть достигнуто описанными ранее технологиями формирования одиночных импульсов. Например, в случае модуляции добротности минимально достижимая длительность импульса составляет порядка 10 нс или около того и определяется потребным временем нарастания импульса.

Режим разгрузки резонатора в некоторой степени преодолевает этот недостаток, и в этом режиме достигаются длительности импульса порядка 1–2 нс; но и это по-прежнему далеко от того, что теоретически достижимо для твердотельного лазера. Например, полоса частот однородно уширенной линии в Nd:YAG-лазере составляет около 150 ГГц. Тогда для гауссового импульса минимально достижимая длительность импульса будет  $(0,441 / 150)$  нс  $\approx 3$  пс. Достичь длительности импульса, приближенного

к теоретическому пределу, можно с помощью режима, называемого синхронизацией мод.

При отсутствии специальных мер лазерное излучение обычно состоит из непрерывно меняющихся нескольких поперечных и порядка сотни продольных мод. Количество излучающих продольных мод зависит от межмодового расстояния и ширины спектральной линии усиления на лазерном переходе. Если расстояние между продольными модами меньше ширины линии рабочего перехода в лазере, то возможна генерация лазера на нескольких продольных модах резонатора внутри линии активной среды.

В газах ширина линии  $\Delta\nu_{ac}$  составляет около  $10^9$  Гц, в твердотельных лазерах —  $10^{11}$ – $10^{12}$  Гц, в лазерах на красителях —  $10^{13}$ – $10^{14}$  Гц. При  $\Delta\nu_p \approx 10^8$  Гц ( $L = 1$  м) это дает число мод  $N = \Delta\nu_{ac} / \Delta\nu_p$  от 10 для газовых лазеров до  $10^5$ – $10^6$  для лазеров на красителях (рис. 3.22).

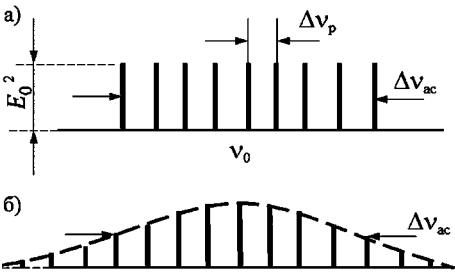


Рис. 3.22  
Ширина полосы лазера и собственные моды резонатора:

а — случай, когда расстояние между продольными модами меньше ширины линии лазерного перехода; б — тот же случай, с учетом контура спектральной линии лазерного перехода.

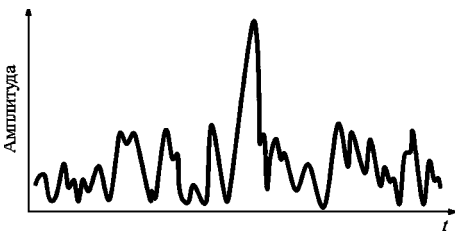


Рис. 3.23  
Непрерывное лазерное излучение в отсутствие синхронизации мод

В обычных условиях излучение разных мод не связано (не синхронизировано) друг с другом, и отдельные моды выступают как независимые генераторы. При этом колебания на каждом режиме независимы друг от друга, и их фазы случайным образом распределены в углах от  $-\pi$  до  $+\pi$  радиан.

В результате колебаний из большого числа продольных мод и различных режимов, имеющих случайные распределения фаз и амплитуд, реальное наблюдаемое значение мощности выходного лазерного излучения колеблется по амплитуде и частоте в зависимости от времени, как показано на рисунке 3.23.

В простом лазере каждая из этих мод будет колебаться самостоятельно, без фиксированного соотношения между собой и другими модами, т. е., в сущности, как набор независимых лазеров, излучающих свет в немного разных частотах. Отдельные фазы световых волн в каждой моде не являются фиксированными и могут изменяться случайным образом из-за таких факторов, как тепловые колебания конструкции лазера.

В лазерах, поддерживающих всего несколько осциллирующих мод, интерференция между модами может вызвать эффект биения на выходе лазера, что приводит к случайным колебаниям интенсивности. В лазерах со многими тысячами мод эти интерференционные эффекты, как правило, усредняются до почти постоянной интенсивности на выходе, и такой режим работы называется непрерывным излучением.

Если вместо независимых колебаний каждая мода колеблется с фиксированными соотношениями между своей фазой и фазами других мод, выходная мощность лазера ведет себя совсем иначе. Вместо случайной или постоянной интенсивности на выходе моды лазера будут периодически интерферировать друг с другом, создавая всплеск интенсивности или импульс света. Такой лазер называется лазером с синхронизацией мод или лазером с синхронизацией фаз. Эти импульсы разделены во времени на  $\tau = 2L / c$ , где  $\tau$  — это время, за которое свет совершает полный обход резонатора лазера. Это время соответствует частотному интервалу между любыми двумя соседними модами:  $\Delta\nu = 1 / \tau$  (рис. 3.24).

В процессе синхронизации мод форсируют различные продольные моды с фиксированным фазовым соотношением между ними, что создает ультракороткий импульс с четко определенной амплитудой в зависимости от времени. Рисунок 3.25 показывает структуру импульса, полученного при фазовой синхронизации различных продольных мод.

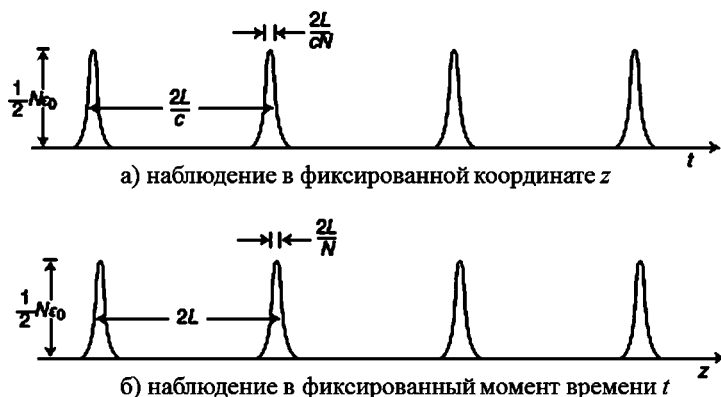


Рис. 3.24

Цуг импульсов, генерируемых в режиме синхронизации мод

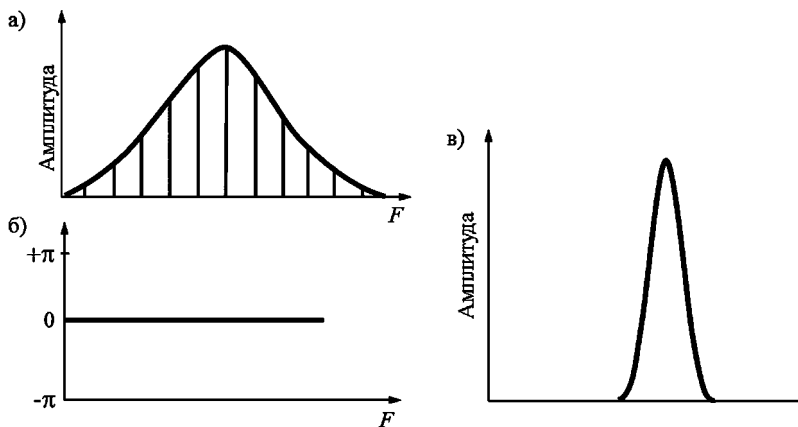


Рис. 3.25

Формирование импульса излучения при синхронизации мод

В случае идеальной синхронизации мод лазерного импульса интенсивности различных продольных мод распределены по Гауссу и находятся в одинаковой фазе, как показано на рисунке 3.25а, б. Рисунок 3.25в показывает идеальный импульс при синхронизации мод во времени, описываемый гауссовым распределением.

Продолжительность каждого импульса света определяется количеством мод, которые колеблются в одной фазе (в реальном лазере не всегда верно, что все моды лазера будут синхронизированы по фазе). Если синхронизировано  $N$  мод с частотным интервалом  $\Delta\nu$ , то общая ширина синхронизированных мод  $N \cdot \Delta\nu$ , и это значение тем шире, чем короче длительность импульса лазера.

На практике фактическая длительность импульса определяется формой каждого импульса, которая, в свою очередь, определяется точным соотношением амплитуды и фазы каждой продольной моды. Например, для лазера, генерирующего импульсы гауссовой формы, минимально возможная длительность импульса  $\tau_{sm}$  определяется формулой

$$\tau_{sm} = \frac{0,441}{N \cdot \Delta\nu}. \quad (3.12)$$

Используя это уравнение, можно рассчитать минимальную длительность импульса в соответствии с измеренной шириной спектра лазера. Для гелий-неонового лазера с шириной спектра 1,5 ГГц самый короткий гауссов импульс с этой шириной спектра будет иметь длительность импульса около 300 пикосекунд; для титан-сапфирового лазера с шириной полосы 128 ТГц длительность минимального импульса составит всего 3,4 фемтосекунды. Эти значения соответствуют самым коротким из возможных гауссовых импульсов в соответствии с длиной резонатора лазера. В реальном лазере с синхронизацией мод, фактическая длительность импульса зависит от многих других факторов, таких как реальная форма импульса и общая дисперсия среды.

Следует отметить, что для такого лазера последующие модуляции в принципе могут сократить длительность импульса еще больше, однако измеренная спектральная ширина излучения при этом будет соответственно увеличена.

Синхронизация мод достигается введением в полость резонатора подходящего нелинейного элемента, такого как насыщающий поглотитель (пассивный модулятор) или управляемый затвор (активный модулятор). В первом случае говорят о «пассивной» синхронизации мод, а во втором об «активной».

Феномен синхронизации мод вызывается как раз за счет модулятора, который как бы запирает весь кластер фотонов в одной фазе. Этот модулятор пропускает в таком виде весь кластер каждый раз, когда он проходит через него, распространяясь туда-сюда между зеркалами резонатора. Частота повторения лазерных импульсов PRF при синхронизации мод как раз равна транзитному времени прохода фотонов внутри резонатора:

$$\text{PRF} = \frac{1}{\Delta T} = \frac{c}{2L}. \quad (3.13)$$



Жесткого закрепления фазовых соотношений между модами можно добиться, осуществляя модуляцию потерь в резонаторе с частотой  $f = \Delta\nu_p$  (рис. 3.26).

При этом генерируемое излучение на центральной моде с частотой  $f = \Delta\nu_0$  модулируется по амплитуде с частотой  $\nu_0$ , а значит, в его спектре возникают дополнительные составляющие, отстоящие от несущей на частоты, кратные частоте модуляции, т. е. совпадающие по частоте с частотами соседних мод и играющие для них роль вынуждающей силы, в результате чего достигается синхронизация.

Пиковая мощность излучения в режиме синхронизации мод пропорциональна  $(2N + 1)^2$ , тогда как, если фазы мод случайны, мощность излучения пропорциональна сумме мощностей отдельных мод. Отсюда следует, что благодаря синхронизации мод пиковая мощность увеличивается пропорционально квадрату числа синхронизированных мод, в то время как средняя мощность практически не зависит от синхронизации мод.

В режиме синхронизации мод от лазеров удается получить сверхкороткие световые импульсы (длительностью  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  с) пиковой мощностью до  $10^{12}$  Вт. С помощью специальных методов длительность импульсов удается довести до  $10^{-14}$ – $10^{-15}$  с.

В таблице 3.1 приведены наиболее широко используемые среды, позволяющие получать пикосекундные и наносекундные лазерные импульсы в непрерывном режиме с синхронизацией мод, а также соответствующие значения ширины линии усиления  $\Delta\nu_0$ , максимального сечения вынужденного излучения  $\sigma$  и времени жизни верхнего лазерного уровня  $t_{\text{верхн}}$ . Также в таблице приведены значения самой короткой длительности импульса  $\Delta t$ .

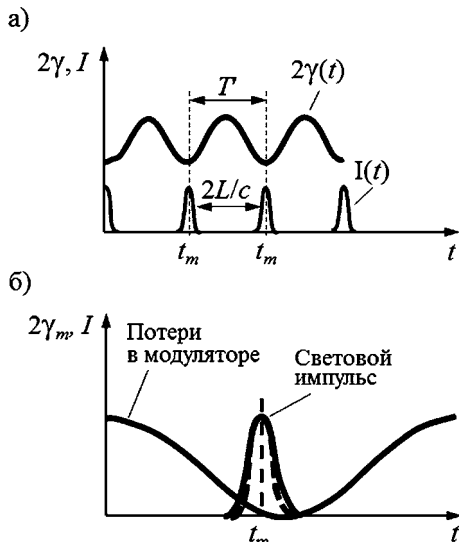


Рис. 3.26 Импульсно-периодический режим с синхронизацией мод:

а — модуляция потерь в резонаторе, согласованная с его частотной характеристикой; б — формирование лазерного импульса.

Таблица 3.1

Активная среда	$\Delta\nu_0$	$\sigma$ [ $10^{-2}$ см $^2$ ]	$\tau$ [мкс]	$\Delta t_{\text{эксп}}$	$\Delta t_{\text{теор}}$
Nd:YAG ( $\lambda = 1,064$ мкм)	135 ГГц	28	230	5 нс	3,3 пс
Nd:YLF ( $\lambda = 1,047$ мкм)	390 ГГц	19	450	2 пс	1,1 пс
Nd:YVO $_4$ ( $\lambda = 1,064$ мкм)	338 ГГц	76	98	< 10 пс	1,3 пс
Nd:glass ( $\lambda = 1,054$ мкм)	8 ТГц	4,1	350	60 фс	55 фс
Родамин 6G ( $\lambda = 570$ нм)	45 ТГц	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	27 фс	10 фс
Cr:LISAF ( $\lambda = 850$ нм)	57 ТГц	4,8	67	18 фс	8 фс
Ti:Sapphire ( $\lambda = 850$ мкм)	100 ТГц	38	3,9	6–8 фс	4,4 фс

### 3.3. ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Резонаторы играют решающую роль в определении пространственных характеристик лазерного излучения. Сама геометрия расположения зеркал приводит к появлению преимущественного направления распространения излучения.

Действительно, световые пучки, распространяющиеся вдоль оси резонаторной системы (общей нормали к зеркалам), поочередно отражаются от зеркал и затухают явно медленнее других. Примечательно то, что в резонаторе, хотя и с большим затуханием, но воспроизводятся пучки, распространяющиеся под небольшими, но все же заметными углами к оси резонатора. Такие пучки образуют дискретный набор поперечных мод резонатора (см. раздел 3.1.2).

Типы колебаний (поперечных мод) с разными углами наклона к оси резонатора хотя и имеют за счет разного затухания несколько различающиеся пороги возбуждения, но могут присутствовать в генерации одновременно, что приводит к увеличению расходимости излучения.

#### 3.3.1. РАСХОДИМОСТЬ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Расходимость лазерного излучения на больших расстояниях от источника (в дальней зоне) определяется пространственной когерентностью выходного пучка, которая зависит от оптического качества активной среды лазера и характеристик резонатора.

Картина распределения интенсивности в дальней зоне (рис. 3.27) может быть получена с помощью скалярной теории дифракции, позволяющей рассчитать распределение интенсивности в любой точке на пути распространения лазерного излучения по известному распределению электромагнитного поля в выходном устройстве лазера.

В основе решения лежит математическое описание принципа Гюйгенса — Френеля: амплитуда волны в любой точке плоскости изображения является суперпозицией (суммой сферических волн, исходящих с поверхности источника электромагнитного излучения).

В плоскости с координатами  $X_0O_0Y_0$  расположена область  $S$ , которая называется областью объекта или источника. В каждой ее точке считается известной амплитудно-фазовое распределение поля излучения  $u(x_0, y_0) \exp[i \cdot \phi(x_0, y_0)]$ . На некотором расстоянии расположена плоскость изображения, в которой введены координаты  $X_1O_1Y_1$ . Требуется определить комплексную амплитуду в любой точке в плоскости изображения.

Распределение интенсивности  $f(x_1, y_1)$  в дальней зоне определяется как квадрат модуля комплексной амплитуды:

$$I(x_1, y_1) = |u(x_1, y_1)|^2 = u(x_1, y_1) \cdot u^*(x_1, y_1). \quad (3.14)$$

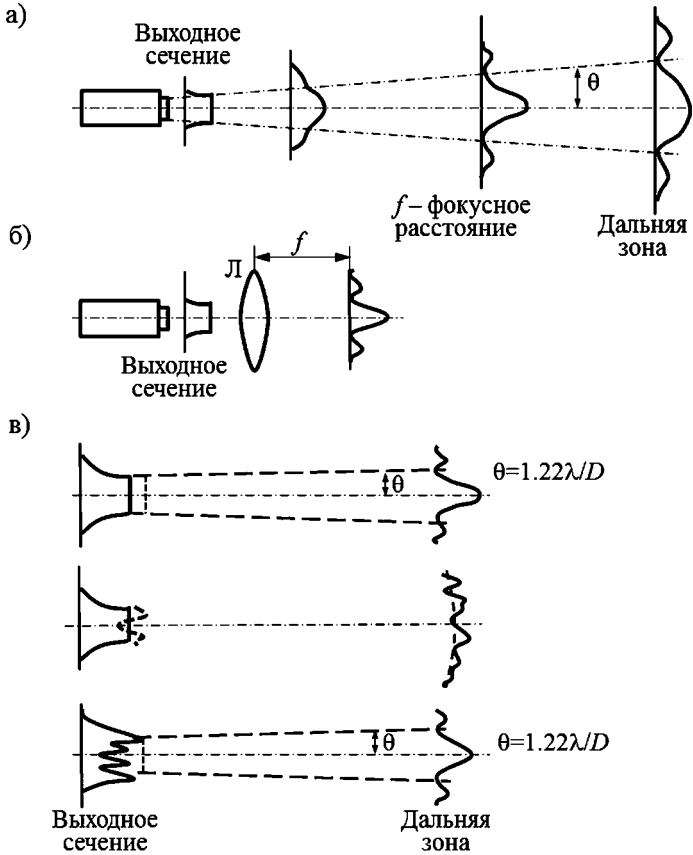


Рис. 3.27  
 Расходимость лазерного излучения:

$a$  — формирование распределения интенсивности в дальней зоне;  $b$  — распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости линзы;  $v$  — влияние распределения интенсивности (— · — · — ·) и фазы (---) в выходном сечении лазерного пучка на распределение интенсивности в дальней зоне.

Поле монохроматической волны  $u(x_1, y_1)$  находится в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля:

$$u(x_1, y_1) = \frac{x}{i\lambda} \iint u(x_0, y_0) \frac{\exp\left(\frac{2\pi i z_{0,1}}{\lambda}\right)}{z_{0,1}} \cos(\tilde{n}z_{0,1}) dS. \quad (3.15)$$

Это выражение часто называют интегралом Кирхгофа.

Практический интерес представляет получение значений распределения интенсивности на больших расстояниях от плоскости объекта в так называемой области дифракции Фраунгофера для

$$z \gg [\pi \cdot (x_0^2 + y_0^2)_{\max}] / (\lambda \cdot z). \quad (3.16)$$

При выполнении этого условия можно ограничиться рассмотрением задачи только вблизи оси (параксиальное приближение), что существенно упрощает решение уравнений. Интересно, что распределение интенсивности излучения монохроматического пучка в фокальной плоскости линзы (рис. 3.27б) эквивалентно распределению интенсивности в дальней зоне. Это следствие того, что построение изображений с помощью сферических линз и зеркал является частным случаем более общего изложенного выше подхода.

Под расходимостью лазерного излучения понимают угол  $2\theta$ , в пределах которого содержится определенная доля мощности или энергии лазера. Для гауссовых пучков в пределах угла расходимости интенсивность пучка падает в  $e^2$  раз. Для остальных угол расходимости определяется направлением на первые дифракционные минимумы. Обозначая долю лазерного излучения, заключенного в угле расходимости, как  $\gamma$ , можно оценить плотность энергии излучения  $q$  на расстоянии  $L$ :

$$q_L = \frac{\gamma \cdot E_{\text{л}}}{L^2 \cdot \theta^2}, \quad (3.17)$$

где  $E_{\text{л}}$  — энергия излучения на выходе из лазера.

Размер фокального пятна при фокусировке лазерного излучения без учета аберраций:

$$d_f = \theta \cdot f, \quad (3.18)$$

где  $f$  — фокусное расстояние оптической системы.

При расфокусировке размеры пятна возрастают:

$$d_f = (\theta \cdot f)^2 + \frac{\lambda \cdot \Delta f}{\theta \cdot f}, \quad (3.19)$$

где  $\Delta f / f$  — степень расфокусировки.

Наименьший дифракционный угол расходимости при одинаковой выходной апертуре наблюдается для пучков с гауссовым распределением интенсивности и только для них сохраняется профиль радиального распределения интенсивности по мере удаления от лазера.

Независимо от формы выходной апертуры важнейшее значение для угловой расходимости лазерного излучения имеют ее поперечные размеры (вернее, отношение  $\lambda / d$ ). Поэтому для решения задач, связанных с передачей энергии лазерного излучения на большие расстояния, необходимо использовать специальные формирующие телескопические системы, на выходе которых получают пучки с большими поперечными сечениями.

Расчеты распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне обычно проводятся в предположении, что выходящая световая волна имеет одинаковую фазу во всех точках плоскости объекта. Такой волновой фронт называется плоским. Распределение фазы в выходном сечении является определяющим для формирования распределения интенсивности в плоскости изображения, и именно это оказывается причиной того, что для различных форм выходной апертуры (т. е. различных распределений интенсив-

ности в плоскости объекта) распределения интенсивности в плоскости изображения подобны. В то же время нарушение фазовой однородности излучения сразу приводит к существенному изменению распределения интенсивности излучения в плоскости изображения и к ухудшению расходимости лазерного луча (рис. 3.27в).

Причинами пространственной некогерентности лазерного луча и искажений фазового фронта могут быть многомодовый характер излучения, недостаточное качество поверхности зеркал резонатора или формирующей оптики, а также оптические неоднородности активной среды.

В случае многомодовой структуры пучка, состоящего из  $n$  отдельных некогерентных между собой пучков, для нахождения распределения интенсивности в дальней зоне угловую расходимость определяют исходя из размера наименьшего пучка  $d_{\min}$ , т. е.  $\theta \approx \lambda / d_{\min} \approx (\lambda / d) \sqrt{n}$ , где  $d$  — общая апертура излучения.

Для исключения отрицательного влияния формы зеркал на фазовые искажения лазерного излучения требуется высокое качество обработки зеркальных поверхностей. Так, отклонение от заданной формы по всей поверхности не должно превышать  $\lambda / 25$ , а высота микронеровностей должна быть менее  $\lambda / 100$ , что для оптики видимого диапазона соответствует сотым долям микрона. Причем эти требования необходимо обеспечить в эксплуатационных условиях под воздействием реальных силовых и тепловых нагрузок, обусловленных функционированием лазера. Очевидно, что указанные требования относятся и к точности взаимного расположения зеркал в резонаторе (точности юстировки зеркал).

Наибольшее распространение в малоомощных непрерывных лазерах получили стеклянные или кварцевые зеркала с диэлектрическим покрытием. Диэлектрические покрытия могут обеспечить высокие коэффициенты отражения (близки к 100%) при поглощении порядка долей процента.

Диэлектрические зеркала получают путем последовательного нанесения на подложку чередующихся слоев с низким и высоким коэффициентом преломления. Для излучения видимой и ближней инфракрасной области в качестве покрытия используется сернистый цинк, фтористый магний, фтористый стронций и др. Подложка выводных зеркал устойчивых резонаторов, естественно, выполняется из материала, прозрачного для лазерного излучения.

Для зеркал лазеров, работающих в дальней инфракрасной области, часто используют металлические покрытия из меди, серебра, золота. Такие зеркала имеют более высокую механическую прочность и более стойки к мощному излучению.

Для мощных лазеров зеркала целиком изготавливаются из металла с высокой теплопроводностью (медь, хромистые бронзы) с золотым или серебряным покрытием. Если теплопроводность материала зеркал оказывается недостаточной для стационарной работы в условиях больших тепловых нагрузок, то используют охлаждаемые зеркала, в которых обеспечивается эффективный отвод тепла из поверхностного слоя и сохранение формы поверхности.

### 3.3.2. ВЛИЯНИЕ НА РАСХОДИМОСТЬ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

Помимо возмущений, связанных с качеством покрытий зеркал и их разъюстировкой, в лазерах могут возникать дополнительные возмущения фазы, связанные с наличием в резонаторе активной среды. Неоднородность оптических характеристик активной среды, прежде всего разные скорости распространения электромагнитного излучения в различных областях, приводит к изменению фазового фронта световой волны при ее прохождении через активную среду.

Причинами появления неоднородностей могут быть как исходные характеристики активных сред лазеров (неоднородности распределения оптических свойств твердотельных кристаллов и стекол, связанные с их изготовлением, неоднородности распределения плотности газовых сред, обусловленные их движением в резонаторе), так и воздействие на рабочее тело накачки. Например, при оптической накачке твердотельных лазеров происходит неравномерное поглощение энергии в поперечном сечении активной среды, что, в свою очередь, вызывает возникновение термических напряжений и деформаций рабочего тела и оказывает сильное влияние на его оптические свойства.

В разделе 10.3.3 настоящего пособия рассмотрен эффект термолинзирования в лазерных кристаллах и стеклах, также влияющий на расходимость лазерного излучения.

В жидких активных телах также возникают значительные оптические неоднородности, связанные с неравномерностью накачки, вследствие чего расходимость излучения существенно возрастает. В таких лазерах трудно получить дифракционную расходимость лазерного излучения вместе с высокими энергетическими характеристиками.

Неоднородности газовых активных сред существенно меньше, что в первую очередь объясняется меньшей плотностью газа по сравнению с твердыми телами и жидкостями. Поэтому в газовых лазерах небольшой мощности с неподвижной газовой средой сравнительно легко обеспечивается дифракционная расходимость излучения. Однако с ростом поперечных размеров активных сред и переходом к лазерам с движущимися средами также появляются проблемы, связанные с достижением высокого качества излучения.

Картина течения активной среды в сверхзвуковом непрерывном химическом лазере, полученная методом интерферометрии (рис. 3.28), показывает структуру течения смешивающихся химически реагирующих сверхзвуковых струй.

Искажения фазовой поверхности наблюдаются по всей апертуре. Четко выделяются возмущения двух основных масштабов: крупномасштабная периодическая модуляция фазы, определяемая особенностями формирования всей блочной струи и химической реакцией за срезом соплового блока, и мелкомасштабная, являющаяся следствием взаимодействия соседних осесимметричных сверхзвуковых струй. Оптическое качество среды определяется масштабом, соизмеримым с высотой канала.

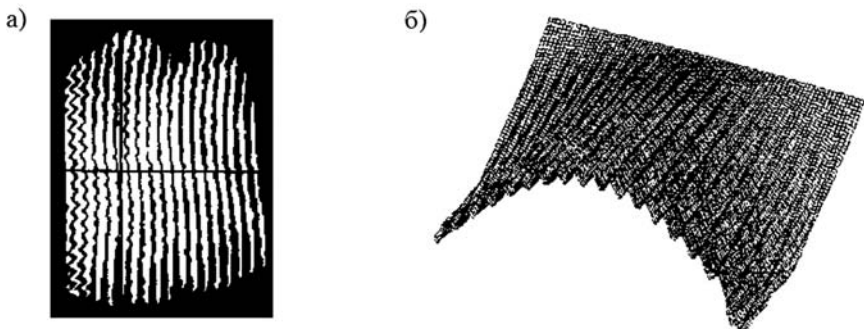


Рис. 3.28

Интерферограмма газового потока (а) и восстановленный волновой фронт (б)

Благодаря такой особенности регулярных газодинамических структур, образованных мелкомасштабными соплами, как сильная зависимость оптического качества среды от угла наклона оптической оси к оси симметрии блока, мелкомасштабная периодическая модуляция фазы может быть устранена соответствующей ориентацией рядов сопел в сопловом блоке относительно направления вывода излучения. При оптимальных углах наклона, для которых обеспечивается хорошее взаимное перекрытие неоднородностей от соседних сопел диаграмма направленности будет близкий к дифракционной, в то время как для той же активной среды, но ориентированной неоптимально относительно проходящего излучения, расходимость излучения существенно увеличивается.

Тем не менее распределение интенсивности в дальней зоне и в этом случае характеризуется центральным максимумом, в котором сосредоточена основная энергия излучения.

### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 3

1. Резонатор лазера во многом определяет основные параметры излучения: спектральные, временные, пространственные.

2. Резонатор — это активная среда, ограниченная в простейшем случае двумя зеркалами и отвечающая определенным условиям. Одно из зеркал в схеме резонатора имеет 100%-ное отражение, а второе имеет определенную пропускную способность. Лазерный резонатор удовлетворяет следующему условию: длина прохода равна  $2L = n\lambda$ , где длина  $L$ ,  $n$  и  $\lambda$  обозначают длину резонатора, целое число и длину волны соответственно.

3. Излучение, проходящее в резонаторе в прямом и обратном направлениях между зеркалами, образует стоячие волны, имеющие определенные пространственные распределения напряженностей электрического поля, называемые модами резонатора. Различают продольные и поперечные моды.

4. Можно генерировать лазерное излучение более чем на одной резонансной частоте (определяемой резонатором лазера), каждую из которых называют продольной модой. Межмодовое расстояние для продольных мод равно  $c / 2L$ .

5. Излучение лазеров бывает многомодовым и одномодовым. Лазер, генерирующий излучение на одной продольной моде, называют одночастотным.

6. Поперечные моды в основном говорят о распределении светового потока на выходе лазера в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения.

7. Резонаторы могут быть классифицированы как устойчивые и неустойчивые. Устойчивый резонатор — это резонатор, в котором фотоны могут совершать проходы между зеркалами неопределенное число раз без потерь на краях зеркал. В неустойчивом резонаторе фотоны выходят за пределы резонаторной полости после одного или нескольких проходов. Неустойчивый резонатор, как правило, выбирают для лазерных сред, которые имеют очень высокий коэффициент усиления, в то время как точная юстировка зеркал в этом типе резонатора значительно менее критична.

8. Управление временными характеристиками лазерного излучения осуществляется путем выбора генерации, среди которых обычно рассматривают: непрерывную и свободную генерации, модуляцию добротности резонатора, разгрузку резонатора и синхронизацию мод.

9. Режим непрерывной генерации — наиболее простой режим, при котором излучение непрерывно выводится из резонатора в течение времени работы лазера. Накачка также осуществляется непрерывно. В стационарно работающем лазере усиление среды равно потерям излучения.

10. Режим свободной генерации фактически является квазинепрерывным режимом. Когда накачка превышает определенный порог (где усиление равно потерям), возникает лазерное излучение. И усиление, и выходная мощность могут в начальный момент генерации проскочить точку равновесия, но в конечном итоге колебания выходной мощности затухают после нескольких циклов и выходная мощность выходит на уровень, характерный для непрерывного режима.

11. Модуляция добротности резонатора является механизмом получения коротких лазерных импульсов с длительностью импульса порядка нескольких наносекунд. Термин «модуляция добротности» означает быстрое переключение качества резонатора от минимального низкого до самого высокого значения.

12. Все известные методы модуляции добротности резонаторов подразделяются на активные и пассивные. При активной модуляции внутри резонатора размещают электрооптический или акустооптический затвор. Модуляторы на основе насыщающегося поглотителя относятся к пассивным модулирующим элементам.

13. В отличие от режима модуляции добротности, при режиме разгрузки резонатора осуществляется управление не вредными, а полезными потерями. Для реализации режима разгрузки резонатора используют лазер с высокодобротным резонатором, зеркала которого имеют коэффициент отражения, близкий к единице. В резонатор помещают управляемый внешним сигналом быстродействующий модулятор (переключатель) полезных потерь, предназначенный для вывода части излучения из резонатора.

14. В режиме синхронизации мод форсируют различные продольные моды с фиксированным фазовым соотношением между ними, что создает ультракороткий импульс с четко определенной амплитудой в зависимости от времени.



15. Синхронизация мод достигается введением в полость резонатора подходящего нелинейного элемента, такого как насыщающий поглотитель (пассивный модулятор) или управляемый затвор (активный модулятор). В первом случае говорят о пассивной синхронизации мод, а во втором об активной. В режиме синхронизации мод удается получить сверхкороткие световые импульсы (длительностью  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  с).

16. Помимо возмущений, связанных с качеством покрытий зеркал резонатора и их разъюстировкой, в лазерах могут возникать дополнительные возмущения фазы излучения, связанные с наличием в резонаторе активной среды. Неоднородность оптических характеристик активной среды приводит к изменению фазового фронта световой волны, вследствие чего расходимость излучения возрастает.

17. Скалярная теория дифракции позволяет рассчитать распределение интенсивности в любой точке на пути распространения лазерного излучения по известному распределению электромагнитного поля в выходной апертуре лазера.

### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 3

1. Определите межмодовое расстояние (интервал между соседними частотами) плоского резонатора длиной 1 м с идеальными зеркалами ( $R \approx 100\%$ ). Сравните его с шириной спектральной линии усиления на лазерном переходе активной среды He–Ne-лазера. Сделайте вывод о модовом составе генерируемого излучения. Определите число продольных мод.

2. Определите, какому, геометрическому или волновому, приближению соответствует резонатор длиной 1,5 м и диаметром зеркал 0,5 см, если генерация осуществляется на длине волны 780 нм.

3. Определите, является ли устойчивым резонатор длиной 1 м с радиусами зеркал 30 и 45 см.

4. Коэффициент увеличения неустойчивого резонатора равен 4. Определите радиус малого выпуклого зеркала, если радиус большого вогнутого зеркала составляет 60 см.

5. Определите прозрачность резонатора из предыдущей задачи.

6. Определите время прохождения излучения через резонатор длиной 40 см, заполненный активной средой Nd:YAG (показатель преломления  $n = 1,8197$ ).

7. Определите длительность импульса излучения Nd:YAG-лазера, описанного в предыдущей задаче, если коэффициент отражения выходного зеркала составляет 90% при: а) модуляции добротности; б) разгрузке резонатора.

8. Определите минимальную длительность импульса He–Ne-лазера с шириной полосы 1,5 ГГц.

9. Покажите, что каждый импульс в режиме синхронизации мод имеет интенсивность в  $n$  раз большую, чем сумма отдельных мод, составляющих его.

10. Покажите, что средняя интенсивность режима синхронизации мод эквивалентна сумме интенсивностей отдельных мод, составляющих его.

**КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 3**

1. Какова связь между шириной спектральной линии излучения и продольными модами резонатора?
2. Как можно управлять количеством продольных мод резонатора?
3. Какой лазер называется одночастотным?
4. Чем определяются наличие поперечных мод лазерного излучения?
5. Что такое параксиальные лучи и где это понятие используется?
6. В чем заключаются достоинства и недостатки: а) устойчивых резонаторов; б) неустойчивых резонаторов?
7. Какие потери в резонаторе относятся к «общим потерям»?
8. Перечислите основные режимы генерации лазера.
9. Какой режим работы лазера называется режимом свободной генерации?
10. Как изменяются характеристики резонатора в режиме модуляции добротности?
11. Какие известны способы модулирования добротности?
12. Как изменяются характеристики резонатора в режиме разгрузки резонатора?
13. В чем отличие режимов модуляции добротности и разгрузки резонатора?
14. Какое свойство лазерного излучения является определяющим для режима синхронизации мод?
15. От чего зависит расходимость лазерного излучения?
16. Что такое фазовые искажения лазерного излучения?
17. Как обеспечивается качество поверхности зеркал для лазерных резонаторов?
18. Каковы механизмы влияния активной среды на оптическое качество лазерного излучения?

**ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 3**

1. *Ананьев, Ю.* Оптические резонаторы и лазерные пучки. — М. : Наука, 1990.
2. *Стафеев, С.* Основы оптики. — СПб. : Питер, 2006.
3. *Айхлер, Ю.* Лазеры: исполнение, управление, применение. — М. : Техносфера, 2008.
4. *Лебедева, В.* Экспериментальная оптика. — М. : Изд-во МГУ, 2005.
5. *Быков, В. П.* Лазерные резонаторы / В. П. Быков, О. О. Силичев. — М. : Физматлит, 2004. — 320 с.
6. *Крюков, П. Г.* Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики. — М. : Физматлит, 2008. — 207 с.
7. *Maini, A. K.* Lasers and optoelectronics: fundamentals, devices and applications. — India : John Wiley and Sons Ltd, 2013.
8. *Milonni, P. W.* Laser physics / P. W. Milonni, J. H. Eberly. — Canada : John Wiley and Sons Inc., 2010.

## ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

# СПОСОБЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ (НАКАЧКИ) АКТИВНЫХ СРЕД

**К**ак известно, действие лазеров основано на способности некоторых сред в определенных условиях усиливать проходящее через них световое излучение. В основе усиления лежит процесс вынужденного испускания фотонов, реализуемый в условиях инверсной населенности активной среды.

Только в самом первом мазере на аммиаке для создания инверсии использовалось разделение частиц по основным и возбужденным состояниям (см. раздел 1.3). Однако при обычных температурах большая часть частиц находится в основном состоянии, поскольку из уравнения Больцмана

$\frac{N_i}{N_0} = e^{\left(\frac{E_i - E_0}{kT}\right)}$  следует, что если  $E_i > E_0$ , то  $N_0 \gg N_i$ , следовательно, эффективность «сепарации» будет очень невелика.

Гораздо привлекательнее и эффективнее для создания неравновесного состояния инверсной населенности оказалось увеличение населенности верхних лазерных уровней с помощью подвода энергии извне. Этот процесс и получил название накачки (рис. 4.1).

Выделяют следующие виды накачки:

- 1) оптическую;
- 2) электрическую;
- 3) химическую;
- 4) тепловую (газодинамическую).

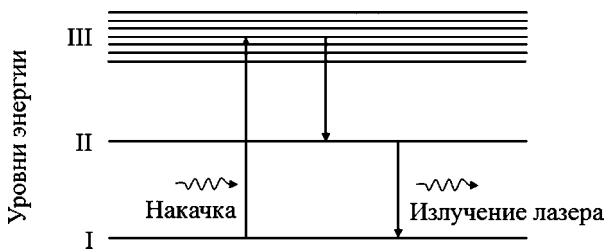


Рис. 4.1  
Возбуждение (накачка) лазерной среды

Выбор способа накачки зависит, во-первых, от свойств лазерной среды, а также определяется различными факторами. Например, для твердотельных лазеров, где в качестве рабочего тела используются диэлектрические кристаллы и стекла, оптическая накачка является единственным средством возбудить частицы по всему объему активной среды.

В свою очередь, и сам тип накачки также делится на разные способы. Так, для частиц с большим уширением спектральных линий (полос) вышележащих уровней энергии могут использоваться широкополосные источники света, такие как импульсные газоразрядные лампы. Тогда как для систем с узкополосными уровнями энергии больше подходит накачка лазерным излучением при условии, что длина волны лазера накачки совпадает с линией поглощения активной среды.

Электрическая накачка осуществляется с помощью электрического разряда (обычно в газах), пропусканием электрического тока (в полупроводниках), потоком электронов или других заряженных частиц.

Химическая накачка используется в газовых лазерах и с ее помощью можно обеспечить высокие мощности в непрерывном и высокие энергии в импульсном режимах.

Газодинамическая накачка используется в  $\text{CO}_2$ - и  $\text{CO}$ -лазерах, обеспечивая высокие мощности излучения в непрерывном режиме.

## 4.1. ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА

### 4.1.1. ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА НЕКОГЕРЕНТНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

Наиболее интенсивные полосы поглощения в энергетическом спектре большинства активных сред расположены в видимой области спектра и прилегающих к ней участках ИК- и УФ-диапазона. Поэтому основное требование, предъявляемое к параметрам источника накачки, — необходимость излучения большей части энергии именно в этих областях спектра. Как следует из соотношения между коэффициентами спонтанного  $A_{mn}$  и вынужденного  $B_{mn}$  излучения:

$$\frac{A_{mn}}{B_{mn}} = \frac{8\pi\nu^3 kT}{c^3} \rightarrow \frac{A_{mn}}{B_{mn}} = \frac{8\pi kT}{\lambda^3}, \quad (4.1)$$

соотношение  $A_{mn}/B_{mn}$  резко возрастает с уменьшением длины волны, чем обуславливаются трудности создания коротковолновых лазеров с оптической накачкой.

Поскольку длина волны излучения накачки должна быть меньше длины волны лазера, то для накачки твердотельных лазеров требуются источники, излучающие в коротковолновой области. Проинтегрировав по всему спектру формулу Планка (см. раздел 1.1, выражение (1.8)), имеем соотношение, известное как закон Стефана — Больцмана:

$$q = \int_0^{\infty} \rho_{\nu} d\nu = \sigma T^4, \quad (4.2)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  [Вт/(м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>)] — постоянная Стефана — Больцмана.

Условие максимума известно как формула Вина:  $\lambda_{\max} \cdot T = 2,9 \cdot 10^{-3}$  [м · К].

Можно оценить, что при температуре 3000 К большая часть энергии излучения заключена в ИК-диапазоне, поэтому тепловые источники (например, лампы накаливания) малоэффективны как средство накачки лазеров.

Выбор оптического источника накачки зависит от требований, предъявляемых к лазеру. Эффективные температуры излучения в 5000–10 000 К реализуются с помощью газоразрядных ламп, обычно использующих Хе или Кг. Лампы могут быть как импульсными, так и непрерывными (дуговыми).

Импульсные лампы широко используются для накачки импульсных твердотельных лазеров. Они доступны в широком диапазоне длин канала разряда (от нескольких сантиметров до более метра, хотя длина канала разряда 5–10 см является наиболее распространенной), диаметров канала разряда (как правило, в диапазоне 3–20 мм), толщин стенок (обычно 1–2 мм) и форм (линейная, спиральная).

Импульсные лампы для накачки твердотельных лазеров, как правило, заполнены инертным газом, например ксеноном или криптоном, при давлении 300–400 торр. Внешний вид цилиндрической импульсной лампы-вспышки с центральным отверстием для размещения активного элемента лазера иллюстрирует рисунок 4.2.

Два электрода запаяны в изготовленную, как правило, из кварца колбу. Электрический разряд, который возникает между электродами, имеет очень большую величину импульсного тока, который является причиной интенсивной вспышки. Электрическая энергия, разряжаемая через лампу, хранится в конденсаторе или группе конденсаторов.

Лампы, заполненные ксеноном, производят более сильное выходное излучение по сравнению с лампами, заполненными криптоном, для одинаковых входных величин электропитания.

В то же время спектр излучения криптоновой импульсной лампы лучше согласован со спектром поглощения широко распространенного Nd:YAG-лазера, чем ксеноновой лампы. Спектры излучения ксеноновой и криптоновой импульсных ламп и спектр поглощения Nd:YAG-лазера представлены на рисунке 4.3 (сверху вниз) соответственно.

Дуговые лампы используются для накачки непрерывных твердотельных лазеров. Так же как импульсные лампы, дуговые лампы являются газоразрядными устройствами.

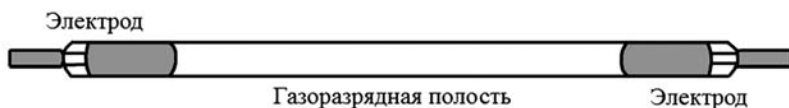


Рис. 4.2

Внешний вид импульсной лампы накачки твердотельного лазера

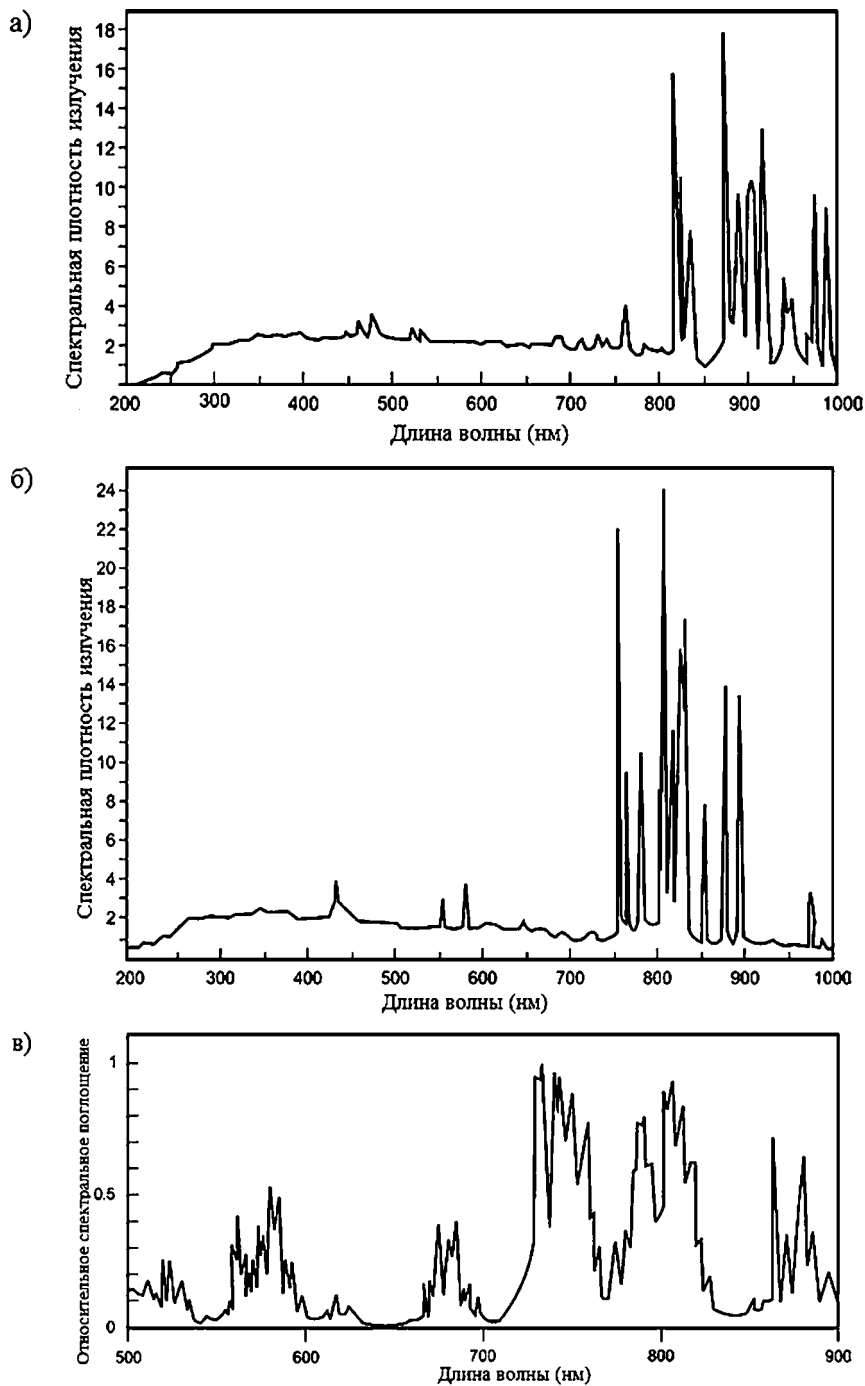


Рис. 4.3

Спектры излучения импульсных газоразрядных ламп и поглощения кристалла Nd:YAG:

*a* — ксеноновая лампа; *b* — криптоновая лампа; *c* — лазерный кристалл.

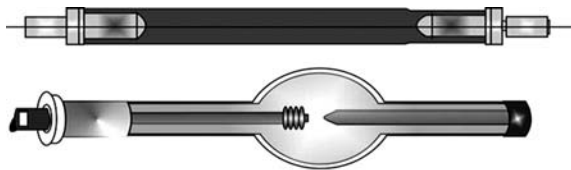


Рис. 4.4  
Дуговые лампы накачки

Очень хорошо подходят для накачки твердотельных лазеров линейные дуговые лампы. Они похожи на линейные импульсные лампы, за исключением конструкции электродов. Как видно из рисунка 4.4, в дуговых лампах используют остроконечные катоды, а не скругленные, используемые в импульсных лампах. Дуговые лампы заполняют ксеноном или криптоном под давлением 1–3 атм.

Диаметры канала разряда у криптоновых ламп 4–7 мм, а длины канала разряда наиболее часто применяемых ламп, варьируются в диапазоне 50–150 мм.

Излученная источником накачки световая энергия должна быть с минимальными потерями передана активной среде.

Выбор оптической схемы накачки зависит от требований, предъявляемых к лазеру в каждом конкретном случае. Наиболее распространены две основные оптические схемы накачки: поперечная, когда направление возбуждающего излучения перпендикулярно направлению излучения накачиваемой активной среды, и продольная, когда оба этих направления совпадают.

Наибольшей простотой отличаются поперечные схемы накачки на основе полостных или спиральных ламп. В полостных лампах (см. рис. 4.5а) отражающее покрытие наносится непосредственно на наружную поверхность лампы, а для спиральных ламп требуются специальные осветители, которые выполняются в виде цилиндрического экрана, внутри которого располагается лампа с рабочим телом лазера (рис. 4.5б). Использование осветителей с полостными лампами позволяет получить наибольшую концентрацию энергии в активном теле при хорошей равномерности. Охлаждающая жидкость прокачивается в зазоре между внутренней полостью лампы и активной средой, что обеспечивает высокую эффективность охлаждения.

Альтернативой первым двум схемам накачки может быть так называемая плотная упаковка (рис. 4.5в) и диффузно-отражающая керамика (рис. 4.5г). В результате эффективность такой схемы не хуже цилиндрической, а равномерность освещения активной среды выше. К тому же эти схемы более компактные.

В лазерах с непрерывной генерацией могут применяться сфероконические осветители (рис. 4.5д), для которых характерно многократное прохождение света через активную среду. Оптические схемы с осевой симметрией эффективно работают со сравнительно короткими активными элементами, имеющими диаметр на 1–1,5 мм больший, чем диаметр лампы.

Наиболее широко в твердотельных лазерах применяются осветители, имеющие форму эллиптического цилиндра, у которых лампа расположена параллельно активному телу, причем оси лампы и активной среды лазера совпадают с фокальными осями цилиндра (рис. 4.5е). Одноламповые эллиптические цилиндры имеют высокую эффективность (до 75%). Кроме того,

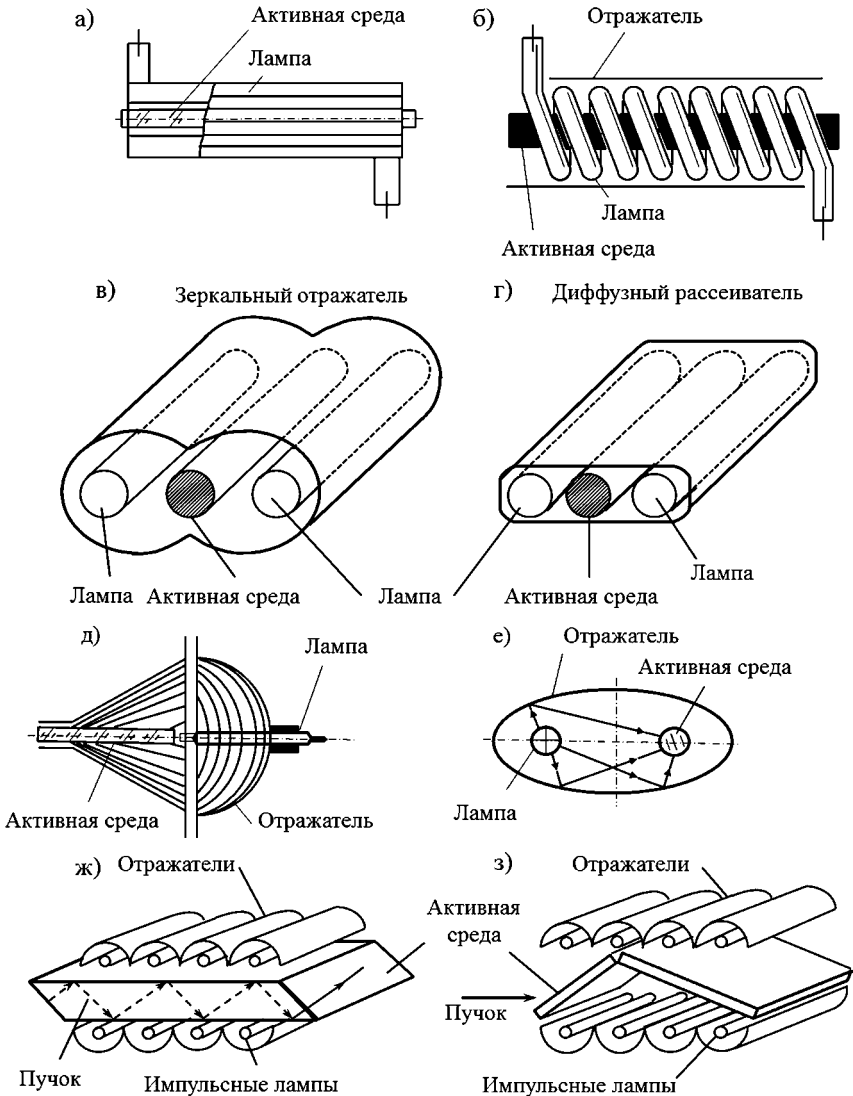


Рис. 4.5  
 Поперечные схемы оптической накачки

они позволяют разделять охлаждение лампы и рабочего тела и обеспечивают сравнительно равномерную оптическую накачку активной среды, если ее сечение много меньше поперечных размеров отражателя.

В лазерах с большой выходной энергией применяются рабочие тела в виде плоских элементов (слэбов, от *англ.* slab — плита), размер которых может превосходить масштаб используемых ламп накачки. В этом случае для повышения эффективности накачки используют многоламповые оптические схемы, когда лампы располагаются с двух сторон вдоль поверхности элемента (рис. 4.5ж). Относительная величина энергии, попадающей в активную среду, возрастает по



мере увеличения количества ламп, однако общая эффективность системы снижается. В мощных лазерах необходимо увеличивать поперечные размеры элемента, однако увеличение толщины активной среды ограничено неоднородностью накачки, определяемой поглощением излучения. Кроме того, нежелательные проблемы могут возникнуть из-за высоких термических напряжений в активной среде при ограниченной стойкости используемых материалов.

В таких случаях можно использовать активную среду в виде многих элементов, которые располагают под углом Брюстера (рис. 4.5з) для снижения осевого градиента температуры и повышения выходной энергии без разрушения торца. В них элементы накачиваются со стороны торцевой поверхности и имеют наклон, близкий к углу Брюстера, что снижает потери при отражении и предотвращает возможность паразитной генерации за счет отражения от торцов. Эти схемы применяют для широкоапертурных систем с активной средой из стекла с неодимом. В них можно обеспечить эффективное охлаждение активной среды водой или воздухом. В частности, подобные конструкции используют в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу.

Продольные схемы накачки используются, когда имеется очень яркий компактный источник накачки, с направленным излучением, в качестве которого чаще всего используется другой лазер. Несомненным достоинством схем с продольной накачкой является более эффективное, чем для поперечных схем, использование излучения, когда весь свет от источника поступает в активную среду. С другой стороны, слишком высокая плотность мощности накачки, особенно при невысокой квантовой эффективности и небольшой теплопроводности активной среды может привести к ее неравномерному нагреву и появлению фазовых неоднородностей, ухудшающих оптическое качество и, следовательно, расходимость лазерного излучения.

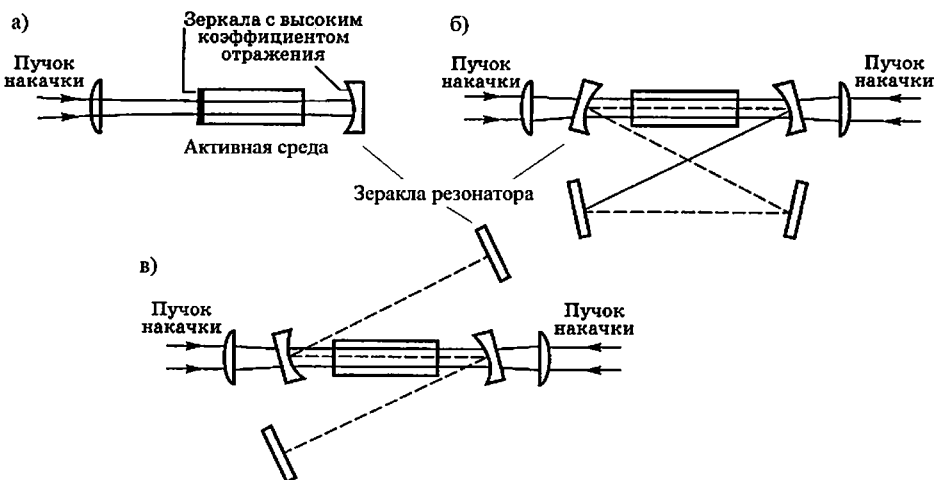


Рис. 4.6  
Схемы продольной оптической накачки:

а — накачка с одного конца стержня в плосковогнутом резонаторе; б — накачка с двух концов стержня для кольцевого резонатора сложного типа; в — накачка с двух концов стержня для Z-образного линейного резонатора.

Наиболее распространенные конфигурации схем с продольной накачкой приведены на рисунке 4.6.

Продольная накачка, как правило, используется в небольших компактных лазерных системах с небольшим поперечным сечением активной среды и невысокой мощностью излучения. Поскольку размеры активной среды в таких лазерах невелики, вместо коротких резонаторов (рис. 4.6а) могут использоваться резонаторы с большей длиной оптического пути (рис. 4.6б, в), обеспечивающие более высокое качество одномодового излучения.

Полезная эффективность возбуждения активной среды в случае широкополосной оптической накачки, обеспечиваемой импульсными и дуговыми лампами, определенно невысока.

Более высокую эффективность обеспечивает монохроматическая (узкополосная) оптическая накачка на одной длине волны, соответствующей линии поглощения активной среды, что приводит к повышению общей эффективности лазера.

#### 4.1.2. ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА КОГЕРЕНТНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ (ЛАЗЕРАМИ)

Накачка лазерным излучением используется уже давно. Так, аргоновые ионные ( $\text{Ar}^+$ ) лазеры широко применяют для накачки непрерывных лазеров на красителях и на титане с сапфиром ( $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Экимерные, азотные лазеры и лазеры на парах меди используются для импульсной накачки лазеров на красителях. Излучение Nd:YAG-лазера и его вторая гармоника используются для накачки непрерывных и импульсных лазеров на красителях и твердотельных лазеров на титане с сапфиром.

Однако особую важность накачка лазерным излучением приобрела после появления и широкого распространения диодных лазеров с высокой энергетической эффективностью и мощностью для твердотельных и волоконных лазеров, а также и для газовых лазеров на парах щелочных металлов.

Диодная накачка позволяет получить высокую эффективность генерации, качество излучения при относительной простоте реализации и компактности. Преимущество лазеров с диодной накачкой связано с тем, что излучение лазерных диодов спектрально согласуется с полосами поглощения излучающих частиц в активной среде. Поэтому накачка диодными лазерами имеет дополнительные достоинства, определяемые снижением тепловой нагрузки на активную среду, что позволяет улучшить оптическое качество излучения лазера из-за меньших тепловых деформаций.

Современные лазерные диоды, используемые для накачки, имеют спектральную ширину излучения около 1 нм (а возможно, и менее), мощность порядка 1–10 Вт и ресурс работы до 10<sup>4</sup> ч.

В таблице 4.1 приведены спектральные характеристики (длины волн накачки и лазерной генерации) некоторых лазеров с диодной накачкой.

При использовании лазерных диодов для накачки активного элемента твердотельного лазера могут быть реализованы как продольная, так и поперечные схемы накачки. В первом случае излучение диода с помощью системы

Таблица 4.1

Сравнение параметров накачки и длин волн генерации для различных лазерных материалов

Параметры	Nd:YAG	Yb:YAG	Yb:Er:стекло	Cr:LISAF	Tm:Ho:YAG
Концентрация	1 ат.%	6,5 ат.%	—	1 ат.%	6,5 ат.% [Tm] 0,36 ат.% [Ho]
Диодный лазер накачки	AlGaAs	InGaAs	InGaAs	GaInP	AlGaAs
Длина волны накачки [нм]	808	950	980	670	785
Концентрация активных ионов [ $10^{20} \text{ см}^{-3}$ ]	1,38	9	10 [Yb] 1 [Er]	0,9	8 [Tm] 0,5 [Ho]
Коэффициент поглощения накачки [ $\text{см}^{-1}$ ]	4	5	16	4,5	6
Длина волны генерации [мкм]	1,06 1,32 1,34 0,947	1,03	1,53	(0,72–0,84)	2,08

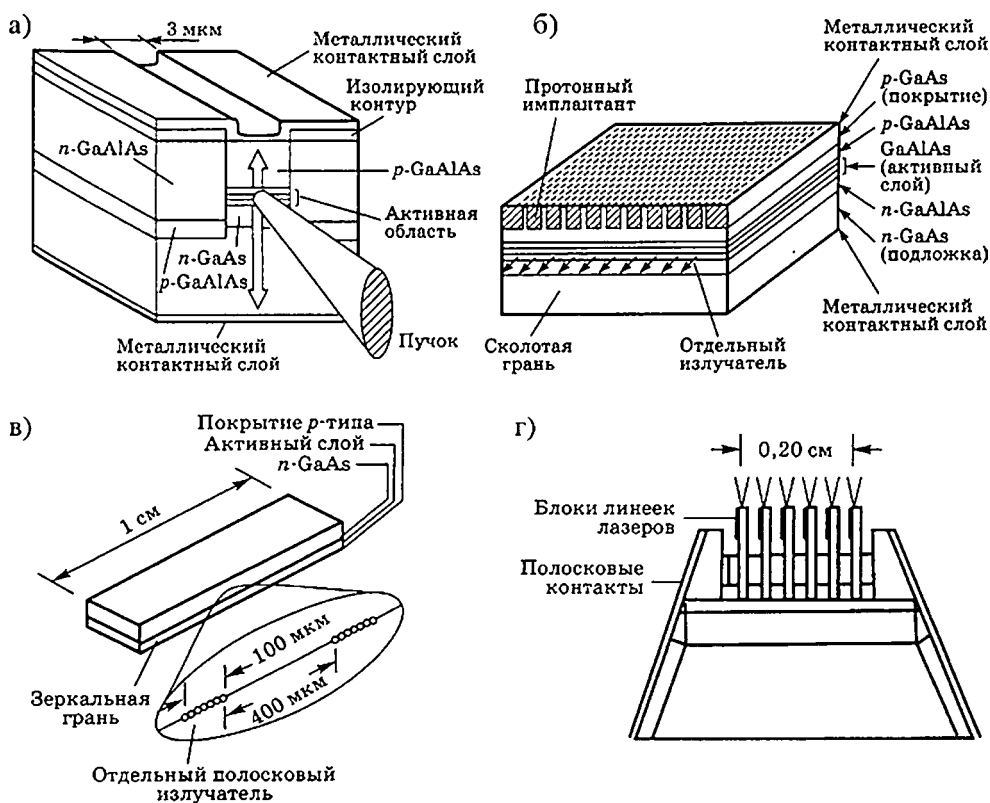


Рис. 4.7

Диодные лазеры для оптической накачки:

а — однополосковый лазерный диод; б — линейка диодных лазеров; в — блок линеек; г — сборка блоков линеек.

линз фокусируется с торца лазерного стержня, а во втором — со стороны его боковой поверхности.

Сами полупроводниковые лазеры имеют очень небольшие габариты. Так, например, сечение выходного пучка однополоскового диодного лазера (рис. 4.7а) мощностью  $\sim 100$  мВт имеет вид эллипса с осями  $1 \text{ мкм} \times 3\text{--}6 \text{ мкм}$ .

Для получения больших мощностей накачки используют линейки, состоящие из нескольких десятков однополосковых лазеров. Например, линейка на рисунке 4.7б состоит из 20 диодных лазеров с общим размером пучка излучения  $1 \text{ мкм} \times 200 \text{ мкм}$  и мощностью  $\sim 2$  Вт.

Еще большие мощности накачки могут получены на блоках линеек диодных лазеров. На рисунке 4.7в показана схема монолитного блока линеек из двух десятков  $100 \text{ мкм}$  линеек по 10 однополосковых лазеров в каждой. Полная длина такого блока  $\sim 1$  см, а суммарная мощность излучения  $10\text{--}20$  Вт.

В свою очередь, из блоков линеек можно сформировать сборки (рис. 4.7г) с излучающей площадкой, например  $0,2 \text{ см} \times 1 \text{ см}$  при пиковой мощности  $1 \text{ кВт/см}^2$  и средней до  $100 \text{ Вт/см}^2$ .

Для поддержания генерации в нужном диапазоне длин волн полупроводниковому лазеру требуется обеспечить температурную стабильность на уровне  $\sim 1^\circ\text{C}$ . Перестройка и стабилизация длины волны лазеров осуществляются с помощью термоэлектрических элементов Пельтье для маломощных устройств и с помощью жидкостного охлаждения для высокомоощных сборок и блоков лазерных линеек либо объединением обоих способов.

Поскольку сечение лазерного пучка, выходящего из лазерной системы накачки, далеко от кругового, необходимо принимать специальные меры для того, чтобы он имел размеры, согласованные с требуемыми для эффективной накачки активной среды.

Эллиптичность сильно расходящегося пучка может быть скомпенсирована с помощью комбинации из двух сферических линз и анаморфотной оптической системы (рис. 4.8а), обеспечивающей различное расширение пучка вдоль двух осей эллипса.

Анаморфотная оптическая система из двух цилиндрических линз (рис. 4.8б) требует специально рассчитанных и дорогих линз, поэтому чаще для этого используется пара призм со специально подобранными коэффициентами преломления, чтобы обеспечить на выходе круговую апертуру (рис. 4.8в). Можно также использовать многомодовое оптическое волокно (рис. 4.8г), пройдя через которое некоторое расстояние пучок приобретет круговую апертуру. Для линеек, блоков и сборок используют последовательно несколько многомодовых волокон.

Диодная накачка может использоваться и в поперечных схемах. На рисунке 4.9 показана поперечная схема накачки лазерного стержня  $d = 4$  мм, окруженного прозрачной трубкой с охлаждающей жидкостью.

Для накачки используются 3–5 излучающих модулей из 16 волокон с  $d = 800 \text{ мкм}$ . В каждое волокно вводится излучение линейки полупроводниковых лазеров с мощностью по 10 Вт без дополнительной фокусировки. Выходная мощность  $\sim 60$  Вт при эффективности 25%.

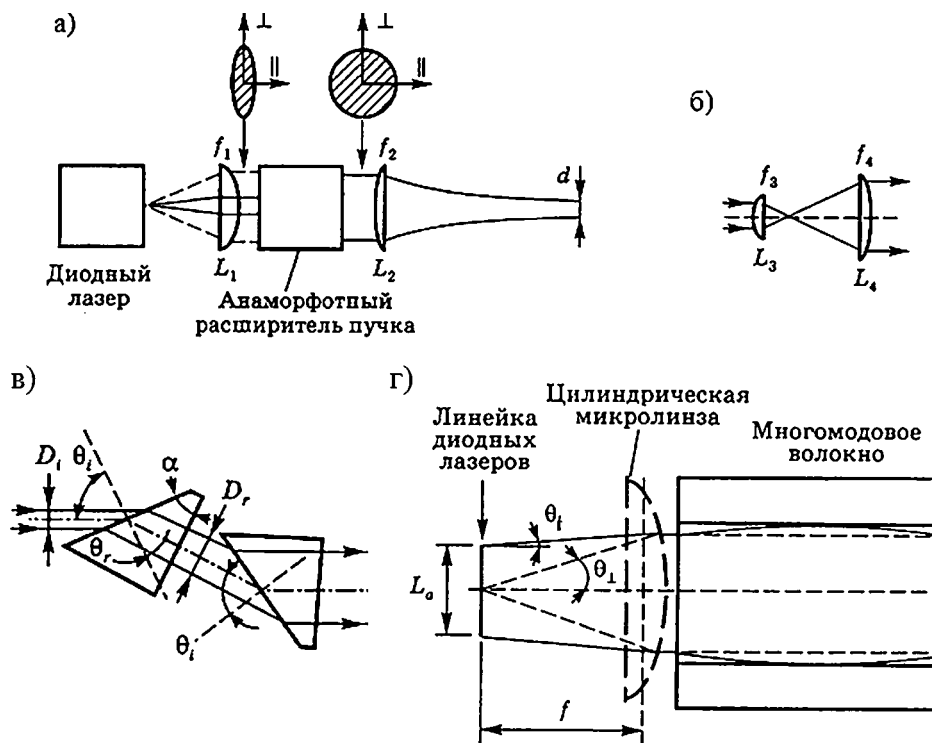


Рис. 4.8 Формирование требуемого луча системы накачки

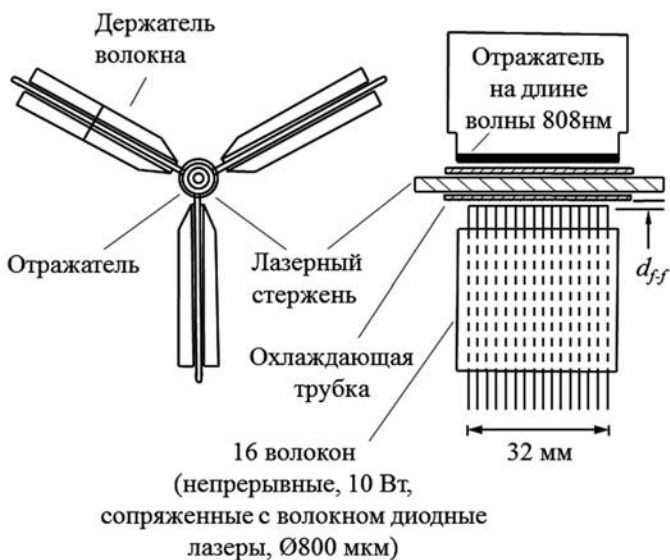


Рис. 4.9 Поперечная схема накачки диодными лазерами

### 4.1.3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

КПД, или эффективность накачки  $\eta_{\text{нак}}$  (см. раздел 2.2), определяется как отношение минимальной энергии накачки  $E_{\text{нак}}$ , которая необходима для обеспечения заданной скорости накачки верхнего лазерного уровня, и электрической энергии  $E_{\text{эл}}$ , фактически потребляемой излучателем:

$$\eta_{\text{нак}} = E_{\text{нак}} / E_{\text{эл}}. \quad (4.3)$$

КПД накачки можно разделить на составляющие:

- $\eta_r$  — КПД преобразования электрической энергии в излучение источника накачки;
  - $\eta_t$  — КПД передачи излучения от источника к активной среде;
  - $\eta_a$  — КПД поглощения энергии активной средой;
  - $\eta_{\text{рл}}$  — КПД заселения верхнего лазерного уровня.
- Тогда суммарный КПД накачки будет

$$\eta_{\text{нак}} = \eta_r \cdot \eta_t \cdot \eta_a \cdot \eta_{\text{рл}}. \quad (4.4)$$

Результаты сравнения двух примерно одинаковых лазеров с ламповой и диодной накачкой приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2

Сравнение эффективности ламповой и диодной накачки

Конфигурация накачки	$\eta_r$ , %	$\eta_t$ , %	$\eta_a$ , %	$\eta_{\text{рл}}$ , %	$\eta_{\text{нак}}$ , %
Ламповая	43	82	17	59	3,5
Диодная (продольная)	50	80	98	82	32
Диодная (поперечная)	50	80	90	82	30

Оптическая накачка твердотельных лазеров полупроводниковыми лазерами достигает эффективности, которая в 25–30 раз выше, чем накачка импульсной лампой. В настоящее время эта технология получила широкое распространение, хотя существенно более высокая стоимость лазерных диодов по сравнению с газоразрядными лампами накачки пока еще сдерживает их повсеместное применение.

## 4.2. НАКАЧКА ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ

### 4.2.1. СВОЙСТВА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Наиболее эффективно частицы в газовых средах возбуждаются в результате взаимодействия нейтральных атомов или молекул с заряженными частицами или взаимодействия между заряженными частицами.

Частично или полностью ионизированный газ называется плазмой. Если суммарный электрический заряд конечного объема плазмы равен нулю, то такая плазма называется квазинейтральной.

Одним из наиболее удобных и распространенных способов получения плазмы является электрический разряд. Под электрическим разрядом в газах понимают совокупность физических явлений, сопровождающих протекание электрического тока через газовую среду (рис. 4.10).

Энергия, выделяющаяся в единице объема газового разряда, пропорциональна плотности тока  $j$  и напряженности электрического поля  $U$ . В электроразрядных газовых лазерах состояние плазмы характеризуется

широким диапазоном значений основных параметров. Концентрация электронов изменяется от  $10^{21}$ – $10^{22}$  м<sup>-3</sup>, температура нейтральных атомов — от сотен до тысяч Кельвинов, средняя энергия электронов — от  $10^{-20}$  до  $10^{-18}$  Дж.

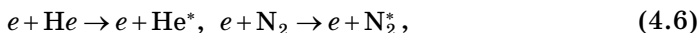
Многообразие свойств плазмы и происходящих в ней явлений определяется элементарными процессами, которые могут иметь место при столкновениях заряженных нейтральных частиц между собой. Наиболее характерными являются два вида столкновений: упругие и неупругие. В первом случае суммарная энергия поступательного движения частиц не изменяется, а происходит лишь ее перераспределение. Во втором случае столкновение сопровождается изменением внутренней энергии частиц.

Возбуждение активной среды газовых лазеров происходит в результате упругих столкновений, сопровождающихся следующими основными процессами.

1. Возбуждением частиц при столкновениях с электроном (электрический удар):



Естественно, что для реализации такого процесса подходят лишь электроны, энергия которых превосходит энергию возбуждения частицы. Примером таких реакций могут служить процессы возбуждения донорных молекул He и N<sub>2</sub>:



а также возбуждение излучающих атомов в лазерах на самоограниченных переходах (см. раздел 5.3), например:



2. Передачей возбуждения от одной частицы к другой:



Максимальная скорость такого процесса определяется близостью возбужденных уровней энергии молекул. Примером могут служить резонансные передачи энергии от донорных молекул в He–Ne- и CO<sub>2</sub>-лазерах:

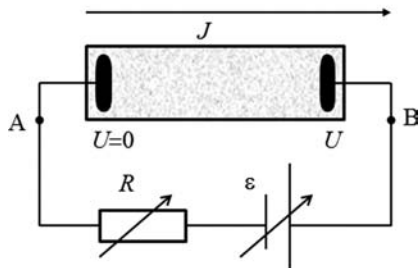
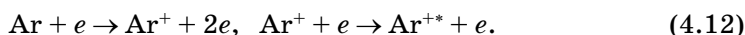


Рис. 4.10  
Схема электрической цепи с газовым разрядом

3. Возбуждением при прямой или ступенчатой ионизации:



Подобный процесс происходит при накачке аргонового ионного лазера:



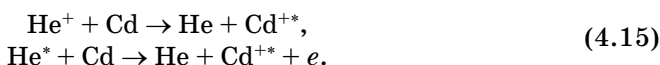
4. Возбуждением активных частиц в процессах перезарядки при ионных столкновениях:



5. Возбуждением, совместным с отлипанием электрона (реакция Пеннинга):



Такие процессы характерны для He–Cd-лазеров:



Кроме возбуждения частиц, в газовом разряде протекают обратные им процессы тушения при спонтанном излучении и в результате столкновений, а также целый ряд реакций, связанных с образованием и перераспределением энергии в плазме.

Большую роль в работе газоразрядной системы накачки играют поверхностные явления на электродах и ограничивающих плазму поверхностях: фотоэффект, термо- и автоэлектронная эмиссия электронов на катоде и др. Направленное движение заряженных частиц в ионизированном газе под действием электрического поля называется дрейфом. Электроны в электрическом поле набирают энергию в интервале между столкновениями и отдают ее при упругих и неупругих столкновениях с ионами, атомами и молекулами.

Приближенно скорость дрейфа электронов выражается зависимостью

$$u_e \approx b_e \cdot E, \quad (4.16)$$

где  $b_e$  — коэффициент пропорциональности, называемый подвижностью электронов.

Аналогично для тяжелых заряженных частиц — ионов — скорость дрейфа в направлении электрического поля можно записать как

$$u_i \approx b_i \cdot E, \quad (4.17)$$

где  $b_i$  — подвижность ионов.

Плотность тока заряженных частиц в плазме определяется их плотностью, зарядом и скоростью дрейфа:

$$j = \sum_k n_k \cdot z_k \cdot e \cdot u_k, \quad (4.18)$$

где  $n_k$  — концентрация заряженных частиц сорта  $k$ ;  $z_k$  — их заряд в единицах электронного заряда  $e$ .



С учетом приведенных зависимостей плотность тока в плазме можно представить в виде

$$j = j_e + j_i = e \cdot n_e \cdot u_e + z_i \cdot n_i \cdot u_i. \quad (4.19)$$

Так как масса электронов  $m_e$  много меньше массы ионов ( $m_e \ll m_i$ ), то их подвижность должна быть много больше ( $b_e \gg b_i$ ), и при примерном равенстве  $n_e \approx n_i$  соотношение электронных и ионных токов удовлетворяет неравенству  $j_e \gg j_i$ , т. е. ток в квазинейтральной плазме переносится в основном электронами.

#### 4.2.2. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА (ВАХ)

Протекание электрического тока в газоразрядном промежутке характеризуется многообразием электрических, квантовых, газодинамических процессов, точное описание которых вызывает серьезные трудности. Поэтому при изучении электрического разряда в газах часто отказываются от рассмотрения всех сопутствующих явлений и останавливаются на анализе связи между напряжением на разрядном промежутке и током через этот промежуток. Такой подход к описанию электрического разряда в газе получил название метода вольт-амперных характеристик (ВАХ).

ВАХ описывает связь между напряжением и током  $U = U(J)$  и в общем случае определяется не только значениями  $U$  и  $J$ , но и их производными по времени. Вольт-амперная характеристика, полученная для установившихся значений тока, называется статической и определяется только свойствами конкретного разрядного промежутка.

Напряжение на разрядном промежутке (между точками  $A$  и  $B$ , см. рис. 4.10)  $U$  может быть выражено следующим образом:  $U = E - J \cdot R_{\text{внеш}}$ , где  $E$  — ЭДС источника электропитания, а  $R_{\text{внеш}}$  — сопротивление внешней цепи.

Изменяя величины  $E$  и  $R_{\text{внеш}}$  по одиночке или одновременно, можно, определяя при каждом новом значении  $E$  и значения  $U$  и  $J$ , получить кривую ВАХ, имеющую характерный вид (рис. 4.11).

Прежде всего на этой кривой выделяются два участка:  $0ABCD$  — участок несамостоятельного разряда, для существования электрического тока

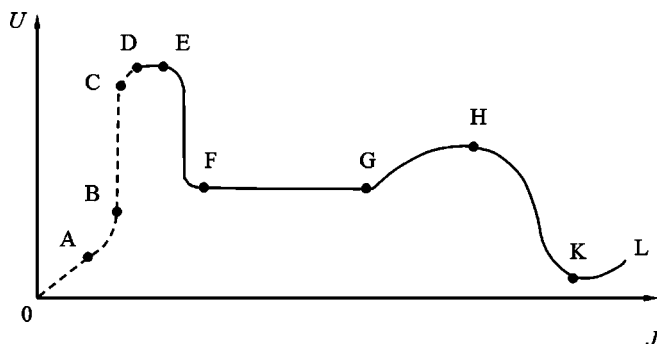


Рис. 4.11  
Вольт-амперная характеристика газового разряда

в котором необходим, кроме подачи напряжения на электроды, внешний источник ионизации газа, и  $DEFGHKL$  — участок самостоятельного разряда, в котором электрический ток поддерживается только за счет энергии электрического поля, подводимой к электродам разрядного промежутка.

На участке  $OA$  ВАХ сопротивление газового промежутка постоянно и зависимость  $U = U(J)$  линейная. Участок  $BC$  характеризуется насыщением, когда электрический ток, протекающий через разрядный промежуток, практически перестает зависеть от напряжения. Дальнейший рост напряжения (участок  $CD$ ) приводит к появлению заметного количества вторичных электронов, образующихся при столкновениях частиц в газе и бомбардировке катода положительными ионами.

Начиная с точки  $D$ , при напряжении на разрядном промежутке, называемом напряжением зажигания  $U_{\text{зак}}$ , число вновь образующихся носителей электрического тока сравнивается с числом гибнущих в разряде частиц. Участок  $DE$  — это самостоятельный разряд, поддерживаемый при напряжении зажигания разряда. Он называется таундсендовским, или «темным». Свечения разряда при этом не наблюдается, токи очень малы ( $J = 10^{-10} - 10^{-5}$  А).

С ростом тока за точку  $E$  самоподдержание разряда обеспечивается за счет падения напряжения в узкой прикатодной области, а поле во внешней области лишь обеспечивает проводимость газового промежутка. При этом суммарное напряжение на разрядном промежутке падает до величины, значительно меньшей напряжения зажигания  $U_{\text{зак}}$ .

Участок правее точки  $F$  называется областью тлеющего разряда. Сначала он занимает лишь часть площади катода, при этом плотность тока называется нормальной. С ростом тока площадь, занимаемая на катоде разрядом, увеличивается при сохранении «нормальной» плотности тока (участок  $FG$ ). Это происходит при почти постоянном напряжении на разрядном промежутке.

После заполнения всей площади катода разрядом рост тока сопровождается увеличением плотности тока и напряжения на разрядном промежутке. Этот участок  $GH$  называется участком аномального тлеющего разряда.

При дальнейшем росте тока происходит разогрев поверхности катода, приводящий к росту термоэмиссии электронов. Положительная обратная связь между этими явлениями приводит к переходу правее точки  $H$  к дуговому разряду, причем ток продолжает расти при снижающемся напряжении на разрядном промежутке. В газовых лазерах для возбуждения активной среды могут использоваться как несамостоятельный, так и самостоятельный электрический разряд.

#### 4.2.3.

### НАКАЧКА ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ

Использование несамостоятельного разряда для накачки активной среды лазеров позволяет работать в области возрастающей вольт-амперной характеристики, т. е. повышенной устойчивости разряда, и отказываться от использования в цепи (рис. 4.10) балластных сопротивлений  $R$ , на которых рассеивается значительная мощность. Это определяет перспективы приме-

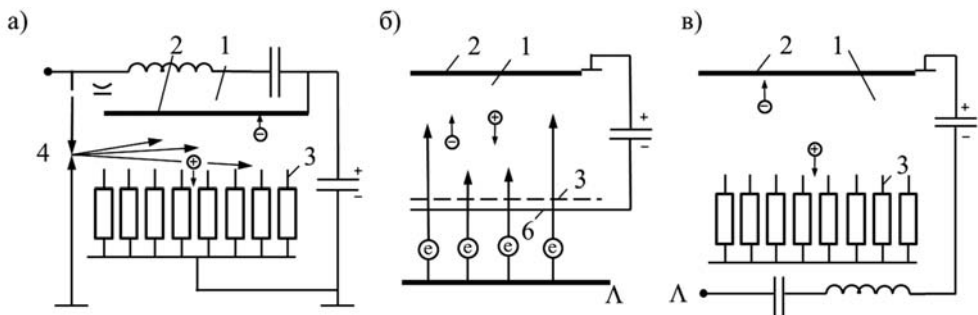


Рис. 4.12

Схемы организации несамостоятельных разрядов:

*а* — поддерживаемого фотоионизацией от искрового разрядника; *б* — поддерживаемого пучком быстрых электронов; *в* — с периодической ионизацией.

нения несамостоятельного разряда для высокоомощных молекулярных и эксимерных лазеров.

Основными способами поддержания несамостоятельного разряда являются фотоионизация, ионизация пучком электронов и ионизация вспомогательными импульсными разрядами (рис. 4.12).

Использование для ионизации газа оптического излучения основано на явлении фотоэффекта, когда энергия фотонов, взаимодействующих с частицами, оказывается достаточной для отрыва электронов с верхних уровней атомов или молекул рабочей среды. Естественно, что наиболее эффективны в этом случае высокоэнергетические кванты излучения ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов. В схеме, представленной на рисунке 4.12*а*, в качестве источника ультрафиолетового излучения используется искровой разрядник 4. Фотоны  $h\nu$ , попадая в активную среду 1, вызывают ее ионизацию, т. е. образование положительных и отрицательных частиц, которые обеспечивают электрический ток в газовом разряде между катодом 3 и анодом 2.

Наибольшее распространение получили схемы, использующие для ионизации пучок быстрых электронов (рис. 4.12*б*). Источником электронов является катод электронной пушки 5. Электроны, эмитированные катодом, ускоряются в электрическом поле высокой напряженности. Давление в камере электронной пушки не должно превышать  $10^{-5}$  Па. Между камерой электронной пушки и находящейся под давлением активной средой лазера 1 устанавливают тонкую фольгу 6, например титановую, толщиной в несколько десятков микрон, через которую могут пролетать электроны с высокой энергией, обеспечивающие ионизацию газовой смеси. Созданные этим пучком вторичные, медленные электроны дрейфуют между катодом 3 и анодом 2 разрядного промежутка и возбуждают активные частицы лазерной смеси.

Схема несамостоятельного разряда с ионизацией вспомогательным разрядом показана на рисунке 4.12*в*. Ионизация газа в такой схеме происходит при подаче на электроды газоразрядной камеры 3, 2 коротких вспомогательных импульсов высокого напряжения на фоне дежурного пониженного напряжения. Если напряжение вспомогательных импульсов достаточно для создания условий самостоятельного разряда, то после его окончания в газовой смеси

еще остаются носители заряда, обеспечивающие поддержание несамостоятельного разряда в распадающейся плазме до начала следующего импульса.

Схемы накачки с использованием несамостоятельного разряда применяются в ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазерах и эксимерных лазерах.

#### 4.2.4. НАКАЧКА ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ САМОСТОЯТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ

Наиболее распространена накачка газовых лазеров самостоятельным электрическим разрядом, поскольку при этом не требуются дополнительные системы ионизации газовой среды. Область самостоятельного разряда включает весь участок вольт-амперной характеристики, находящийся правее точки  $D$  (рис. 4.11). Возбуждение электроразрядных лазеров может происходить как при режимах, характерных для тлеющего разряда, так и в дуговом газовом разряде. Характеристики этих разрядов приведены в таблице 4.3.

Тлеющий разряд применяется для накачки непрерывных атомных и молекулярных лазеров. В тлеющем разряде He-Ne-лазера возбуждение атомов He и Ne происходит за счет прямого столкновения с электронами разряда. Отличительной чертой газовых лазеров на атомных переходах является низкий КПД процесса накачки в тлеющем разряде. Это принципиально и связано с тем, что верхний рабочий уровень атомных переходов лежит высоко над основным уровнем.

Поскольку в этих лазерах инверсия населенности создается при электронном возбуждении из основного состояния, только очень немногие (высокоэнергетические) электроны принимают участие в процессе возбуждения. Например, разность между возбужденным и основным состояниями атомов в He-Ne-лазере составляет  $\Delta\epsilon \sim 3,2 \cdot 10^{-18}$  Дж, в то время как электронная температура  $T_e$  плазмы тлеющего разряда в смеси He-Ne может достигать  $10^5$  К.

Если считать распределение электронов по скоростям в плазме газового разряда максвелловским, то относительная доля электронов, имеющих энергию большую, чем  $\Delta\epsilon$ , не превышает  $\exp[-\Delta\epsilon/(kT_e)] \leq 0,05$ . Это значит, что КПД системы накачки  $\eta_{\text{нак}}$  в этом случае не превышает 5%. Увеличить эффективность накачки He-Ne-лазера за счет плотности разрядного тока также не удастся. Мощность излучения лазера на смеси He-Ne с увеличением разрядного тока сначала растет, а при больших величинах тока начинает падать (рис. 4.13).

Таблица 4.3

Параметры разрядов

Разряд	Тлеющий	Дуговой
Рабочее напряжение, [В]	Свыше $10^3$	10–100
Плотность тока, [А/см <sup>2</sup> ]	$10^{-7}$ –0,1	$10^2$ – $10^3$
Температура ионов, $T$ [К]	$3 \cdot 10^2$	$10^4$
Температура электронов, $T$ [К]	Свыше $10^4$	$10^4$
Концентрация электронов, [м <sup>-3</sup> ]	$10^{15}$ – $10^{17}$	$10^{20}$
Относительная ионизация, [%]	$10^{-4}$ – $10^{-2}$	Свыше 1

Повышение мощности объясняется тем, что с увеличением тока растет плотность электронов в плазме и, следовательно, увеличивается число возбужденных атомов Ne. При больших плотностях тока начинает играть роль возбуждение нижних лазерных уровней атомов Ne за счет электронного возбуждения, причем скорость возбуждения этих уровней пропорциональна квадрату концентрации электронов, в то время как зависимость скорости возбуждения верхних уровней от концентрации электронов линейная.

В результате, начиная с некоторых значений разрядного тока, инверсная населенность атомов Ne снижается и мощность излучения лазера также уменьшается.

Намного более эффективным оказывается использование тлеющего разряда для накачки молекулярных лазеров, поскольку колебательные энергетические уровни расположены близко к основному состоянию. Например, в  $\text{CO}_2$ -лазере разность энергии между верхним лазерным уровнем и основным состоянием молекулы углекислого газа составляет всего  $\Delta\epsilon \sim 0,46 \cdot 10^{-19}$  Дж, т. е. гораздо меньше, чем в гелий-неоновом лазере. Поэтому КПД накачки активной среды  $\text{CO}_2$ -лазера с тлеющим разрядом весьма высок. Существует оптимальное соотношение между параметрами электрического разряда и газовой смеси, при котором КПД накачки может составлять более 90%.

Одной из наиболее серьезных проблем, возникающих при использовании самостоятельного тлеющего разряда для накачки мощных газовых лазеров, является его худшая, по сравнению с несамостоятельным разрядом, устойчивость при больших объемах активной среды. Это связано с трудностями обеспечения равномерного протекания тока через большие поверхности анода и катода. Для поддержания устойчивости разряда приходится либо снижать давление активной среды, что ухудшает удельные энергетические характеристики лазера, либо переходить к использованию «ножевых» и «штыревых» катодных элементов (см. рис. 4.14).

Такой подход позволяет работать с большими объемами активных сред при высоких давлениях (свыше  $10^4$  Па). При этом каждый катодный элемент подсоединяется к общему источнику через индивидуальное балластное сопротивление, необходимое не только для стабилизации разряда, но и для обеспечения поджигания всех отдельных разрядов и поддержания в них приблизительно равных токов.

При наличии потока газа и больших размеров разрядной камеры секционирование катода необходимо и при низких давлениях активной среды.

В ионных лазерах высоко ионизированную плазму получают в дуговом разряде с высокой плотностью тока. Так, в ионном аргоновом лазере необходимый уровень ионизации достигается применением сильноточного дугового

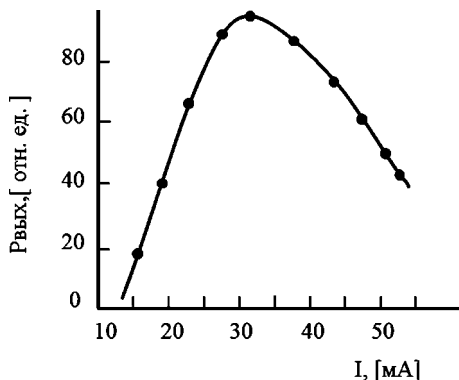


Рис. 4.13  
Зависимость выходной мощности He-Ne-лазера от тока разряда

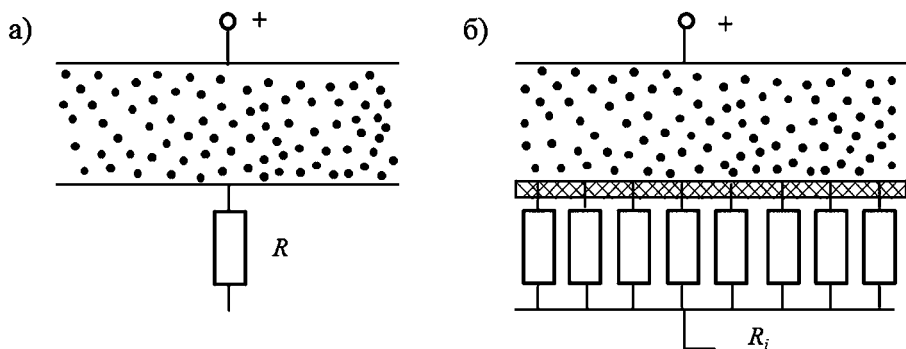


Рис. 4.14  
Создание однородного самостоятельного разряда  
при малых (а) и больших (б) объемах активной среды

разряда плотностью до  $2000 \text{ А/см}^2$  и разрядного капилляра малого диаметра. Оптимальные давления газовой среды лежат в пределах  $13\text{--}130 \text{ Па}$ . Для увеличения концентрации электронов в центре капилляра создается продольное магнитное поле, которое сжимает разряд и уменьшает взаимодействие электронов и ионов со стенками капилляра.

Для аргонового ионного лазера существует простая зависимость объемной плотности выходной мощности  $W/V$  от плотности разрядного тока  $j$ :  $W/V = 10^{-5} j^2$ . Энергетическая эффективность накачки с помощью дугового разряда сравнительно невелика (из-за рассеяния подводимой энергии в виде тепла) при высоком уровне температур в плазме дугового разряда (температура ионов в разряде  $3000 \text{ К}$ ). Для аргонового лазера КПД накачки не превышает нескольких процентов. Однако использование для электронного возбуждения мощного дугового разряда позволяет снимать с ограниченных объемов активных сред высокие мощности лазерного излучения в непрерывном режиме.

Накачка самостоятельным электрическим разрядом может обеспечить устойчивую работу в непрерывном режиме, используется в широком классе лазеров.

Диодные лазеры также имеют электрическую накачку, но совершенно другим образом, нежели газовые лазеры. Рабочие процессы в полупроводниковых и волоконных лазерах рассматриваются в отдельных разделах, поскольку неразрывно связаны с конструктивными решениями.

### 4.3. СХЕМОТЕХНИКА БЛОКОВ НАКАЧКИ

Структурная схема простейшего сетевого линейного блока накачки приведена на рисунке 4.15.

Напряжение от первичного источника проходит через входной фильтр и преобразуется трансформатором, а после выпрямления и сглаживания пульсаций подается на лазер. Главное достоинство данной схемы — простота. Еще одним положительным качеством является отсутствие помех, создаваем...

мых такими устройствами. Недостатки — сравнительно малый КПД, нестабильность тока накачки при колебаниях напряжения в сети, невозможность регулировки тока накачки.

Поскольку необходимость регулировки тока накачки возникает довольно часто, простейшую схему можно дополнить выходным регулятором тока на основе магазина сопротивлений (рис. 4.16). К выходу вторичного источника питания подключена цепочка резисторов  $R_1-R_n$ , ток через активный элемент лазера зависит от положения переключателя  $S$ .

Точное значение сопротивления в цепи накачки подбирают при первоначальной настройке прибора, а в процессе эксплуатации величина тока через активный элемент (газоразрядную трубку) остается неизменной.

Часто встречается схема регулятора с секционированными обмотками трансформатора или автотрансформатора (рис. 4.17). Первичная или вторичная обмотка сетевого трансформатора  $T$  имеет несколько отводов, переключая которые регулируют выходное напряжение, а следовательно, и ток накачки лазера. По такой схеме (с секционированной первичной обмоткой трансформатора) собран, например, блок питания лазера ЛГ-52.



Рис. 4.15  
Структурная схема простейшего блока накачки

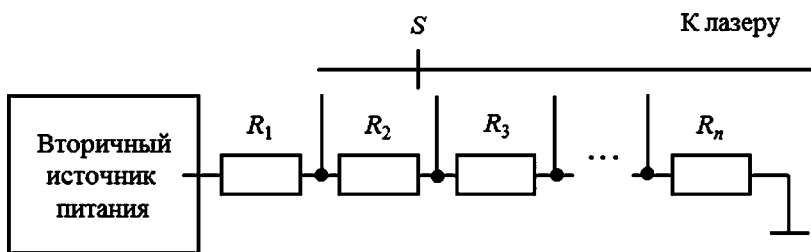


Рис. 4.16  
Ступенчатый резистивный регулятор тока накачки

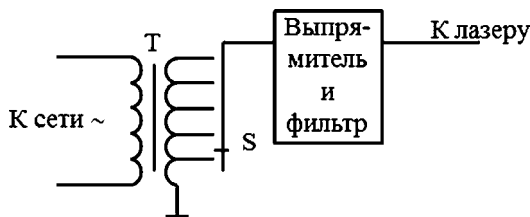


Рис. 4.17  
Ступенчатый регулятор тока накачки с секционированной обмоткой

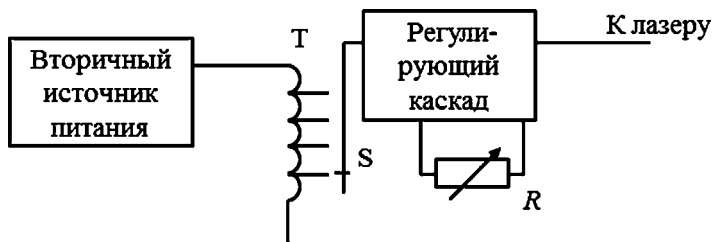


Рис. 4.18  
Комбинированная схема регулятора тока накачки

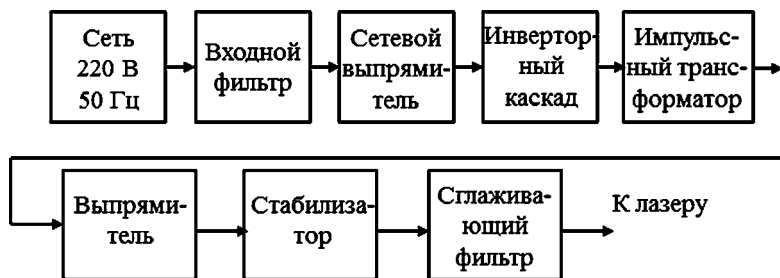


Рис. 4.19  
Структурная схема стабилизированного импульсного блока накачки

Существуют различные способы реализации плавной регулировки тока накачки. Применение потенциометров возможно только в маломощных каскадах. В качестве выходного регулятора в линейных схемах обычно используют мощный биполярный или полевой транзистор. Наиболее распространенный вариант — комбинация ступенчатого и плавного регуляторов.

В этом случае ступенчатая регулировка, как правило, осуществляется переключением отводов трансформатора или автотрансформатора, а плавная — с помощью дополнительного электронного каскада (рис. 4.18). В данном случае для контроля тока накачки необходимо предусмотреть измерительный прибор. Подобная схема реализована, например, в блоке накачки лазера ЛГН-105.

Основные недостатки линейных схем — сравнительно низкий КПД и низкие массогабаритные характеристики. Лучшими свойствами обладают современные импульсные схемы (рис. 4.19).

Главная идея импульсного блока питания — повышение частоты напряжения, подлежащего преобразованию. Высокочастотные импульсные трансформаторы имеют высокий КПД и отличаются малыми габаритами. В результате технические характеристики блока в целом оказываются лучше.

Напряжение промышленной частоты 50 Гц проходит через входной фильтр, предотвращающий распространение высокочастотных помех в сеть, далее выпрямляется и подается на инверторный каскад, нагрузкой которого служит импульсный трансформатор. Инвертор преобразует постоянное на-



пряжение в переменное повышенной частоты (сотни и тысячи герц), с выхода трансформатора снимают напряжение требуемой величины. Выходное напряжение снова выпрямляется, поступает на стабилизатор и далее через сглаживающий фильтр подается на активный элемент лазера.

В блоках накачки лазеров широко применяются также импульсные стабилизаторы и регуляторы. Их действие основано на методе широтно-импульсной модуляции (ШИМ), принцип которого иллюстрирует рисунок 4.20. Регулировка осуществляется изменением скважности  $q = T / t_{и}$  импульсной последовательности. При увеличении скважности средняя мощность падает, при уменьшении — возрастает. Меняя скважность подачей управляющего сигнала, можно менять среднюю мощность, а следовательно, осуществлять регулировку или стабилизацию тока или напряжения на активном элементе лазера.

Структурная схема импульсного ШИМ-регулятора приведена на рисунке 4.21. Напряжение от вторичного источника питания (ВИП) подается на импульсный инвертор, преобразуется в последовательность прямоугольных импульсов и поступает на широтно-импульсный модулятор (иногда эти блоки совмещены). Сигнал управления, вырабатываемый специальным блоком, меняет скважность импульсной последовательности (обычно за счет вариации длительности импульсов при постоянном периоде следования). Вследствие этого меняется постоянная составляющая напряжения на выходе ШИМ-модулятора.

Далее импульсное напряжение проходит через выпрямитель и низкочастотный фильтр, в результате уровень постоянного напряжения на выходе схемы пропорционально изменяется.

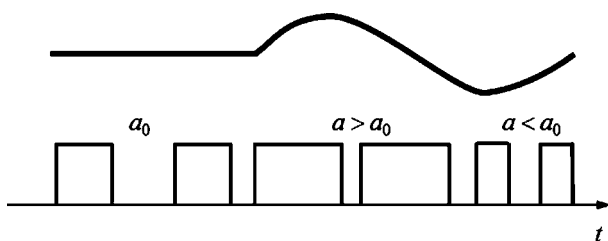


Рис. 4.20  
Принцип ШИМ

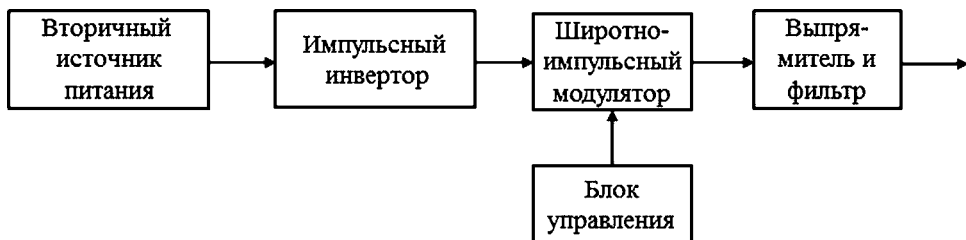


Рис. 4.21  
Схема ШИМ-регулятора

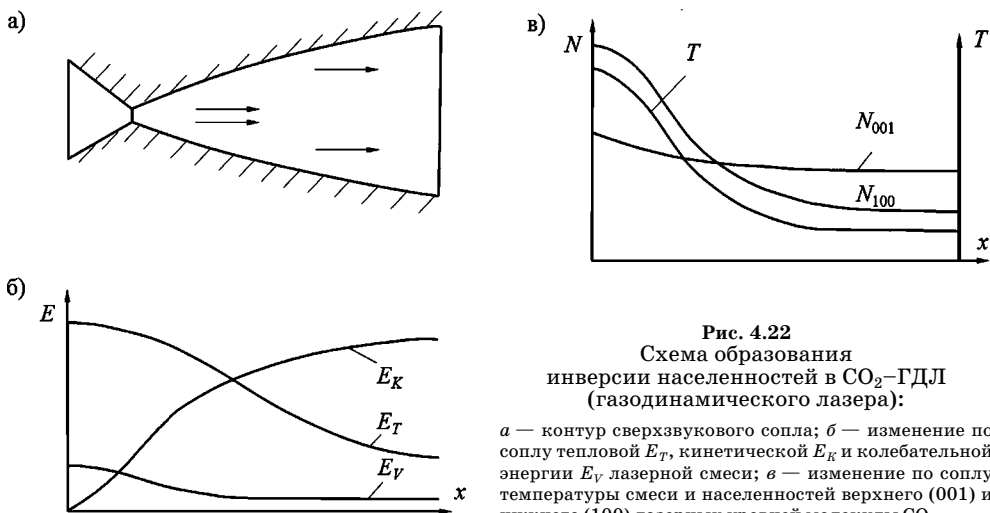
## 4.4. ДРУГИЕ ВИДЫ НАКАЧКИ

### 4.4.1. ТЕПЛОВАЯ НАКАЧКА В ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРАХ

Характерная особенность молекул азота  $N_2$  — длительное время сохранять колебательное возбуждение, находясь на метастабильном уровне  $v = 1$ , была замечена в газодинамических экспериментах задолго до создания лазеров. При расширении горячего азота или воздуха в не очень больших сверхзвуковых соплах Лавала в кинетическую энергию направленного поступательного движения газа удается перевести несколько меньшее количество тепловой энергии нагретого газа, чем это следует из равновесного расчета течения газов в соплах.

Это объясняется тем, что часть полной энергии нагретого газа, которая была сосредоточена во внутримолекулярных колебаниях  $N_2$ , недостаточно быстро приходит в соответствие с поступательной температурой охлаждающегося при расширении газа (рис. 4.22).

Инверсная населенность образуется непосредственно за критическим сечением сопла и может сохраняться достаточно долго за его срезом, чтобы обеспечить вывод излучения. Эффективность тепловой накачки определяется в основном двумя факторами: долей колебательной, энергии в полной энергии нагретого газа и отношением колебательной энергии газа на выходе из сопла к количеству колебательной энергии запасенной на входе в сопло. КПД газодинамических лазеров сравнительно невысок ( $< 10\%$ ), и интерес к ним в свое время был вызван возможностью современных технологий создавать большие потоки нагретых газов, подходящих по составу для реализации эффекта тепловой накачки.



**Рис. 4.22**  
Схема образования  
инверсии населенностей в  $CO_2$ -ГДЛ  
(газодинамического лазера):

$a$  — контур сверхзвукового сопла;  $б$  — изменение по соплу тепловой  $E_T$ , кинетической  $E_K$  и колебательной энергии  $E_V$  лазерной смеси;  $в$  — изменение по соплу температуры смеси и населенностей верхнего (001) и нижнего (100) лазерных уровней молекулы  $CO_2$ .

#### 4.4.2. ХИМИЧЕСКАЯ НАКАЧКА

Под химической накачкой понимается такой способ возбуждения активной среды лазера, при котором необходимая для этого энергия получается за счет неравновесного распределения химической энергии среди продуктов реакции непосредственно в системе накачки (реакторе).

Интерес к химическим лазерам связан прежде всего с тем, что в ходе химических реакций может выделяться значительное количество энергии ( $> 10^6$  Дж/кг), существенная доля которой может пойти на возбуждение. Критериями при выборе химической системы служат распределение энергии в молекулах, возникающих в результате химической реакции, и релаксационные процессы.

Число образующихся возбужденных молекул должно превышать количество молекул в низших энергетических состояниях (возможность создания инверсной населенности). Время жизни частиц в возбужденном состоянии не должно быть слишком малым.

Самыми подходящими для создания активных сред являются реакции окисления и горения, в ходе которых выделяется большое количество энергии. Наиболее часто в химических лазерах используются реакции ассоциативного или диссоциативного типа.

Реакция ассоциативного типа описывается уравнением типа:  $A + B \rightarrow AB$ . В экзотермической реакции часть теплоты реакции переходит в энергию колебательно-вращательного или электронного возбуждения молекулы  $AB$ . Наиболее интересными примерами такого лазера являются  $HF$ - и  $DF$ -лазеры.

Реакция диссоциативного типа имеет вид:  $ABC \rightarrow A + BC$ . Если эта реакция экзотермическая, то часть тепла может выделиться в виде электронной энергии атомов  $A$  или в виде внутренней энергии молекулы  $BC$ . Примером данного типа лазеров служат фотохимические или фотодиссоционные лазеры, излучающей частицей в которых является атомарный йод в электронно-возбужденном состоянии, образующийся в ходе диссоциации перфторпилюридов ( $(CF_3)_2AsJ$ ,  $C_3F_7J$  и др.) под действием импульсных источников УФ-излучения. Лазерный переход возбужденного атома соответствует длине волны  $\lambda = 1,315$  мкм.

Атомарный йод в электронно возбужденном состоянии может быть получен и другим путем: в реакции молекулярного хлора с щелочным раствором перекиси водорода образуется молекулярный кислород, возбужденный до долгоживущего синглетного состояния, а он, в свою очередь, передает возбуждение атомарному йоду (так работает химический кислородно-йодный лазер).

#### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 4

1. Обычно используемые способы накачки включают оптическую и электрическую накачку. Другие способы — использование продуктов химических реакций и воздействие электронными пучками.

2. Наиболее распространены две основные оптические схемы накачки: поперечная, когда направление возбуждающего излучения перпендикулярно направлению излучения накачиваемой активной среды, и продольная, когда оба эти направления совпадают.

3. Эффективность возбуждения активной среды при широкополосной оптической накачке импульсными и дуговыми лампами невелика из-за неполного совпадения спектров излучения ламп и поглощения активной средой.

4. Высокая эффективность лазеров с накачкой лазерными диодами определяется хорошим спектральным согласованием излучения лазерных диодов с полосами поглощения излучающих частиц активной среды. Так, диодная накачка твердотельных лазеров достигает эффективности, которая в 25–30 раз выше, чем накачка импульсной лампой.

5. Накачка диодными лазерами имеет дополнительные преимущества, связанные с меньшей тепловой нагрузкой на активную среду, что позволяет улучшить оптическое качество излучения лазера из-за меньших тепловых деформаций.

6. Наиболее эффективно частицы в газовых средах возбуждаются в результате взаимодействия нейтральных атомов или молекул с заряженными частицами или взаимодействия между заряженными частицами.

7. Так как масса электронов много меньше массы ионов, то их подвижность должна быть много больше, так что ток в квазинейтральной плазме переносится в основном электронами.

8. При изучении электрического разряда в газах часто ограничиваются анализом связи между напряжением на разрядном промежутке и током через этот промежуток. Такой подход к описанию электрического разряда в газе получил название метода вольт-амперных характеристик (ВАХ).

9. В газовых лазерах для возбуждения активной среды могут использоваться как несамостоятельный, так и самостоятельный электрический разряд.

10. Использование несамостоятельного разряда для накачки активной среды лазеров позволяет работать в области возрастающей вольт-амперной характеристики, т. е. повышенной устойчивости разряда, и отказываться от использования балластных сопротивлений.

11. Наиболее распространена накачка газовых лазеров самостоятельным электрическим разрядом, поскольку при этом не требуются дополнительные системы ионизации газовой среды. Накачка самостоятельным электрическим разрядом обеспечивает устойчивую работу в непрерывном режиме и используется в широком классе лазеров.

12. Эффективность тепловой накачки определяется в основном двумя факторами: долей колебательной энергии в полной энергии нагретого газа и отношением колебательной энергии газа на выходе из сопла к количеству колебательной энергии, запасенной на входе в сопло.

13. Химической накачкой называется такой способ возбуждения активной среды лазера, при котором необходимая энергия получается за счет неравновесного распределения химической энергии среди продуктов реакции непосредственно в процессе реакции.

#### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 4

1. Определите, при какой температуре тела длина волны  $\lambda_{\max}$ , на которую приходится максимум теплового излучения, достигнет ближней инфракрасной области, а именно 1000 нм.

2. Газоразрядные лампы используются в качестве некогерентных источников оптической накачки твердотельных лазеров. Определите диапазон рабочих температур этих ламп, обеспечивающих  $\lambda_{\max}$  от 800 до 1000 нм.

3. Полупроводниковая матрица лазерных диодов, используемая для накачки твердотельных лазеров, имеет излучающую площадку  $10 \times 40$  мм<sup>2</sup>. Плотность мощности ее непрерывного излучения 500 Вт/см<sup>2</sup>. Определите КПД диодной матрицы накачки, если она потребляет 5 кВт электроэнергии.

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 4

1. Чем определяется выбор способа накачки активной среды лазера?
2. Какие лампы используются для накачки твердотельных лазеров?
3. Когда предпочтительнее использовать для накачки дуговые лампы?
4. Какие оптические схемы накачки используются в твердотельных лазерах?
5. В чем заключаются преимущества диодной накачки твердотельных лазеров?
6. Чем определяются оптические схемы диодной накачки?
7. Назовите основные элементарные физические процессы, имеющие место при столкновениях заряженных и нейтральных частиц в плазме.
8. Как переносится электрический ток в квазинейтральной плазме?
9. Что такое вольт-амперная характеристика (ВАХ)?
10. В чем отличие самостоятельного и несамостоятельного разрядов в газе?
11. Какие виды разрядов используются для накачки лазеров? В чем их достоинства и недостатки?
12. Назовите основные компоненты электрической системы накачки.
13. В каком типе лазеров используется тепловая накачка активной среды?
14. Какая накачка называется химической?
15. В чем преимущества химической накачки активных сред лазеров?
16. Назовите наиболее известные лазеры с химической накачкой.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 4

1. *Тарасов, Л. В.* Физика лазера. — М. : Ленанд, 2014. — 439 с.
2. *Кочин, Л. Б.* Электронные компоненты лазерной техники : учеб. пособие / Л. Б. Кочин, В. А. Борейшо. — СПб. : БГТУ «Военмех», 2015.
3. *Башкин, А. С.* Химические лазеры / А. С. Башкин [и др.]. — М. : Наука, 1982. — 400 с.
4. *Хомич, В. Ю.* Основы создания систем электроразрядного возбуждения мощных CO<sub>2</sub>-, N<sub>2</sub>- и F<sub>2</sub>-лазеров / В. Ю. Хомич, В. А. Ямщиков. — М. : Физматлит, 2014.
5. *Борейшо, А. С.* Устройство и действие лазеров. — СПб. : Механический ин-т, 1992.
6. *Айхлер, Ю.* Лазеры: исполнение, управление, применение. — М. : Техносфера, 2008.
7. *Ярив, А.* Введение в оптическую электронику. — М. : Высш. шк., 1983.
8. *Maini, A. K.* Lasers and optoelectronics: fundamentals, devices and applications. — India : John Wiley and Sons Ltd, 2013.
9. *Milonni, P. W.* Laser physics / P. W. Milonni, J. H. Eberly. — Canada : John Wiley and Sons Inc., 2010.



ЧАСТЬ ВТОРАЯ  
ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

**В**о второй части книги в главах 5–8 подробно описывается устройство и действие лазеров различных типов: газовых, твердотельных, волоконных, полупроводниковых и некоторых других.



---

## ГЛАВА ПЯТАЯ

# ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Особенностью энергетического спектра газообразных активных сред является его весьма точное соответствие энергетическим уровням отдельных атомов и молекул. Это свойство разреженных, как правило, газов позволяет заранее предсказать возможные схемы энергетических переходов в различных лазерах. Достоинство газа как рабочего тела лазеров — высокая оптическая однородность. Самым существенным недостатком газообразных активных сред можно считать значительно меньшую, чем у твердых тел, плотность и, как следствие, меньшие удельные (объемные) энергетические характеристики.

На сегодняшний день газовые лазеры покрывают весь спектральный диапазон излучения: от дальнего УФ до дальнего ИК и субмиллиметрового. Они обладают высокими энергетическими характеристиками: мощность непрерывного режима — до сотен киловатт, энергия в импульсном режиме — десятки джоулей, а пиковая мощность — десятки тераватт. Поэтому газовые лазеры широко используются в лазерной технике: это и технологическое оборудование (резка, сварка), измерительное, медицинское оборудование, а также системы специального назначения.

Параметры длины волны генерации и источника накачки для наиболее распространенных газовых лазеров приведены в таблице 5.1.

Как видно из таблицы 5.1, подавляющее большинство активных сред газовых лазеров возбуждаются электрическим разрядом. Накачка создается либо путем пропускания электрического тока по длине трубки в случае продольной накачки (см. рис. 5.1а), или перпендикулярно длинной стороне лазерного объема при поперечном возбуждении (рис. 5.1б).

Первый способ используется в относительно маломощных лазерах, в то время как поперечная накачка используется в мощных газовых лазерах с большими объемами активной среды.

Таблица 5.1

## Некоторые виды газовых лазеров

Тип лазера	Длина волны	Источник накачки
He-Ne-лазер	632,8 нм (543,5 нм, 593,9 нм, 611,8 нм, 1,1523 мкм, 1,52 мкм, 3,3913 мкм)	Электрический разряд
He-Xe-лазер	3,507 мкм	Электрический разряд
Xe-лазер	2,026 мкм	Электрический разряд
N <sub>2</sub> -лазер	337,1 нм	Электрический разряд
Ar-ионный лазер	488,0 нм, 514,5 нм, (351,0 нм, 465,8 нм, 472,7 нм, 528,7 нм)	Электрический разряд
Kr-ионный лазер	416 нм, 530,9 нм, 568,2 нм, 647,1 нм, 676,4 нм, 752,5 нм, 799,3 нм	Электрический разряд
Ne-ионный лазер	235,8 нм, 332,4 нм, 337,8 нм	Электрический разряд
Xe-ионный лазер	Множество спектральных линий по всему видимому спектру и частично в УФ- и ИК-областях	Электрический разряд
Лазер на парах меди	510,6 нм, 578,2 нм	Электрический разряд
Лазер на парах золота	627 нм	Электрический разряд
He-Cd-лазер на парах металлов	440 нм, 325 нм	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия
He-Hg-лазер на парах металлов	567 нм, 615 нм	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия
He-Se-лазер на парах металлов	До 24 спектральных полос от красного до УФ	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия
Лазеры на парах щелочных металлов	Cs (894,3 нм), Rb (794,8 нм), K (770,1 нм), Na (589,8 нм), Li (670,1 нм)	Оптическая накачка диодными лазерами
CO <sub>2</sub> -лазер	9,4–11,2 мкм (10,6 мкм — основная)	Поперечный (большие мощности) или продольный (малые мощности) электрический разряд
CO-лазер	2,6–4 мкм, 4,8–8,3 мкм	Электрический разряд
Газодинамические лазеры	9,4–11,2 мкм (CO <sub>2</sub> ); 2,6–4 мкм, 4,8–8,3 мкм (CO)	Тепловая накачка при охлаждении газа в сопле Лавала
Химический HF(DF)-лазер	2,6–3 мкм (HF), 3,5–5 мкм (DF)	Химическая накачка
Кислородно-йодный химический лазер	1,315 мкм	Химическая накачка
Экимерные лазеры	126,1 нм (Ar <sub>2</sub> ), 193,3 нм (ArF), 248,4 нм (KrF), 308,0 нм (XeCl)	Электрический разряд

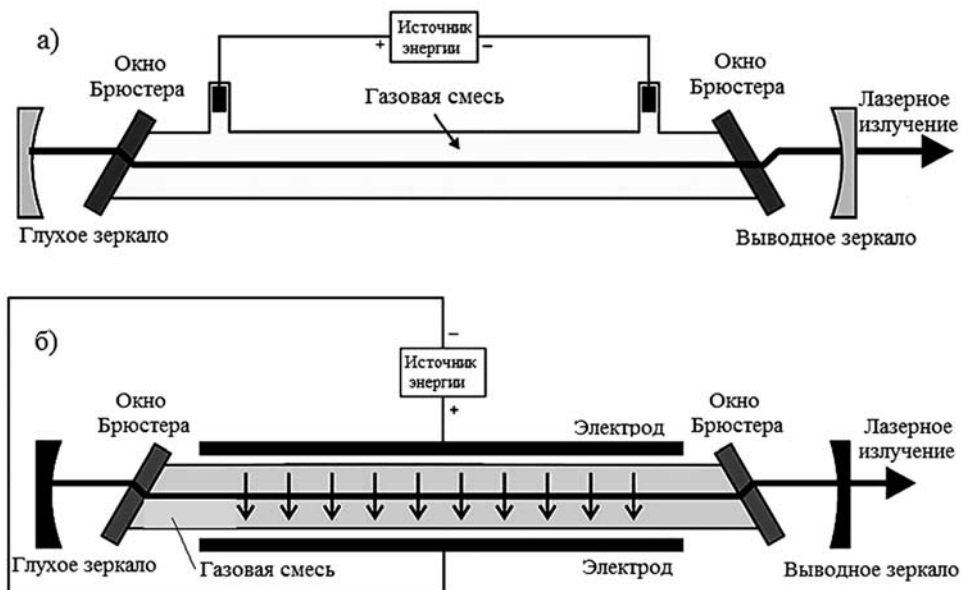


Рис. 5.1  
 Конструктивные схемы газоразрядных лазеров:  
 а — с продольной накачкой; б — с поперечной накачкой.

### 5.1. ЛАЗЕРЫ НА СМЕСЯХ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ

Смеси нейтральных атомов являются наиболее распространенной газовой лазерной средой. Инверсную населенность в них получают, как правило, между двумя достаточно высоко расположенными электронными уровнями. Наиболее известной активной средой из нейтральных атомов является смесь неона с гелием, на основе которой был создан в 1961 г. А. Джаваном в США первый газовый лазер. Не-Не-лазеры долгое время были одними из самых распространенных лазерных приборов.

Излучающими частицами в таком лазере являются атомы Ne, которые имеют большое число метастабильных энергетических уровней. Однако именно это оказывается одной из причин, по которой в Ne трудно обеспечить возбуждение какого-либо одного избранного энергетического состояния, чтобы возникла инверсная населенность относительно нижних уровней при помощи энергии накачки, подводимой извне.

Удачным решением этой проблемы, достаточно широко применяемым в лазерах, стало использование донорного газа, который эффективно возбуждается с помощью внешних источников энергии и в то же время сам не может избавиться от запасенной энергии, а передает ее атомам Ne. В рассматриваемом случае такую роль исполняет He. Смесь He с Ne является прекрасной активной средой. На рисунке 5.2 представлена схема энергетических уровней атомов обоих газов.



Рис. 5.2

Схема энергетических переходов в He–Ne-лазере

Энергии двух возбужденных метастабильных уровней  $E_{1\text{He}}$  и  $E_{2\text{He}}$  атомов He точно совпадают с энергиями уровней  $E_{1\text{Ne}}$  и  $E_{2\text{Ne}}$  у атомов Ne. Поэтому при столкновениях возбужденных атомов He с невозбужденными Ne возможна резонансная передача возбуждения, в результате которой атомы Ne окажутся в возбужденных состояниях  $E_{1\text{Ne}}$  или  $E_{2\text{Ne}}$ , а атомы He в основном.

Если правильно подобрать давления Ne и He в смеси, то можно добиться заселенности одного или обоих уровней  $E_{1\text{Ne}}$  и  $E_{2\text{Ne}}$  атомов Ne, значительно превышающей населенность этих уровней в чистом Ne, и получить инверсии населенностей между уровнями  $E_{1\text{Ne}}$ ,  $E_{2\text{Ne}}$  и  $E_{3\text{Ne}}$ ,  $E_{4\text{Ne}}$ .

Таким образом, в системе He–Ne остается лишь обеспечить эффективный способ возбуждения (накачки) атомов He и рассеяния нижних лазерных уровней  $E_{3\text{Ne}}$  и  $E_{4\text{Ne}}$  атомов Ne.

Наиболее распространенным способом возбуждения активных частиц в газовых лазерах является использование электрического разряда в газе (см. раздел 4.2). Это объясняется высокой эффективностью взаимодействия потока электронов при столкновении с атомами и молекулами, а также возможностью легко управлять этими процессами. В частности, таким образом осуществляется накачка в лазерах на нейтральных атомах.

Поддержанию инверсной населенности в смеси He–Ne может существенно мешать наличие метастабильного уровня  $E_{5\text{Ne}}$  у атомов Ne с большим временем жизни частиц. Расселение уровня  $E_{5\text{Ne}}$  происходит при столкновениях атома Ne со стенками разрядной камеры.

Вместе с условием эффективной накачки газовым разрядом условие столкновительного расселения уровня  $E_{5\text{Ne}}$  определяет требования к разрядной камере, которая для He–Ne-лазеров выполняется в виде стеклянной трубки с диаметром менее 5 мм, длиной от 100 мм до 1 м и более. В трубке содержится газовая смесь He–Ne с отношением парциальных давлений  $p_{\text{He}}/p_{\text{Ne}} \approx 3\text{--}7$  и полным давлением 0,1–3,0 кПа.

Как видно из схемы энергетических уровней, He–Ne-лазер может генерировать лазерное излучение нескольких длин волн. Выбор какой-либо из них зависит от условий, необходимых для генерации. Первый лазер, созданный под руководством А. Джавана, испускал инфракрасное излучение с  $\lambda = 1,153$  мкм. Наиболее сильный лазерный эффект можно получить для длины волны  $\lambda = 3,3913$  мкм. Видимый свет с длиной волны  $\lambda = 0,6328$  мкм генерируется с меньшей эффективностью, но именно эта возможность определяет широчайшее распространение He–Ne-лазеров, которые, несмотря на малую выходную мощность (10–100 мВт), долгое время оставались одними из самых популярных источников когерентного излучения.

На рисунке 5.3 приведена типичная конструктивная схема гелий-неонового лазера.

Зеркала резонатора He–Ne-лазера могут как непосредственно вклеиваться в стенку стеклянной колбы (как глухое зеркало), так и располагаться вовне ее за окном Брюстера (выводное зеркало). В последнем случае решение более сложно конструктивно, но обеспечивает лучшую защиту поверхности зеркала, а также дает возможность оперативно менять зеркала для генерации лазера на разных длинах волн (рис. 5.2). Применение окон Брюстера обеспечивает также направленную поляризацию лазерного излучения.

К качеству покрытий зеркал предъявляются высокие требования, а пропускание выводного зеркала обычно не превышает нескольких процентов.

Активная среда, возбуждаемая электрическим разрядом, находится в трубке небольшого диаметра (1,5–3 мм) внутри колбы с запасом гелий-неоновой смеси, что обеспечивает эффективную накачку и дезактивацию нижнего лазерного уровня при столкновениях атомов неона стеками трубки. Давление газа внутри колбы составляет 2–3 торр.

На иллюстрации 3 (см. цв. вкл.) приведено фото He–Ne-лазера с блоком питания.

Среди возможных активных сред из двухкомпонентных смесей нейтральных атомов следует упомянуть и гелий-ксеноновые смеси, на которых работают соответствующие лазеры. В них He так же является донором, который резонансно передает энергию излучающему атому.

Генерация может быть получена и в чистых инертных газах (Xe, Kr, Ar, Ne) без примесей. Специальным подбором давления газа, размера трубки и режима газового разряда удается создать инверсию населенностей и без резонансной передачи возбуждения от донорных частиц.

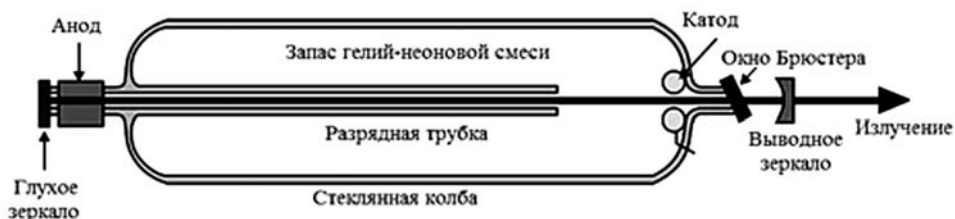


Рис. 5.3  
Конструктивная схема He–Ne-лазера

## 5.2. ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ

С точки зрения практического использования большой интерес в качестве рабочих сред лазеров представляют ионизированные газы. В настоящее время получена генерация между уровнями ионов более 30 химических элементов. В таких активных средах лазерные переходы происходят между уровнями ионизированных атомов, причем степень ионизации может быть очень большой, например ультрафиолетовый импульсный лазер на длине волны 0,2358 мкм работает на трехкратно ионизированных атомах  $\text{Ne}^{3+}$ .

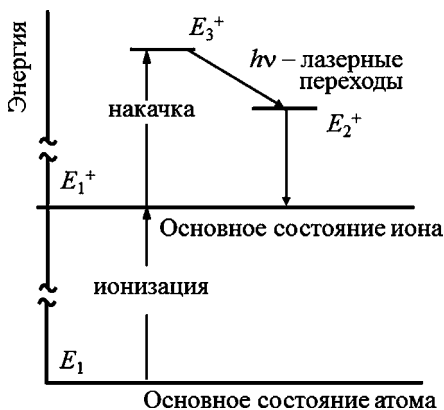


Рис. 5.4  
Упрощенная схема энергетических уровней ионизированных лазерных сред

Инверсия населенностей уровней в ионных лазерах осуществляется между двумя возбужденными уровнями  $E_3^+$  и  $E_2^+$  ионов (рис. 5.4).

Нижний лазерный уровень  $E_2^+$  обладает очень коротким временем жизни относительно основного состояния иона, что приводит к его быстрому опустошению. С другой стороны, уровень  $E_3^+$  с большим временем жизни сильно заселяется ионами при их соударениях с быстрыми электронами в разряде за счет переходов ионов из основного состояния, а также за счет последовательных переходов возбужденных до более высоких энергетических уровней ионов на метастабильный верхний лазерный уровень  $E_3^+$ . Оба эти фактора обеспечивают создание

инверсии населенностей в ионизированной активной среде.

Прежде чем возбуждать ионные уровни, необходимо ионизировать нейтральные атомы, что происходит в электрическом разряде в газе, который зажигается при пропускании через смесь очень больших токов. Квантовый КПД ионных лазеров невелик и для аргонового лазера составляет около 7%, что в первую очередь объясняется большими затратами энергии на ионизацию.

Однако лазерные переходы в этом случае происходят между внутренними энергетическими уровнями атомов, поэтому спектр излучения таких лазеров находится в видимом и УФ-диапазоне.

Наибольшее распространение среди ионных лазеров получил аргоновый, использующий переходы между электронными состояниями иона  $\text{Ar}^+$ .

Особенности конструкции аргонового лазера обусловлены тем, что для его работы требуется пропускать через газ ток большой плотности (до нескольких тысяч ампер на квадратный сантиметр), так как сначала нужно ионизировать нейтральные атомы аргона. Поэтому необходимо предусмотреть эффективную систему теплоотвода от газоразрядной трубки (рис. 5.5).

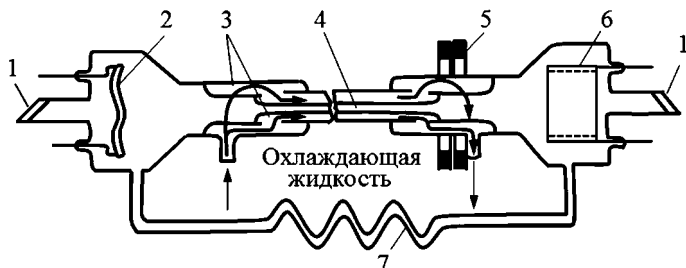


Рис. 5.5  
Конструктивная схема аргонового ионного лазера

Газовый разряд создают в тонком (диаметром 5 мм) капилляре 4, охлаждаемом жидкостью. Рабочее давление газа — десятки паскалей. Для увеличения концентрации электронов в центре капилляра в разрядном пространстве с помощью магнитов 5 создается магнитное поле, которое сжимает разряд и не дает ему касаться стенок. Катод 2 эмитирует электроны, которые под действием электрического поля, приложенного между катодом 2 и анодом 6, движутся по капилляру к аноду. При этом газ в капилляре тоже начинает перемещаться от катода к аноду, что может привести к гашению разряда, так как у анода давление значительно повышается. Для выравнивания давления по длине капилляра катодную и анодную полости газоразрядной трубки соединяют обводной газовой трубкой 7, обеспечивающей свободную циркуляцию газа.

В первых ионных лазерах использовались кварцевые капилляры, срок службы которых не превышал 100 ч. В более поздних конструкциях применялись металлокерамические капилляры. Перспективными являются капилляры на основе окисей бериллия, работающие около 1000 ч.

Блок питания ионного лазера представляет собой мощный (около 10 кВт) выпрямитель, выходное напряжение которого составляет 200–400 В. На иллюстрации 4 (см. цв. вкл.) фотография аргонового лазера с мощностью непрерывного излучения 20–40 Вт.

### 5.3. ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Активные среды лазеров на парах металлов состоят как из нейтральных атомов, так и из ионизированных смесей. Одной из наиболее важных особенностей, позволяющей выделить такие смеси в отдельную группу, следует считать то, что при обычных условиях все металлы не являются газами, и для обеспечения необходимой для работы лазера концентрации атомов в активной среде нужно принимать специальные меры, которые, как правило, заключаются в ее нагреве. Например, температура активной среды может составлять 1100 К для смесей на основе бария и около 1900 К для смесей с парами меди. Это вынуждает использовать специальные системы подготовки рабочего тела.

Повышение температуры создает не только технические, но и более принципиальные трудности, поскольку при высокой температуре могут заметно

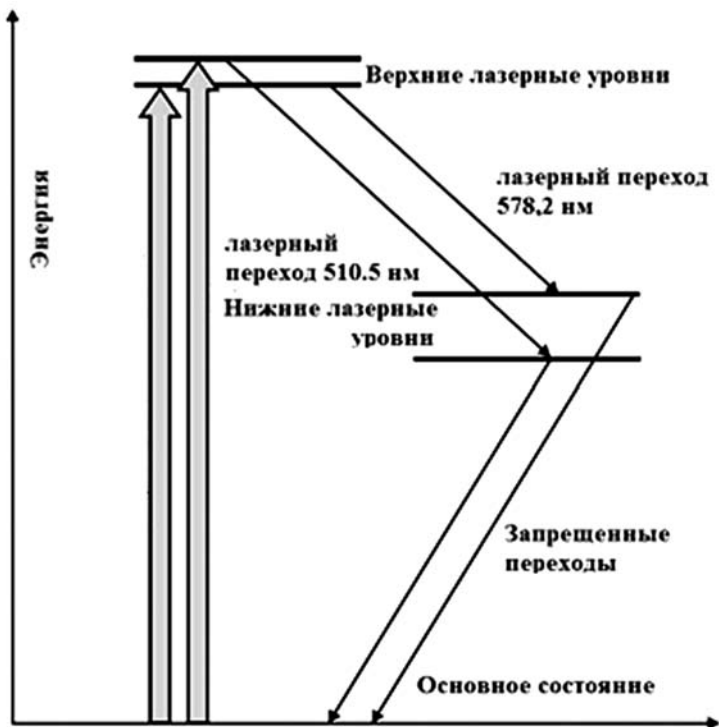


Рис. 5.6  
Энергетическая схема лазера на парах меди

заселяться нижние рабочие уровни. Особенно это опасно для сред, в которых нижний рабочий уровень лежит невысоко над основным состоянием, что характерно для наиболее эффективных с точки зрения энергетики активных частиц.

Наиболее интересны две группы активных сред с парами металлов — среды, в которых происходят переходы с резонансных на метастабильные уровни (самоограниченные переходы), и среды с взаимодействием нейтральных атомов и атомарных ионов.

Среди лазеров на самоограниченных переходах наилучшие результаты получены на смесях паров меди в гелии. Возбужденному состоянию меди (рис. 5.6) соответствуют два близко лежащих резонансных уровня  $E_3$ , которые эффективно возбуждаются электронами в разряде.

Излучательные лазерные переходы осуществляются на нижние метастабильные уровни  $E_2$ , при этом длины волн  $\lambda_1 = 0,578$  мкм и  $\lambda_2 = 0,511$  мкм соответствуют желтой и зеленой областям видимой части спектра. Эти линии создаются одновременно, причем их интенсивность зависит от температуры. При оптимальной температуре относительная интенсивность зеленой линии составляет около  $2/3$  всего излучения.

Самоограниченными эти переходы называют из-за того, что их длительность ограничена свойствами самого перехода. Естественно, что генерация



лазера на таких активных средах может быть только импульсной. Характерные частоты повторения импульсов могут достигать 20 кГц при длительности импульса до  $10^{-8}$  с. Напряжение составляют несколько десятков киловатт. Для быстрого включения (в единицах наносекунд) используются тиратроны. Максимальные токи находятся в диапазоне 1000 А.

Типовая конструкция лазера на парах металла показана на рисунке 5.7.

На концах термоизолированной керамической трубки находятся два электрода, между которыми горит импульсный разряд. Выделяющегося при этом тепла достаточно для нагрева газоразрядной трубки, в результате чего происходит испарение металлического наполнителя. Для Cu-лазера (лазер на парах меди) рабочая температура составляет  $1500^{\circ}\text{C}$ , для Au-лазера (лазер на парах золота) —  $1600^{\circ}\text{C}$ . В целях улучшения качества разряда примешивается неон как буферный газ с давлением около 3000 Па. Металл конденсируется в холодных местах, и металлический наполнитель приходится добавлять примерно через каждые 300 рабочих часов. Лазерные трубки обычно имеют длину 1 м и диаметр от 1 до 8 см.

Электрическая мощность сетевых блоков питания лазеров на парах металлов достигает 10 кВт. Охлаждение лазеров производится с помощью воды, однако в случае лазеров мощностью до 10 Вт охлаждать их можно воздухом. Срок службы лазерных трубок составляет от 1000 до 3000 ч. На иллюстрации 5 (см. цв. вкл.) приведен излучатель лазера на парах меди «Кулон-15-М» мощностью излучения 15 Вт производства НПП ВЭЛИТ.

Кроме меди, генерация получена на парах бария, свинца, золота и др.

Принцип работы гелий-кадмиевого лазера имеет много общего с работой гелий-неонового лазера. Донором в гелий-кадмиевой активной среде является не нейтральный атом He, а ион  $\text{He}^+$ , который передает возбуждение излучающему атому Cd в процессе перезарядки  $\text{Cd} + \text{He}^+ \rightarrow \text{Cd}^{++} + \text{He}$ . Возбуждение атому Cd может передаваться также от находящегося в метастабильном состоянии атома  $\text{He}^*$ , в результате образуется возбужденный ион  $\text{Cd}^{++}$  (реакция Пеннинга):  $\text{Cd} + \text{He}^* \rightarrow \text{Cd}^{++} + \text{He} + e$ . Наибольший интерес представляет

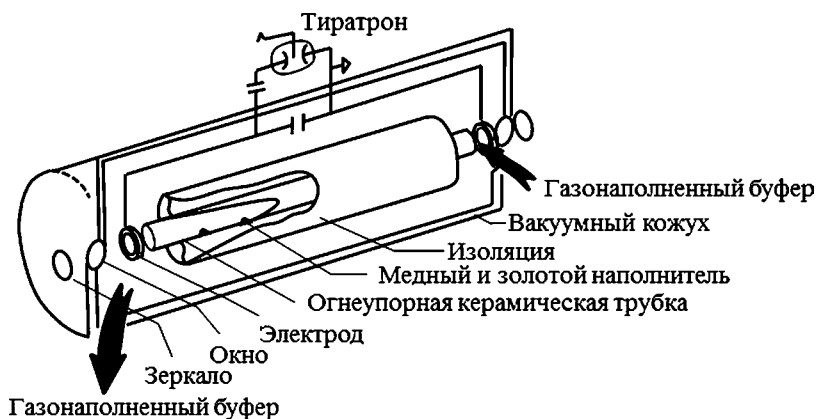


Рис. 5.7  
Конструктивная схема лазера на парах металла

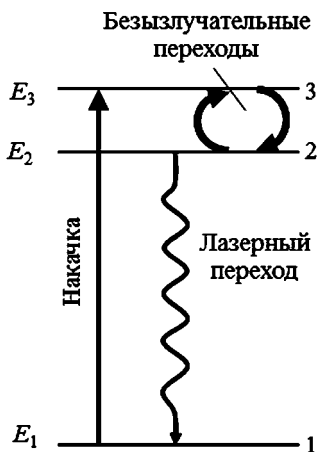


Рис. 5.8  
Схема рабочих уровней  
и переходов в атомах  
щелочных металлов  
с оптической накачкой

последний процесс, поскольку он лежит в основе получения непрерывной генерации с длиной волны  $\lambda = 0,4416$  мкм в фиолетовой области. На основе смесей He–Cd, He–Se, He–Zn созданы лазеры видимого и ультрафиолетового диапазона, близкие по техническим характеристикам к He–Ne-лазеру.

В настоящее время возник серьезный интерес к возможностям лазеров на парах щелочных металлов с накачкой лазерными диодами. Использование диодной накачки позволяет с высокой эффективностью (КПД  $\sim 40\text{--}70\%$ ) преобразовывать низковольтную электрическую энергию в энергию узкополосного излучения накачки. Высокая квантовая эффективность атомарных переходов щелочных металлов  $\eta_{\text{квант}} = 95\%$  для цезия и  $98\%$  для рубидия в сочетании с возможностью управления шириной линии и коэффициентом поглощения паров металла путем изменения давления и температуры среды позволяет эффективно преобразовать излучение накачки в лазерное излучение. Таким образом, общий КПД лазера на парах металла  $\eta_{\Sigma}$  может достигать  $\sim 20\text{--}40\%$ .

Схема рабочих уровней и переходов в атомах щелочных металлов с оптической накачкой приведена на рисунке 5.8. Прямой стрелкой обозначен переход под действием накачки, волнистой — лазерный переход, изогнутой — переходы под действием столкновений. Вертикальные столбики показывают относительные заселенности уровней. Аналогичной схемой уровней и механизмом генерации обладают такие щелочные элементы, как Li, K, Rb, Cs.

Излучение накачки резонансно поглощается на переходе из основного состояния атома металла  $E_1$  в состояние  $E_3$ . Одно из принципиально необходимых условий работы лазера — достаточно высокое давление буферного газа. Столкновения с частицами буферного газа вызывают переходы между сравнительно близко лежащими уровнями  $E_3$  и  $E_2$ . Энергетическое расстояние между ними не очень велико, поэтому переходы происходят с большой вероятностью.

При высоких давлениях буферного газа (порядка нескольких сотен миллиметров ртутного столба) между ними устанавливается равновесное больцмановское распределение. Если обеспечить высокую интенсивность излучения накачки, то заселенность уровня  $E_2$  станет выше заселенности основного состояния.

Таким образом, на переходе  $E_2 \rightarrow E_1$  получается условие для лазерной генерации на частоте этого перехода, верхний уровень которого заселяется в результате неупругих столкновительных переходов из возбужденного состояния атома металла, создаваемого в результате оптической накачки, с атомами при столкновениях с буферным газом (гелий и легкие углеводороды).

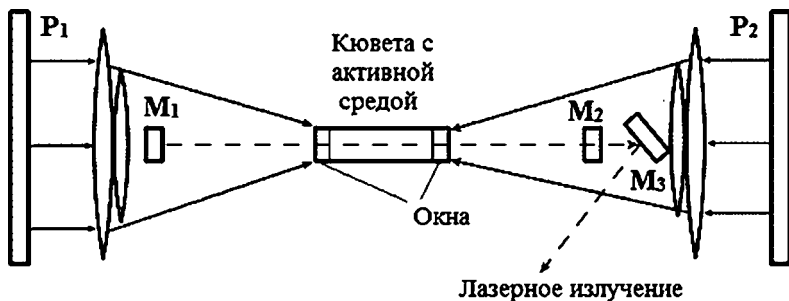


Рис. 5.9

Схема лазера на парах цезия с диодной накачкой:

$P_1, P_2$  — модули накачки;  $M_1, M_2$  — зеркала резонатора;  $M_3$  — выводное зеркало.

На рисунке 5.9 приведена схема лазера на парах цезия с диодной накачкой.

Для накачки цезиевого лазера используются узкополосные линейки диодных лазеров с внешними селективными отражателями. Система ввода излучения в лазерную кювету формирует в лазерной кювете пучок излучения накачки, занимающий все ее поперечное сечение. Для повышения мощности накачки используются два одинаковых модуля накачки, освещающие активную среду с двух противоположенных сторон.

На рисунке 5.9 показан плоскопараллельный резонатор, причем вывод лазерного излучения осуществляется через зеркало, расположенное в пучке излучения накачки.

Лазерная среда прокачивается через кювету, где происходит ее возбуждение пучками накачки. Окна кюветы выполняются из сапфира и просветляются, чтобы обеспечить высокое пропускание, поскольку они находятся внутри резонатора. При работе лазера в нем поддерживается температура до  $150^{\circ}\text{C}$ . В экспериментальных лабораторных установках уже достигнута мощность непрерывного лазерного излучения киловаттного уровня.

Считается, что в перспективе можно будет создать достаточно компактный непрерывный лазер на мегаваттной мощности паров щелочных металлов с накачкой излучением серийных и относительно недорогих лазерных диодов с шириной линии излучения до нескольких нанометров и при давлении буферного газа до 25 атм.

#### 5.4. ЛАЗЕРЫ НА МОЛЕКУЛЯРНЫХ СМЕСЯХ

В отличие от рассмотренных выше активных сред с вынужденными переходами атомов (или ионов) между электронными энергетическими уровнями, в молекулярных системах используются переходы между характерными для молекул колебательно-вращательными уровнями. Это определяется качественно более сложной структурой молекулы по сравнению с атомом.

Связующим элементом молекулы служит электронное облако, образуемое внешними валентными электронами атомов. При этом не только заряд, но и масса такой системы имеют определенное пространственное распределение.

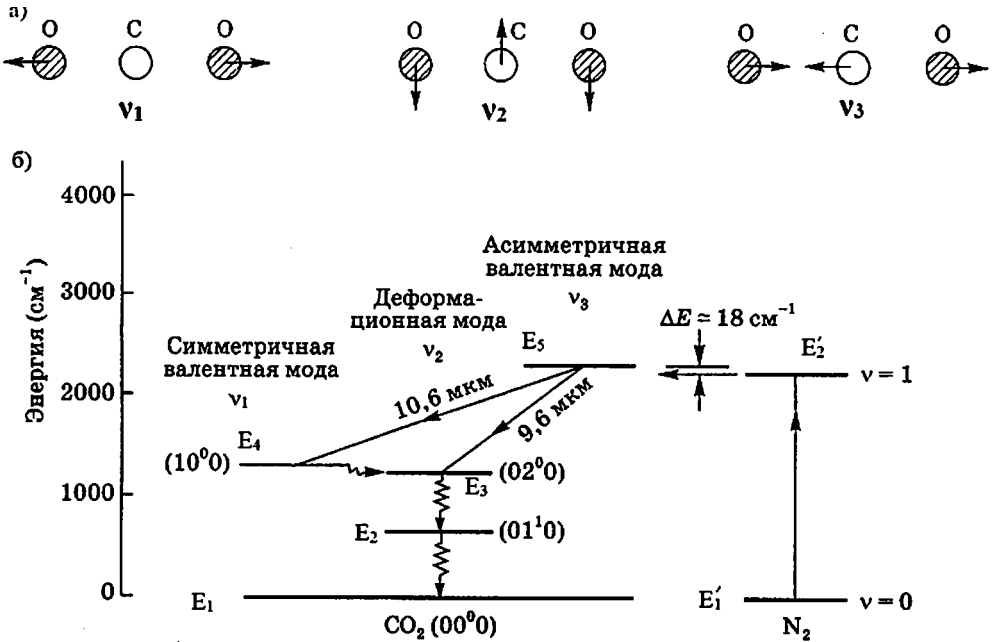


Рис. 5.10  
Схема основных энергетических уровней  $\text{CO}_2$ -лазера

Молекула может вращаться вокруг центра масс и колебаться различными способами. Общим формам движения присущи дополнительные уровни энергии. Переходам между колебательными и вращательными уровнями соответствуют в общем случае меньшие по сравнению с электронными уровни разности энергии. Спектральные линии такого излучения обычно лежат в инфракрасной области и даже в диапазоне микроволн. Известно много лазеров, активной средой в которых являются молекулярные газы и их смеси.

Молекулярный лазер на  $\text{CO}_2$ , впервые реализованный К. Пателом в США 1964 г., до сих пор остается одним из самых распространенных среди газовых лазеров и особенно широко используется в лазерных технологиях. Этот лазер работает на вынужденных переходах между колебательными уровнями молекулы углекислого газа (рис. 5.10).

Молекула  $\text{CO}_2$  имеет линейную структуру, в которой атомы кислорода (O) могут совершать симметричные (мода  $v_1$ ), деформационные (мода  $v_2$ ) и асимметричные (мода  $v_3$ ) колебания относительно атома углерода (рис. 5.10а). Употребляемые для описания состояний такой молекулы квантовые числа  $v_1, v_2, v_3$  характеризуют число квантов, соответствующих колебанию данного типа.

Использование активной среды на основе чистого  $\text{CO}_2$  не позволяет получить хорошие лазерные характеристики. Это связано с невысокой эффективностью процессов возбуждения и поддержанием инверсии населенностей между уровнями  $E_5, E_4, E_3$  молекулы  $\text{CO}_2$  (рис. 5.10б).

Резкий рост показателей  $\text{CO}_2$ -лазера был достигнут введением в состав смеси  $\text{N}_2$  и He. Молекула  $\text{N}_2$  имеет колебательный энергетический уровень  $\nu = 1$ , почти точно совпадающий с уровнем  $E_5$  (001) молекулы  $\text{CO}_2$ .

Поскольку переход  $E_2 \rightarrow E_1$  для молекулы азота безызлучательный, то она является эффективным «донором» для молекулы  $\text{CO}_2$  аналогично атому гелия для атома неона в He–Ne-лазере. В  $\text{CO}_2$ -лазерах молекулы He способствуют расселению нижних уровней  $E_4, E_3, E_2$  молекулы  $\text{CO}_2$  и обеспечивают выравнивание и понижение температуры смеси. Вместо He можно применять с той же целью пары воды. Характеристики активной среды в большой мере определяются системой накачки и назначением лазера.

Основные энергетические уровни молекулы  $\text{CO}_2$  расщепляются на большое число подуровней, определяемых различными вращательными состояниями молекулы внутри каждой колебательной моды (рис. 5.11), что открывает возможности управления длиной волны излучения  $\text{CO}_2$ -лазера в широком диапазоне от 9,2 до 11 мкм.

В маломощных лазерах, возбуждаемых с помощью непрерывного самостоятельного разряда, тепловой режим работы удается обеспечить за счет теплопроводности через стенки разрядной трубки. В этом случае смесь  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$  в соотношении 1:1:(3–6) содержится в стеклянных трубках диаметром 10–30 мм суммарной длиной до  $L \approx 200$  м при давлениях до 0,5 кПа.

Для применений с умеренными мощностями в непрерывном режиме интерес представляют волноводные  $\text{CO}_2$ -лазеры. Функцию диэлектрических волноводов выполняют в них круглые или прямоугольные керамические капилляры из BeO или  $\text{Al}_2\text{O}_3$  сечением около 1 мм. Излучение отражается от поверхности стенок, в результате чего образуются стоячие волны. Такой волновод позволяет сократить дифракционные потери, которые в стандартных конструкциях с малым поперечным сечением обычно слишком велики.

Накачка может происходить в газовом разряде, как показано на рисунке 5.12, возможно также использование высокочастотного возбуждения током высокой частоты. Волноводные лазеры очень компактны, поскольку работают при высоком давлении активной среды ( $2 \cdot 10^4$  Па), что в итоге дает большую мощность из расчета на объем, а также отличаются стабильностью и при мощности в несколько десятков ватт не требуют водяного охлаждения.

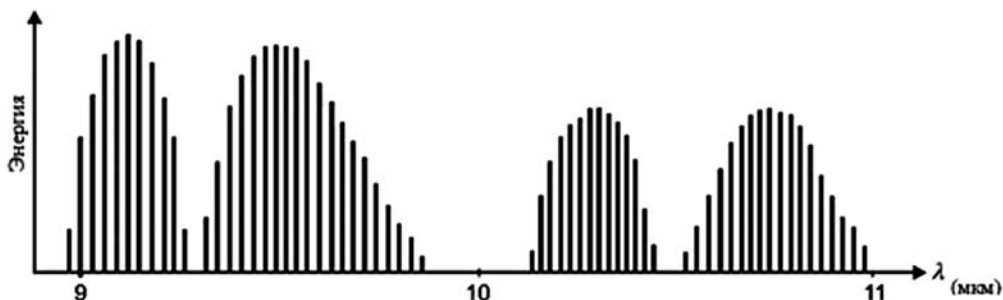


Рис. 5.11  
Возможные длины волн излучения  $\text{CO}_2$ -лазера

Еще одним следствием высокого давления активной среды является большая ширина спектральных линий (порядка 1 ГГц). Это позволяет, используя специальные спектральные селекторы, осуществлять прецизионную настройку на конкретную длину волны из спектра излучения молекулы  $\text{CO}_2$  (рис. 5.11).

Подобные лазеры находят применение в ИК-спектроскопии, фотохимии, дистанционной диагностике, включая лидары дифференциально зондирования. В РФ волноводные лазеры непрерывной мощностью до 50 Вт выпускаются на рязанском ОАО «Плазма» (см. цв. вкл., ил. 6).

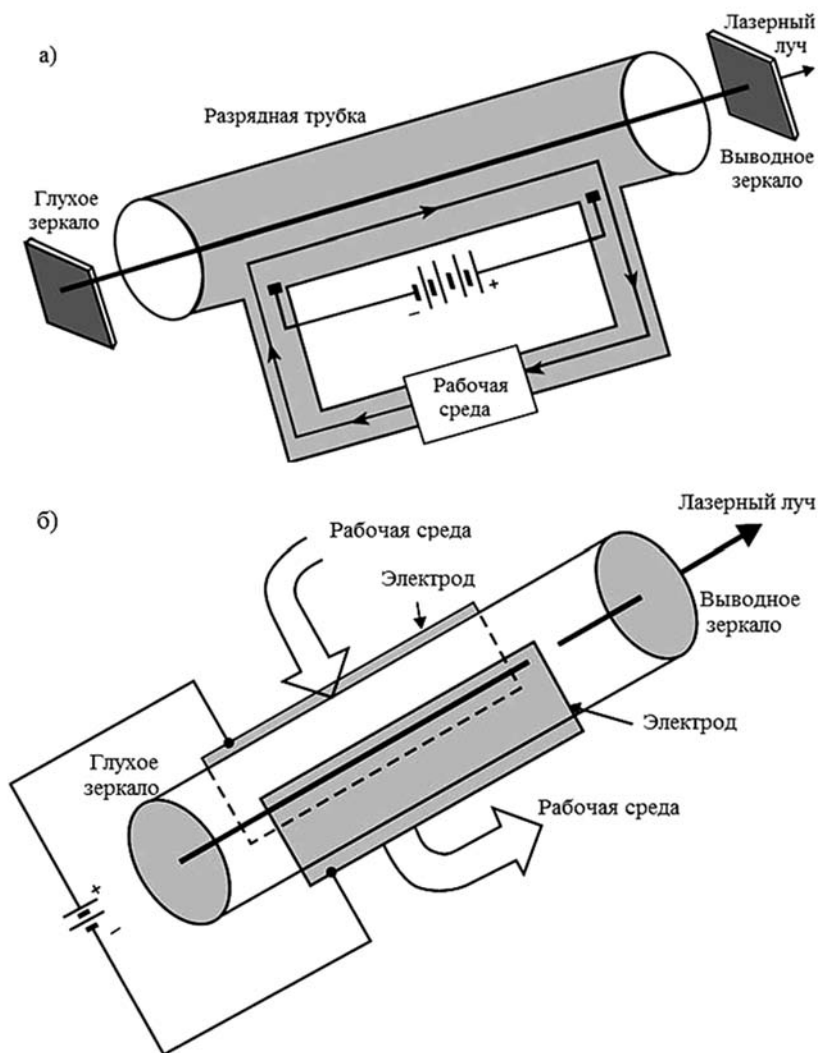


Рис. 5.12

$\text{CO}_2$ -лазер с продольной (а) и поперечной (б) прокачкой рабочей смеси

Повышение мощности лазера возможно только при принудительном охлаждении смеси периодической прокачкой отработанного газа через холодильник. Для этого в схему лазера включают систему подготовки рабочего тела, состоящую из холодильника и вентилятора.

Прокачка рабочего тела в  $\text{CO}_2$ -лазерах может быть продольной (рис. 5.12а) или поперечной (рис. 5.12б). В первом случае активная среда движется вдоль оси резонатора, тогда как в последнем случае она течет перпендикулярно распространению излучения.

В лазерах с продольной прокачкой потока (рис. 5.12а) давление среды низкое, выходная мощность относительно невысока, и такие лазеры, как правило, работают в непрерывном режиме. Активная среда многократно прокачивается через резонатор, иногда при этом частично обновляясь.

Для более мощных лазеров с большими поперечными размерами прокачиваемой рабочей смеси используются схемы с поперечной накачкой (рис. 5.12б). Поперечные схемы прокачки используются в более мощных лазерах. Давление газа в таких лазерах также может быть выше, кроме того, движение газа через резонатор лазера может осуществляться намного быстрее, что позволяет более эффективно удалять избыточное тепло. Рабочая среда также постоянно очищается от удаляющихся в электрическом разряде вредных примесей (см. цв. вкл., ил. 7).

И наконец, в самых мощных лазерах открытого цикла требуется непрерывное производство и подача рабочего тела в зону генерации. При этом интерес представляют составы активных сред, в которых гелий заменен водородом или водой. В отличие от гелия, оптимальное содержание этих примесей не превышает нескольких процентов. Но наибольший интерес к смесям  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{H}_2\text{O}$  объясняется возможностью получения их в процессе сжигания углеводородных топлив и использования в  $\text{CO}_2$ -газодинамических лазерах (ГДЛ).

Использование для накачки несамостоятельного разряда позволяет реализовать импульсные  $\text{CO}_2$ -лазеры высокого давления, в которых активная среда испытывает давление до нескольких атмосфер. Лазеры такого типа получили наименование ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров, т. е.  $\text{CO}_2$ -лазеров атмосферного давления с поперечным возбуждением (*Transversly Excited Atmospheric*).

Оптимальная температура активной среды для  $\text{CO}_2$ -лазеров составляет 300–400 К и может несколько снижаться с ростом давления. Из молекулярных лазеров наиболее близким к  $\text{CO}_2$ -лазерам по энергетической схеме является  $\text{N}_2\text{O}$ -лазер, в котором активной частицей является молекула  $\text{N}_2\text{O}$ , имеющая лазерные переходы в диапазоне 10,6–11,0 мкм, причем в роли «донора» используется молекула  $\text{N}_2$ .

Молекулярный лазер на окиси углерода (СО) обладает существенными особенностями, которые отличают его от других молекулярных лазеров, хотя, как и  $\text{CO}_2$ -лазер, он работает на колебательно-вращательных переходах в основном электронном состоянии с длиной волны порядка 5 мкм (см. рис. 5.13).

Двухатомные молекулы обладают лишь одной серией колебательных уровней. Как и у  $\text{CO}_2$ -лазера, высокая населенность верхних лазерных уровней молекулы СО достигается за счет столкновений с метастабильными молекулами  $\text{N}_2$  (рис. 5.13а).

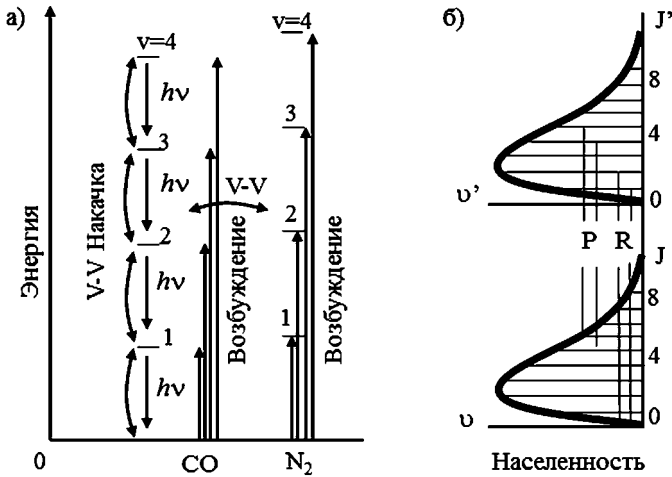


Рис. 5.13

Схема возбуждения энергетических уровней в СО-лазере:  
 а — возбуждение молекулы СО; б — структура колебательных уровней.

Структура колебательных энергетических уровней молекулы СО характеризуется небольшой ангармоничностью, т. е. энергия, отдаваемая молекулой, находящейся в нижнем энергетическом состоянии, несколько превышает (на величину  $\Delta E$ ) энергию, которую способна принять молекула, находящаяся в верхнем энергетическом состоянии (рис. 5.13б).

Из-за уменьшения расстояния между соседними уровнями вероятность столкновения с передачей энергии возбуждения от частиц, находящихся на нижних энергетических уровнях, к частицам на верхних уровнях превышает вероятность обратного процесса, требующего преодоления энергетического барьера, равного  $\Delta E$ .

Лазерная генерация может возникнуть между произвольной парой энергетических уровней, если система находится в состоянии инверсии. Конечное состояние одного лазерного перехода может служить начальным состоянием для другого, поэтому квантовый выход СО-лазера может стать очень высоким.

Молекула СО на нижнем лазерном уровне может быть снова возбуждена при соударении, а ее возврат в основное состояние, которое, в общем случае, находится ниже уровней лазерных переходов, не является необходимым условием. Вследствие этого в излучение может быть переведено свыше 90% энергии, получаемой средой от системы накачки. Каскадный характер переходов приводит к некоторому разбросу длин волн генерации, в результате лазер одновременно работает в целой спектральной полосе от 2,6–4 до 4,8–8,3 мкм.

Эффективность активной среды зависит от ее температуры (температура кипения СО равна 83 К), при температуре большей 400 К инверсию получить почти невозможно. Рабочая смесь СО-лазеров, помимо СО и  $N_2$ , включает молекулы Ar, He,  $O_2$ .



Способы возбуждения СО-лазеров практически не отличаются от лазеров на СО<sub>2</sub>. Они эффективно накачиваются при самостоятельном и несамостоятельном разряде, а также при глубоком охлаждении в сверхзвуковом потоке.

К недостаткам активных сред на основе молекулы СО, наряду с низкими температурами для их эффективного использования, следует отнести токсичность рабочей смеси, что требует принятия специальных мер защиты.

Конструкция СО-лазера в принципе одинакова с СО<sub>2</sub>-лазером. Имеется еще ряд как двухатомных, так и многоатомных молекул, на которых получена генерация, например Н<sub>2</sub>О (27,9 мкм, 118,6 мкм), HCN (337 мкм) и др. Однако реального развития такие лазеры не получили, в отличие от СО-лазеров и особенно СО<sub>2</sub>-лазеров.

### 5.5. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ

Газодинамический СО<sub>2</sub>-лазер (ГДЛ) стал первым непрерывным лазером по-настоящему большой мощности. В первую очередь это объясняется развитыми в авиаракетном двигателестроении технологиями создания больших расходов высокотемпературных газовых потоков высокого давления, по компонентному составу (N<sub>2</sub>, СО<sub>2</sub>, Н<sub>2</sub>О) совпадающих с требуемым составом активной среды СО<sub>2</sub>-ГДЛ. Поэтому все известные мощные ГДЛ работали на продуктах горения различных углеводородных топлив.

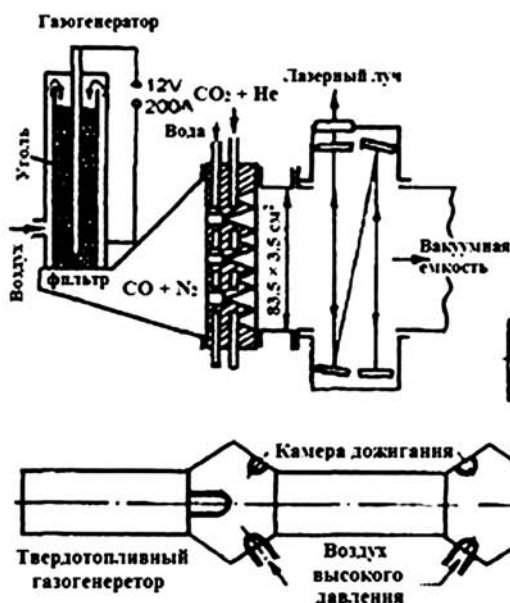
Однако сразу стало понятно, что непосредственно использовать готовые газогенераторы и обычные топливные смеси не представляется возможным, поскольку оптимальный для работы лазера состав должен состоять в основном из горячего азота (90% N<sub>2</sub>: 8% СО<sub>2</sub>: 2% Н<sub>2</sub>О), тогда как продукты сгорания ракетных и авиационных топлив содержат избыточное количество углекислого газа и воды.

На рисунке 5.14 приведены конструктивные схемы различных СО<sub>2</sub>-ГДЛ на продуктах сгорания от небольшого смесительного (когда компоненты смешиваются в специальном сопловом блоке) лазера на продуктах сгорания углерода в воздухе (рис. 5.14а) до крупных систем с мощностью излучения в сотни киловатт на продуктах сгорания специальных (лазерных) твердых топлив с воздухом (рис. 5.14б) и продуктах газификации специальных пиротехнических составов, выделяющих в процессе горения близкий к оптимальному состав лазерной смеси (рис. 5.14в).

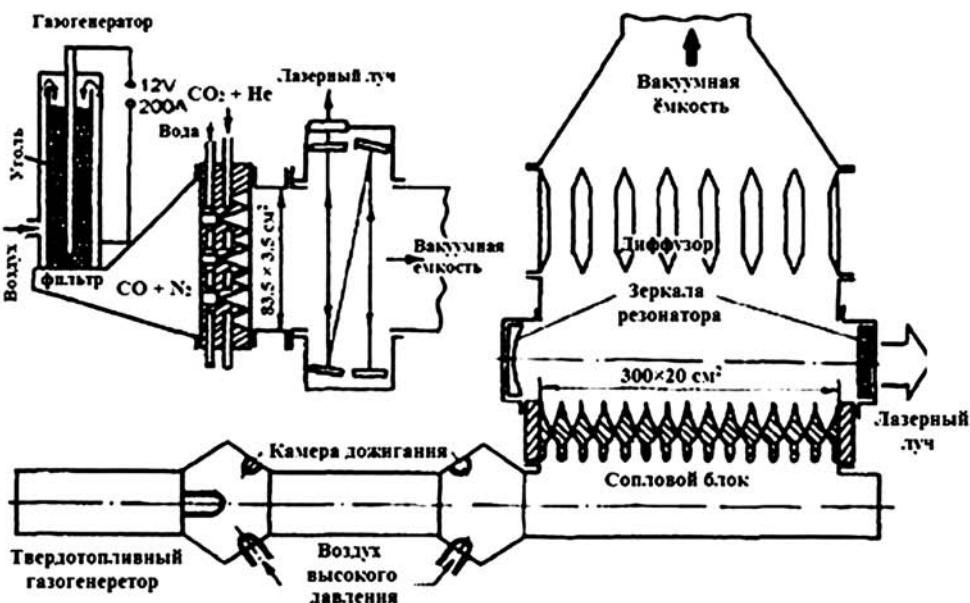
На иллюстрации 8 (см. цв. вкл.) изображен лабораторный образец мощного СО<sub>2</sub>-ГДЛ на продуктах сгорания толуола (С<sub>6</sub>Н<sub>5</sub>-СН<sub>3</sub>) с воздухом мощностью 100 кВт. Лазеры могли работать непрерывно в течение нескольких секунд.

В 1970–1980-х гг. было построено несколько образцов крупных квазинепрерывных СО<sub>2</sub>-ГДЛ (см. рис. 5.15) мощностью в сотни киловатт, на которых проводились исследования по возможности их применения качестве оружия направленной энергии, пока не появились более коротковолновые и эффективные непрерывные химические лазеры.

а) Смесительный ГДЛ  
на продуктах горения  
углерода с воздухом



б) ГДЛ на продуктах сгорания твердых  
топлив с воздухом



в) ГДЛ на продуктах сгорания  
пиротехнических топлив

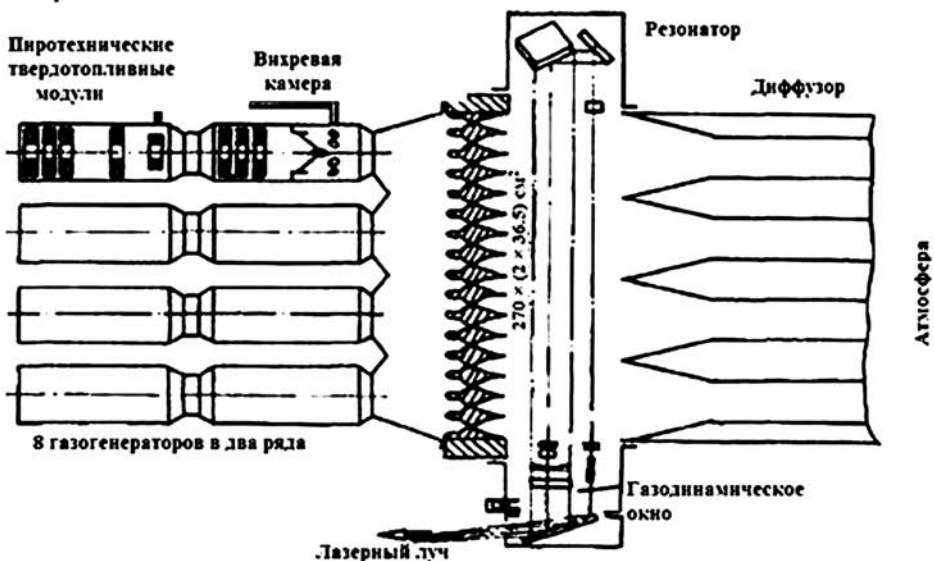
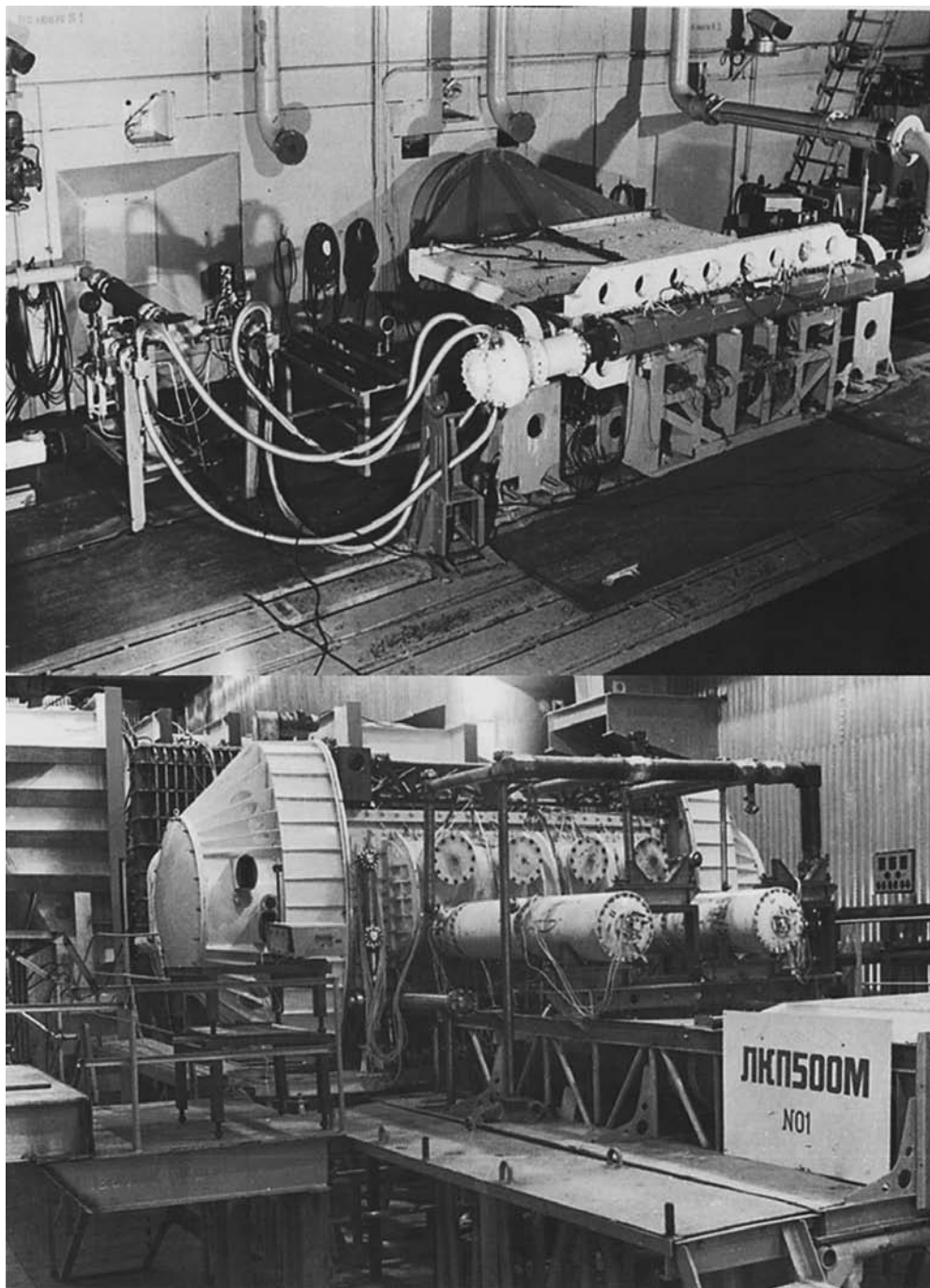


Рис. 5.14  
Конструктивные схемы CO<sub>2</sub>-ГДЛ на продуктах сгорания



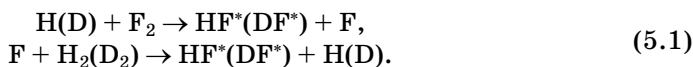
**Рис. 5.15**  
 Экспериментальные мощные  $\text{CO}_2$ -ГДЛ на горении  
 (Федеральный центр двойных технологий «Союз»)

## 5.6. ХИМИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ

Практический интерес к лазерам с химической накачкой объясняется прежде всего тем, что в ходе многих экзотермических химических реакций выделяется значительная энергия на единицу массы прореагировавшего вещества. Так, при сгорании современных высокоэффективных ракетных топлив тепловой эффект реакций составляет более миллиона джоулей на килограмм рабочего тела. И если полезное использование этой тепловой энергии в газодинамических лазерах может быть осуществлено с эффективностью, в лучшем случае не превышающей нескольких процентов, то эффективность химических лазеров может быть на порядок выше.

### 5.6.1. HF (DF)-ХИМИЧЕСКИЙ ЛАЗЕР

Как правило, энергии, выделяющейся в химических реакциях, достаточно для возбуждения колебательных степеней свободы молекул, хотя нельзя исключить и возможность возбуждения и даже ионизации некоторых атомов. Поэтому именно переходы между колебательными уровнями используются в подавляющем большинстве химических лазеров. Естественно, что максимальный интерес вызывают высокоэнергетические реакции между самыми эффективными горючими и окислителями, например реакция горения водорода или дейтерия во фторе:



Энергия, выделяющаяся в ходе этих реакций, достигает 420,0 кДж/моль для первой «горячей» реакции и 136,0 кДж/моль для второй «холодной». Причем значительная часть энергии может быть сосредоточена в колебательных степенях свободы молекул  $\text{HF}^*(\text{DF}^*)$ .

Еще одним важным свойством этих компонентов является возможность организации цепного процесса, в котором образующиеся химические реагенты воспроизводят новые активные центры, как видно из приведенных реакций.

Источником атомарного фтора служат либо молекулы фтора  $\text{F}_2$ , либо трифторид азота  $\text{NF}_3$ . Диссоциация (разложение) происходит либо в электрическом разряде, либо в камерах сгорания.

Особенностью энергетической схемы накачки HF-лазера (рис. 5.16) является то, что энергия продуктов реакции ( $-\Delta H + E_a$ ) достаточна для возбуждения молекулы HF вплоть до уровня  $\nu = 3$  в «холодной» реакции (рис. 5.16а), а в «горячей» (рис. 5.16б) — до уровня  $\nu = 10$ .

Однако в реальных непрерывных химических лазерах удается обеспечить устойчивую работу только при холодной реакции, поэтому наработка атомарного фтора требует дополнительных затрат энергии и организации этого процесса.

Расстояния между энергетическими уровнями для молекул HF не совсем одинаковы, поэтому лазер на HF, если не предпринимать специальных мер,

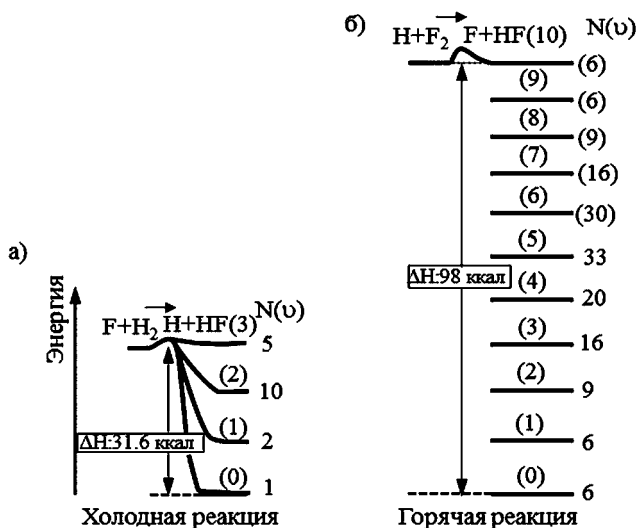


Рис. 5.16  
Структура энергетических уровней молекулы HF

не монохроматический: в его спектре излучения существует большое число линий (каждый колебательный уровень имеет еще ряд вращательных состояний), занимающих диапазон длин волн в интервале от 2,6 до 3 мкм.

Проблемой HF-лазера является почти полное поглощение излучения в атмосфере. Решением этой проблемы оказалось использование в качестве горючего изотопа водорода дейтерия ( $D_2$ ), работающего по идентичной схеме, но в спектральном диапазоне  $\lambda \approx 3,5-5$  мкм, где отсутствуют сильные линии поглощения паров воды, что обеспечивает преимущества при использовании этих лазеров в атмосфере.

Получение атомов F может происходить при термической диссоциации  $F_2$  или фторсодержащих молекул  $SF_6$  в плазмотроне или  $NF_3$  — в камерах сгорания. При этом в качестве горючего для HF-лазера используется  $D_2$  или его соединения, а для DF-лазера — водород, чтобы исключить поглощение на рабочей длине лазера продуктами сгорания.

Чтобы в камере происходила наработка диссоциированного F, в реакцию должна вступать только половина исходного окислителя, а остальная его часть становится источником атомарного фтора, который из камеры вместе с продуктами сгорания поступает в систему накачки, где происходит химическая реакция его взаимодействия с лазерным горючим (водородом или дейтерием).

Принципиальная схема непрерывного HF (DF)-химического лазера приведена на рисунке 5.17.

Воспламенение смеси  $NF_3$  с  $C_2H_4$ , разбавленной буферным газом (He), в камере сгорания инициируется электроплазменным зажигательным устройством, к которому отдельно подводится горючее ( $C_2H_4$ ), окислитель ( $NF_3$ ) и электроэнергия на свечу через блок зажигания. Охлаждение соплового блока генератора активной среды осуществляется водой, камеры сгорания — регенеративно смесью буферного газа (He) с горючим.

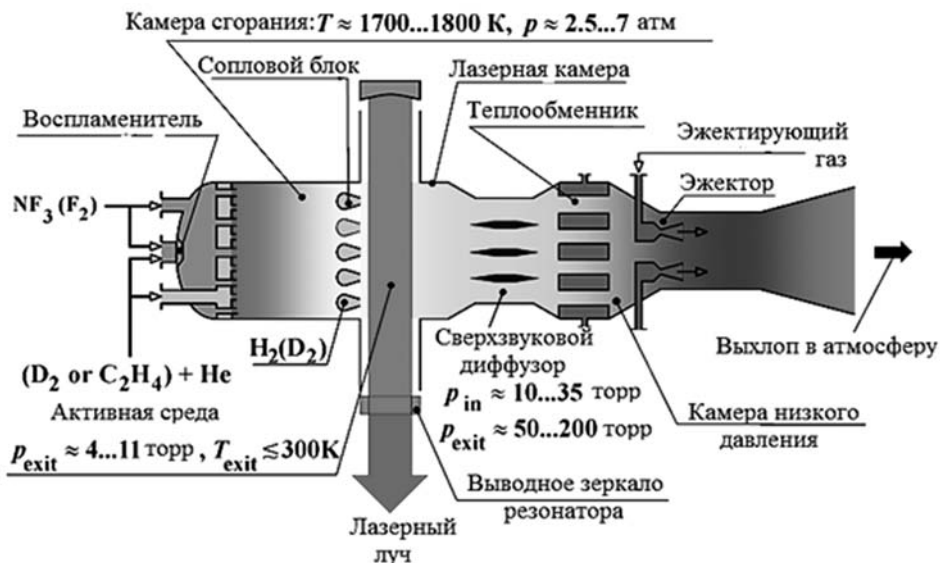


Рис. 5.17  
Конструкция мощного химического DF-лазера

В форсуночной головке происходит равномерное распределение газообразных потоков окислителя и первичного горючего по всей ее площади. Для этого окислитель ( $\text{NF}_3$ ) подается сначала в первый коллектор, затем через выравнивающую решетку во второй коллектор, а из него через систему отверстий, выполненных в монолитном днище форсуночной головки, вводится в полость охлаждаемого корпуса камеры сгорания.

Смесь горючего ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) и разбавителя ( $\text{He}$ ) попадает в камеру сгорания через свои отверстия, которые чередуются с отверстиями подачи окислителя и образуют с ними регулярную решетку по всей площади форсуночной головки. В камеру сгорания под давлением в одну атмосферу или более одновременно поступают окислитель ( $\text{F}_2$  или  $\text{NF}_3$ ) и первичное горючее ( $\text{H}_2$  либо  $\text{C}_2\text{H}_4$ ).

Использование в качестве окислителя трехфтористого азота обуславливается тем, что он обеспечивает определенные эксплуатационные преимущества перед фтором при практическом использовании непрерывного химического лазера (НХЛ). Этот газ обладает существенно меньшей агрессивностью и токсичностью, чем молекулярный фтор. Смесь первичного горючего и разбавителя, перед тем как поступить в камеру сгорания, осуществляет регенеративное проточное охлаждение ее корпуса (по каналам охлаждения) и форсуночной головки (каналы в монолитном днище).

Электроплазменное зажигательное устройство предназначено для поджига смеси горючего с окислителем на выходе форсуночной головки, поскольку молекулы  $\text{NF}_3$  в химическом отношении. Развивающаяся при этом температура в камере сгорания ( $\sim 1700\text{--}1800\text{ К}$ ) обеспечивает высокую степень диссоциации избытка  $\text{NF}_3$  с образованием  $\text{F}$ .

Ниже по потоку к сопловому блоку герметично стыкуется лазерная камера. В ней протекает химическая реакция атомарного фтора с молекулами

дейтерия. Для уменьшения влияния теплового эффекта реакции на рост статического давления в лазерной камере последняя имеет форму усеченной пирамиды, расширяющейся вниз по потоку. Угол между расходящимися верхней и нижней стенками лазерной камеры составляет  $\sim 10^\circ$ . Боковые стенки лазерной камеры снабжены окнами для вывода лазерного излучения. На входе и выходе лазерной камеры имеются фланцы для крепления с одной стороны к сопловому блоку, а с другой — к сверхзвуковому диффузору выхлопной системы.

Важным элементом конструкции является сопловой блок, представляющий собой прямоугольный корпус с коллекторами подвода вторичного горючего ( $D_2$ ) и хладагента ( $H_2O$ ) и с закрепленной в нем сопловой решеткой. В сопловой решетке выполнены каналы охлаждения и чередующиеся мелкомасштабные сверхзвуковые клиновидные целевые сопла окислителя и вторичного горючего.

На рисунке 5.18 приведены изображения HF (DF)-химических лазеров разработки НПО «КБ Энергомаш» мощностью около 10 кВт (а) и более 100 кВт (б).

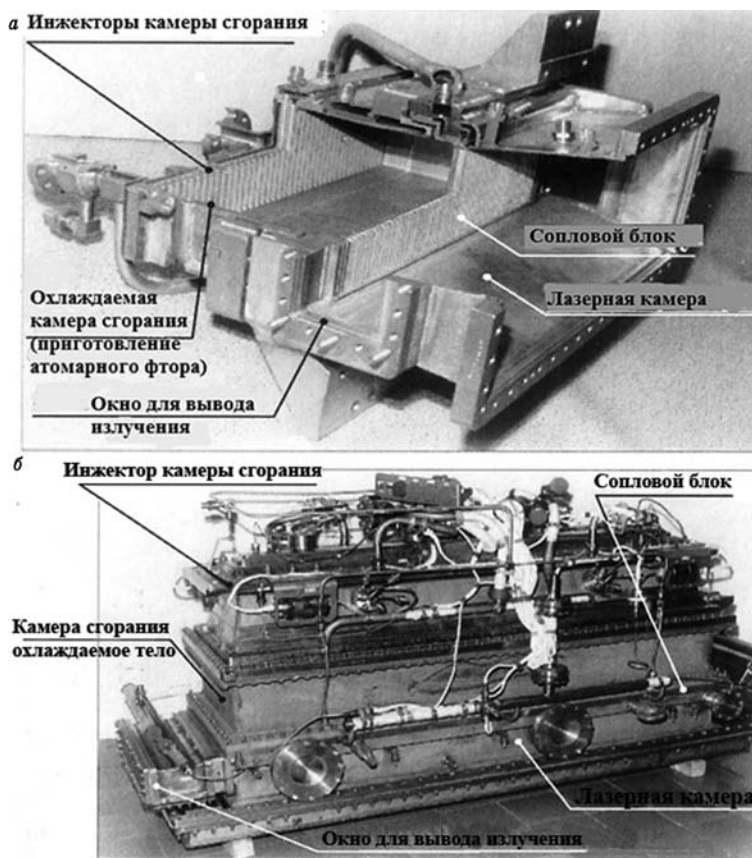


Рис. 5.18  
Химические лазеры НПО «КБ Энергомаш»

Известно о нескольких мощных экспериментальных химических DF-лазерах, способных генерировать непрерывное излучение на уровне  $10^5$ – $10^6$  Вт в течение нескольких секунд, которые были разработаны и испытывались в рамках национальных программ в США, РФ, Китае, Японии, Южной Корее.

Кроме непрерывных химических лазеров, разрабатываются химические лазеры импульсного действия.

### 5.6.2. ХИМИЧЕСКИЙ КИСЛОРОДНО-ЙОДНЫЙ ЛАЗЕР

Одним из наиболее мощных из построенных и испытанных лазеров является химический кислородно-йодный лазер (ХКИЛ или COIL). Особый интерес к этому лазеру объясняется тем, что в нем впервые успешно использована химическая накачка для получения инверсии на электронном переходе со сравнительно короткой длиной волны  $\lambda = 1,315$  мкм, приходящейся на окно спектральной прозрачности атмосферы, а также соответствующий рабочему диапазону волоконной оптики. Это означает отсутствие принципиальных ограничений на использование лазеров этого типа в различных атмосферных и внеатмосферных условиях.

Действие химического кислородно-йодного лазера основано на создании инверсной населенности уровней энергии в атомарном йоде  $J^*$  за счет передачи энергии от молекулярного сильно возбужденного синглетного кислорода  $O_2(^1\Delta)$ :



Физико-химические процессы в лазере протекают при пониженных температурах и давлениях, обеспечивая тем самым неоспоримые преимущества с точки зрения безопасности.

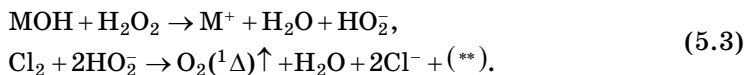
Взаимодействие синглетного кислорода с йодом происходит в смешительном сопловом аппарате, где смесь разгоняется до трансзвуковых скоростей (рис. 5.19).

Концентрация йода в лазерной рабочей смеси в 30–300 раз меньше концентрации кислорода, что позволяет уменьшить затраты энергии, запасенной в синглетном кислороде на диссоциацию йода. При этом каждый атом йода многократно участвует в циклах передачи энергии и высвечивания лазерного кванта.

Сам синглетный кислород может быть получен различными способами. Наиболее распространен химический способ, основанный на реакции хлорирования щелочного раствора перекиси водорода, осуществляемой в генераторах синглетного кислорода.

Щелочной раствор перекиси водорода приготавливается из водных растворов перекиси водорода и щелочи. Чаще всего применяется гидроксид калия, так как раствор, приготовленный с использованием этой щелочи, обладает наиболее широким температурным диапазоном гомогенного жидкого состояния. При смешивании щелочи и перекиси водорода происходит ряд электролитических реакций, сопровождаемых выделением тепла (\*\*):





Возбужденное состояние  $\text{O}_2(^1\Delta)$  является метастабильным. Радиационное время жизни синглетного кислорода в газовой фазе при отсутствии тушащих примесей составляет более 2000 с. Очевидно, что для получения большей мощности необходим большой расход синглетного кислорода.

Для эффективного проведения этой реакции используют известные схемы массообменных аппаратов химической технологии. По способу организации поверхности контакта «жидкость — газ» аппараты делятся на пленочные, барботажные и аэрозольные (струйные).

На иллюстрации 9 (см. цв. вкл.) изображен 15-киловаттный химический кислородно-йодный лазер со струйным генератором синглетного кислорода компании «Лазерные системы».

Генератор синглетного кислорода (ГСК) имеет две симметричные реакционные камеры. Газообразный хлор поступает из системы коллекторов через инжекторные отверстия. Щелочной раствор перекиси водорода поступает сверху в реакционную камеру также через инжекторные пластины со специальными отверстиями. Раствор подается в виде струй диаметром около миллиметра. Полученный в ГСК кислород выходит через две щели сверху реакционных камер, где к нему подмешивается первичный буферный газ — азот. Именно на таких режимах были достигнуты рекордные в мировой практике значения химической эффективности  $\eta_{\text{хим}} \approx 32\%$ :

$$\eta_{\text{хим}} = P / (\varepsilon \cdot G_{\text{моль}}), \quad (5.4)$$

где  $P$  — мощность лазера в [Вт];  $\varepsilon = 90,6 \cdot 10^3$  [Дж/моль] — энергия одного моля атомов возбужденного йода  $\text{I}(^2\text{P}_{1/2})$ ;  $G_{\text{моль}}$  — расход хлора в [моль/с].

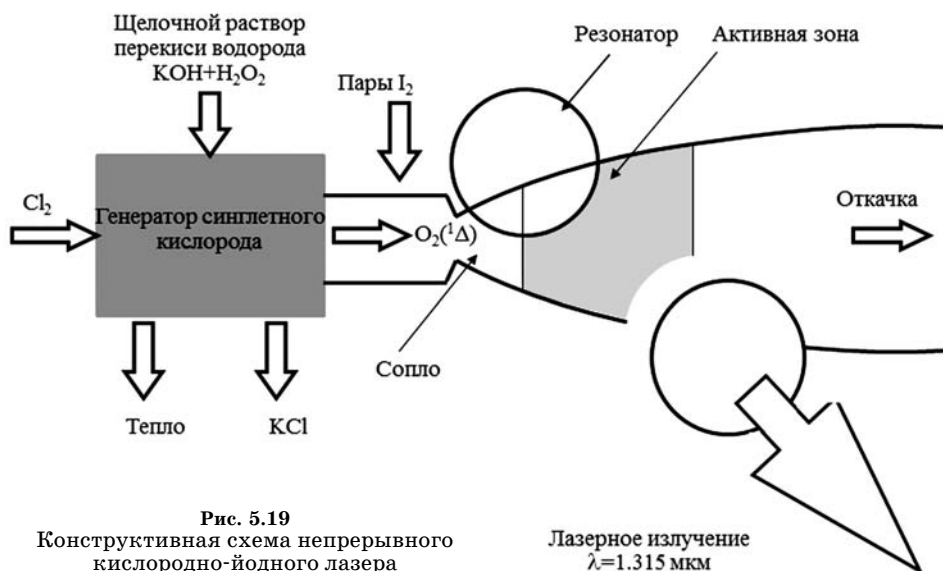


Рис. 5.19  
Конструктивная схема непрерывного кислородно-йодного лазера

Лазерное излучение  
 $\lambda = 1.315 \text{ мкм}$

Отработанный раствор может многократно прокачиваться через ГСК, обеспечивая тем самым практически непрерывную работу лазера.

Сопловой блок представляет собой набор щелевых сопел. Первичный поток (поток синглетного кислорода, разбавленный первичным буферным газом) движется снизу из ГСК и ускоряется в соплах. В критическом сечении каждого сопла имеется инжектор вторичного потока (вторичный буферный газ и йод). Инжектор выполнен в виде двух рядов отверстий. На сопловой лопатке, образующей одну из стенок сопла, просверлены два ряда отверстий.

В торцах соплового блока установлены специальные боковые лопатки для подачи чистого азота без паров йода. Это необходимо для предотвращения попадания паров йода в резонаторные полости.

На выходе из соплового блока поток активной среды попадает в лазерную камеру. Лазерная камера имеет расширяющийся профиль поперечного сечения для компенсации тепловыделения в потоке активной среды в ходе химических реакций и релаксационных процессов.

Резонатор, как и в HF (DF)-непрерывных химических лазерах, расположен поперек потока.

После лазерной камеры поток попадает в сверхзвуковой диффузор, в котором происходит торможение потока и восстановление полного давления. Отработанный газ через сверхзвуковой диффузор поступал в вакуумную емкость объемом около 90 м<sup>3</sup>.

При не слишком больших расходах активной среды существует реальная возможность эксплуатации химического кислородно-йодного лазера в наземных условиях в режиме замкнутого цикла, используя технологии криосорбции. По этой технологии газообразные продукты поглощаются охлажденным сорбентом, имеющим развитую поверхность (например, цеолитом). Восстановление сорбента путем его нагревания, вакуумирования и последующего охлаждения приводит к выделению поглощенных газов и возвращает систему в исходное состояние.

## 5.7. ЭКСИМЕРНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Рабочей частицей в эксимерных лазерах являются молекулы — димеры некоторых благородных газов и галогенов, способные существовать устойчиво только в возбужденном состоянии. Это обстоятельство объясняет их название эксимеры (*англ.* excimer комбинация двух слов: excited — возбужденный и dimer — двойной), т. е. димеры в возбужденном состоянии.

Несмотря на то что термин «димер» относится только к соединению одинаковых атомов, а в большинстве эксимерных лазеров используются смеси благородных газов с галогенами (*complex*) и, строго говоря, такие молекулы следовало бы называть эксиплексы, однако закрепилось только первое название, которое и стало широко применяться для названия всех лазеров аналогичного принципа действия.

Эксимерные лазеры — это газовые лазеры, работающие на переходах между электронными уровнями эксимерных молекул (молекул, существующих

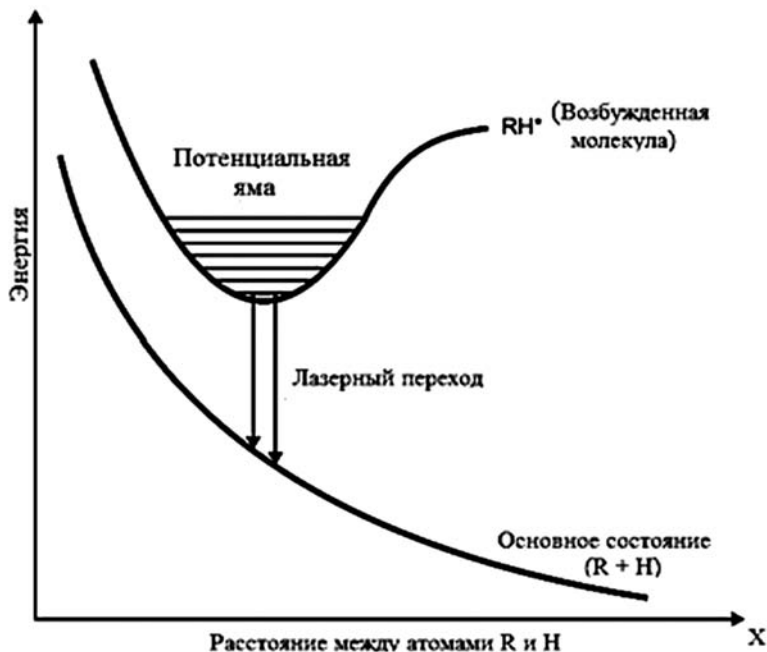


Рис. 5.20

Зависимость энергии эксимерной молекулы от расстояния  $X$  между составляющими ее атомами  $R$  и  $H$ : верхняя кривая — для верхнего лазерного уровня, нижняя — для нижнего уровня.

только в электронно-возбужденном состоянии). Нижний уровень лазерного перехода является так называемым «отталкивательным», означающим, что невозбужденные атомы отталкиваются друг от друга и не образуют молекулу (рис. 5.20).

Энергия верхнего уровня лазерного перехода имеет минимум, соответствующий образованию эксимерной молекулы. При наличии в газе некоторого количества эксимерных молекул, создаваемых накачкой, инверсия населенностей возникает благодаря эффективному опустошению нижнего уровня за счет разлета ядер. Быстрое опустошение нижнего уровня обуславливает аномально большую ширину линий усиления в эксимерных лазерах (~10–100 нм), что открывает возможности перестройки частоты генерации в широких пределах.

Активная среда эксимерного лазера состоит из инертного газа при атмосферном или несколько большем давлении с возможными малыми добавками галогенсодержащих молекул (давление  $p \approx 10^{-2}$  атм). Эксимерные молекулы образуются в результате протекания следующих процессов:



где  $R$  — атом инертного газа;  $H_2$  — молекула галогена (звездочка означает электронно-возбужденное состояние).

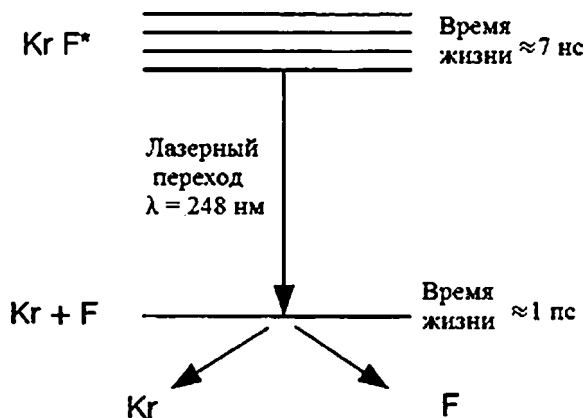


Рис. 5.21

Упрощенная схема энергетических уровней эксимерного  $\text{KrF}^*$ -лазера

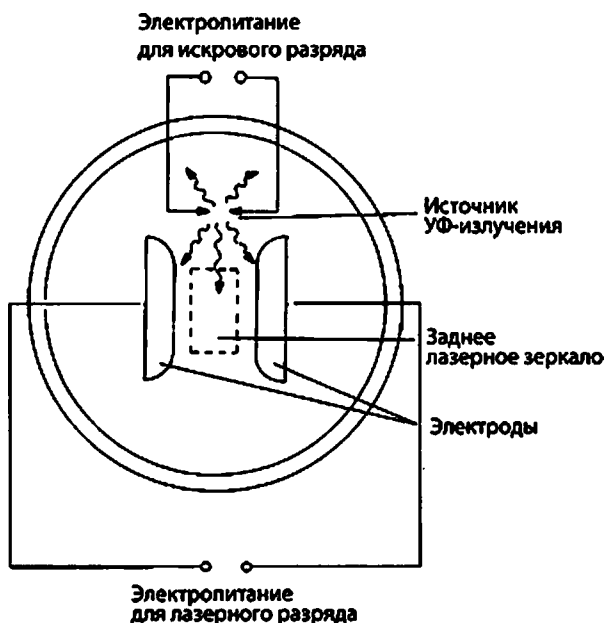


Рис. 5.22

Конструктивная схема эксимерного лазера с поперечной накачкой с искровым разрядом для УФ-предионизации

Упрощенная схема уровней для  $\text{KrF}^*$ -лазера показана на рисунке 5.21.

Лазерное излучение генерируется при переходе молекулы  $\text{KrF}^*$  из связанного возбужденного состояния с временем жизни  $\sim 7$  нс в основное состояние. Молекула в основном состоянии быстро диссоциирует в течение  $\sim 1$  пс в два своих атома, в результате чего населенность нижнего лазерного уровня остается практически нулевой.

Накачка эксимерных лазеров на галогенидах благородных газов осуществляется с помощью электрического разряда. Для инициации разряда применяется преионизация УФ-излучением. Лазер является импульсным и в силу малого времени жизни активных молекул ( $\sim 10^{-8}$  с) и большой ширины линии усиления, для осуществления генерации требуется создать достаточно высокую концентрацию эксимерных молекул.

Это достигается за счет использования мощных импульсных источников возбуждения — мощных электронных пучков или импульсного поперечного разряда, который обычно для обеспечения объемной однородности предварительно иницируют маломощным электронным пучком или фотоионизирующим УФ-излучением (рис. 5.22).

Излучение эксимерных лазеров соответствует видимой или УФ-области спектра. Это объясняет интерес к ним как к источникам когерентного излучения в коротковолновой части спектра.

Наиболее эффективны и хорошо изучены эксимерные лазеры на  $\text{ArF}$ ,  $\text{KrF}$ ,  $\text{XeCl}$ . Выходная энергия этих лазеров при возбуждении электронным пучком или электрическим разрядом, иницируемым электронным пучком, достигает нескольких сотен джоулей при КПД  $\approx 10\%$  и длительности импульса  $\sim 10^{-8}$  с. При возбуждении импульсным электрическим разрядом КПД  $\approx 1\%$ , однако возможность реализации импульсного режима с высокой частотой повторений ( $\approx 10^4$  Гц) делает такой способ возбуждения удобным. Средняя мощность генерации импульсных эксимерных лазеров с газоразрядным возбуждением достигает нескольких десятков ватт. Угловая расходимость излучения при использовании хороших резонаторов достигает дифракционного предела.

Импульсы с особенно большой энергией можно получить, используя эксимерные лазеры с накачкой пучком электронов (рис. 5.23).

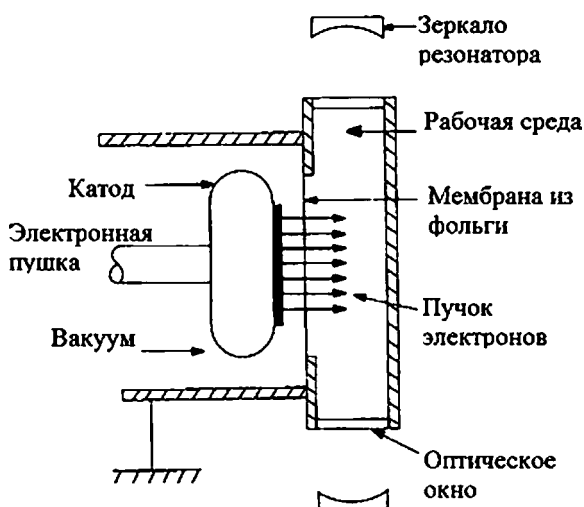


Рис. 5.23

Конструктивная схема эксимерного лазера с электронной накачкой

Вследствие высокого напряжения в вакууме электроны ускоряются почти до скорости света. Токи составляют несколько 10 000 А с плотностью до 500 А/см<sup>2</sup>, напряжение может достигать многих сотен киловольт. Столь высокие мощности возможны только в импульсном режиме. Длительность импульсов составляет от 50 до 1000 нс. Серьезную проблему представляет ввод электронов из ускорительной камеры с созданным в ней вакуумом в резонатор с рабочей средой лазера. Разделение обеих зон осуществляется с помощью тонкой алюминиевой или титановой фольги толщиной около 30 мкм. Энергия импульса таких лазеров может достигать нескольких сотен джоулей.

На иллюстрации 10 (см. цв. вкл) представлен ХеСl-экимерный лазер, выпускаемый ГНЦ РФ ТРИНИТИ с длиной волны 308 нм, максимальной энергией импульса 2 Дж и средней мощностью 400 Вт.

ХеСl-экимерный лазер состоит из металлокерамической лазерной камеры, системы накачки, высоковольтного источника питания и металлического каркаса с внешними панелями (шасси лазера). Лазерная камера включает в себя высоковольтный электрод и систему предионизации, которые размещены на специальном керамическом изоляторе, а также заземленный электрод, теплообменники, вентилятор, спойлеры, узлы быстрой замены выходных окон, электромотор и алюминиевый корпус.

Система накачки состоит из накопительного керамического конденсатора, коммутируемого тиратроном, импульсных керамических конденсаторов, импульсного трансформатора и двух ступеней магнитного сжатия импульса на базе магнитных ключей с масляным охлаждением.

Лазерная камера и система накачки закрыты специальным электромагнитным экраном и размещены в шасси лазера. Кроме того, в шасси установлены безмаслянные вакуумные насосы, блок управления газовой системой на основе электромагнитных клапанов, системы масляного охлаждения магнитных ключей, распределительный блок электропитания, оптический резонатор и частотный преобразователь для управления электромотором.

#### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 5

1. Достоинство газа как рабочего тела лазеров — высокая оптическая однородность, а самый существенный недостаток — значительно меньшая, чем у твердых тел, плотность и, следовательно, меньшие удельные (объемные) энергетические характеристики газовых лазеров.

2. Газовые лазеры обладают высокими энергетическими характеристиками: мощность непрерывного режима — до сотен киловатт, энергия в импульсном режиме — десятки джоулей, а пиковая мощность — десятки тераватт, и покрывают весь спектральный диапазон излучения: от дальнего УФ до дальнего ИК и субмиллиметрового.

3. Подавляющее большинство активных сред газовых лазеров возбуждаются электрическим разрядом.

4. Смеси нейтральных атомов являются наиболее распространенной газовой лазерной средой. Инверсную населенность в них получают, как правило, между двумя достаточно высоко расположенными электронными уровнями.

5. Лазерные переходы в ионных лазерах происходят между внутренними энергетическими уровнями атомов, поэтому спектр излучения таких лазеров находится в видимом и УФ-диапазоне. Квантовый КПД ионных лазеров невелик, что объясняется большими затратами энергии на ионизацию.

6. Поскольку при обычных условиях металлы не являются газами, для обеспечения необходимой концентрации атомов для работы лазеров на парах металлов в активной среде ее приходится нагревать до высоких температур (1000–2000 К).

7. В лазерах на молекулярных смесях используются переходы между характерными для молекул колебательно-вращательными уровнями, которым соответствуют меньшие по сравнению с электронными разности энергии, и поэтому спектральные линии излучения таких лазеров находятся в инфракрасной области и даже диапазоне микроволн.

8. Газодинамические  $\text{CO}_2$ -лазеры (ГДЛ) позволили впервые для непрерывных лазеров получить излучение мощностью в сотни киловатт.

9. Химические лазеры обеспечили достижение мегаваттного уровня мощности непрерывного излучения.

10. Интерес к эксимерным лазерам объясняется возможностью получения когерентного излучения в видимой и ультрафиолетовой областях спектра.

#### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 5

1. Типовая ширина полосы генерации гелий-неонового лазера составляет порядка 1 ГГц. Природой обусловлена ширина полосы излучающих атомов порядка нескольких мегагерц. Назовите причины уширения спектральной линии. Что определяет «природную» ширину линии?

2. He–Ne-лазер излучает на длине волны 633 нм с шириной полосы 0,002 нм. Определите длину когерентности. Как изменится длина когерентности, если тот же лазер будет стабилизирован по полосе частот 100 кГц?

3. Резонатор для гелий-неонового лазера, излучающего на длине волны 632,8 нм, имеет длину 50 см. Коэффициенты отражения зеркал 100 и 98%. Кроме потерь на вывод излучения из лазера, другими потерями излучения можно пренебречь. Выходная мощность лазера составляет порядка 10 МВт в одномодовом режиме. Рассчитайте, сколько фотонов распространяются по резонатору и сколько фотонов выходят из него наружу.

4. Мощный  $\text{CO}_2$ -лазер имеет коэффициент усиления слабого сигнала, равный  $0,0005 \text{ см}^{-1}$ . Ширина полосы генерации составляет 1 ГГц. Активная среда заполняет все пространство между зеркалами резонатора длиной 50 см. Одно зеркало — идеально отражающее. Второе имеет коэффициент потерь при отражении равный 2%. Определите коэффициент пропускания (вывода излучения наружу) этого зеркала, который обеспечит максимизацию выходной мощности лазера.

5. Интенсивность насыщения лазера из предыдущей задачи составляет  $100 \text{ кВт/см}^2$ . Какова интенсивность выходного излучения такого лазера, если выходная мощность максимальна?

6. He–Ne-лазер излучает на длине волны 632,8 нм. Какова минимальная длительность импульса в режимах модуляции добротности и синхронизации мод?

7. Определите длительность импульса в режиме модуляции добротности для лазера из предыдущей задачи, если длина усиливающей среды 10 см, длина резонатора 40 см, коэффициент пропускания выходного зеркала 20%. Каков промежуток между импульсами?

8. Лазер на парах золота имеет энергию в импульсе 2 мДж, длительность импульсов 20 нс и частоту следования импульсов 6 кГц. Рассчитать величины средней и пиковой мощности.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 5

1. Перечислите основные достоинства и недостатки газовых лазеров.
2. Какие известны спектральные линии излучения He–Ne-лазера?
3. Чем определяется размер газоразрядной трубки с активной средой He–Ne-лазера?
4. Каковы особенности спектрального диапазона ионных лазеров по сравнению с лазерами на нейтральных частицах?
5. Чем объясняется низкая энергетическая эффективность ионных лазеров?
6. В чем заключается основная особенность подготовки рабочего тела в лазерах на парах металлов?
7. Почему лазеры на парах металла называют также лазерами на самоограниченных переходах? Какие особенности их работы связаны с этим?
8. За счет чего достигается высокая энергетическая эффективность лазеров на парах щелочных металлов?
9. Чем объясняется ширина спектра излучения лазеров на молекулярных смесях?
10. Назовите основные виды CO<sub>2</sub>-лазеров.
11. В чем заключается роль азота в активной среде CO- и CO<sub>2</sub>-лазеров?
12. Какую роль играет гелий в активной среде CO<sub>2</sub>-лазеров?
13. В чем различие между HF- и DF-химическими лазерами?
14. Перечислите основные способы получения синглетного кислорода в химическом кислородно-йодном лазере.
15. В чем основная особенность активной среды эксимерных лазеров?

### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 5

1. *Борейшо, А. С.* Устройство и действие лазеров. — СПб. : Механический ин-т, 1992.
2. *Maini, A. K.* Lasers and optoelectronics: fundamentals, devices and applications. — India : John Wiley and Sons Ltd, 2013.
3. *Айхлер, Ю.* Лазеры: исполнение, управление, применение. — М. : Техносфера, 2008.
4. *Gas Lasers.* — Boca Raton, FL : CRC Press : Taylor & Francis Group, 2006. — 576 p.
5. Военные лазеры России / сост. Ю. В. Рубаненко. — М. : Столичная энциклопедия, 2013. — 392 с.
6. *Борейшо, А. С.* Мощные мобильные химические лазеры // Квантовая электроника, 2005. — Т. 35, № 5. — С. 1–14.



## ГЛАВА ШЕСТАЯ

# ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ И ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ

**А**ктивная среда твердотельных лазеров состоит из активных атомов и ионов, встроенных в кристаллические или стеклянные матрицы. Характеристики этих матриц не менее важны для работы лазера, чем природа активных частиц. Матрица должна иметь необходимые оптические, механические и тепловые свойства, чтобы способствовать однородному распространению света через ее объем, обеспечивая хорошее оптическое качество пучка, высокую среднюю мощность лазера и способность противостоять жестким условиям эксплуатации реальных лазерных систем (механические и тепловые свойства).

Естественно, что материал матрицы должен быть достаточно прозрачным для излучения накачки. Матрица не должна поглощать излучение на любой длине волны накачки или длины волны лазера. Последний должен иметь высокую теплопроводность, чтобы обеспечивать работу в непрерывном режиме или при высоких частотах повторения импульсов в импульсно-периодическом режиме, что приводит к высоким тепловым нагрузкам.

Также важным фактором является взаимодействие излучающих частиц с материалом матрицы. Это взаимодействие влияет на структуру их энергетических уровней активных добавок и тем самым изменяет уровни энергии, участвующие в генерации.

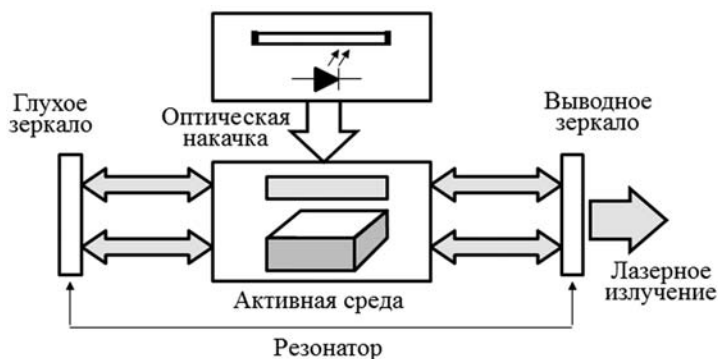


Рис. 6.1  
Конструктивная схема твердотельного лазера

Взаимодействие активных частиц с материалами матрицы иногда приводит к интересным эффектам, как, например, в случае перестраиваемых по длине волны лазеров, характеризующихся сильной связью электронных энергетических уровней излучающих частиц (ионов) с колебательными уровнями матрицы. Благодаря этому взаимодействию электронные уровни ионов смещаются и происходит расширение полосы генерации лазера. Фактически генерация происходит не между узкими энергетическими уровнями, а между широкими полосами. Эта особенность позволяет выделить перестраиваемые лазеры в отдельный класс. Широкая полоса генерации позволяет обеспечить генерацию ультракоротких импульсов.

На рисунке 6.1 приведена типичная конструктивная схема твердотельного лазера, содержащего активную среду (обычно в форме стержня или слэба), источник накачки (лампу-вспышку, дуговую лампу, матрицы лазерных диодов) и резонатор.

## 6.1. НЕОДИМОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Твердотельные лазеры на основе ионов неодима являются наиболее широко используемым типом лазера в целом. Такие матрицы, как иттрий-алюминиевый гранат YAG, иттрий-литиевый фторид YLF ( $YLiF_4$ ) и иттрий-легированный ванадат ( $YVO_4$ ) наиболее часто используются в качестве кристаллических матриц, в то время как силикаты, фосфаты и плавный кварц — в качестве стеклянных.

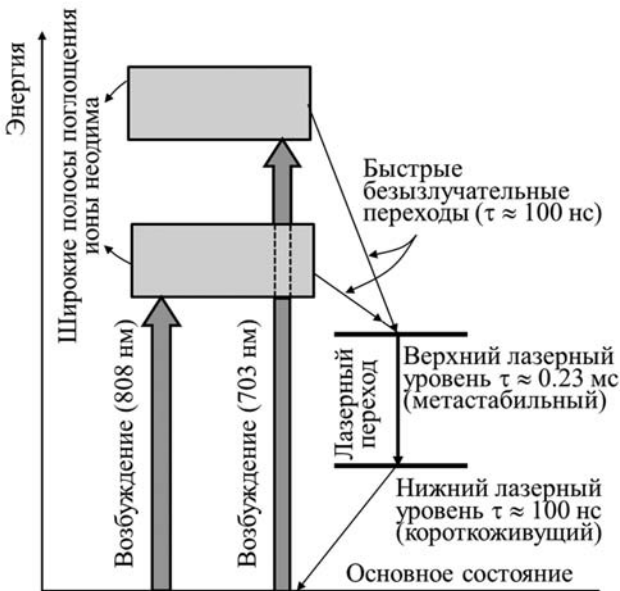


Рис. 6.2  
Схема энергетических уровней Nd:YAG-лазера

На рисунке 6.2 приведена схема уровней энергии Nd:YAG-лазера. Эта диаграмма характерна для всех неодимовых лазеров и с кристаллическими, и со стеклянными матрицами.

Взаимодействие ионов неодима с материалом матрицы может привести только к небольшому изменению длины волны примерно на 1%. Например, Nd:YAG, Nd:YLF, Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:Glass (силикат), Nd:Glass (фосфат) и Nd:Glass (плавленный кварц) имеют длины волн 1064 нм, 1047–1053 нм, 1064 нм, 1062 нм, 1054 нм и 1080 нм соответственно.

В то время как кристаллическая Nd:YAG активная среда в основном известна своим высоким коэффициентом усиления и хорошими термическими и механическими свойствами, Nd:Glass может быть изготовлено в больших размерах с дифракционно-ограниченным оптическим качеством. Тем не менее Nd:YAG-лазер является наиболее предпочтительным в широком диапазоне применений, требующих либо непрерывных, либо импульсно-периодических режимов с высокой частотой повторения. Из-за плохой теплопроводности Nd:Glass-лазеры могут работать только в импульсных режимах при очень низких частотах повторения.

Минимально достижимую (при синхронизации мод) длительность импульса в Nd:YAG-лазере можно оценить по известной формуле:

$$\tau = 0,44 / \Delta\nu, \quad (6.1)$$

где  $\Delta\nu$  — ширина спектральной линии.

### 6.1.1. Nd:YAG-ЛАЗЕРЫ

Среди неодимовых лазеров Nd:YAG является наиболее важным и широко используемым твердотельным лазером из-за его высокого коэффициента усиления и хороших термических и механических свойств. Примеси трехвалентного иона неодима заменяют в решетке YAG трехвалентные ионы иттрия. Некоторые из его примечательных качеств включают в себя твердость и устойчивость структуры в широком диапазоне: от очень низких температур до точки плавления, а также хорошее оптическое качество и высокую теплопроводность матрицы. Кроме того, кубическая структура матрицы YAG обеспечивает узкую ширину линии, что приводит к высокому коэффициенту усиления и низкому порогу генерации.

Nd:YAG имеет пики поглощения около 540, 590, 750 и 810 нм. Полосы поглощения вокруг 540 и 590 нм являются наиболее подходящими для накачки импульсными газоразрядными лампами, поскольку они излучают большое количество излучения в видимой области; полосы вокруг 750 и 810 нм подходят для накачки непрерывными дуговыми лампами, а полоса 810 нм идеальна для диодной накачки Nd:YAG-лазера. Длина волны лазерного излучения составляет 1064 нм. Основные лазерные свойства и параметры активного элемента Nd:YAG-лазера перечислены в таблице 6.1.

Благодаря своим хорошим тепловым и оптическим свойствам Nd:YAG-лазеры могут быть использованы как в непрерывных режимах, так и в режимах

Таблица 6.1

## Пример параметров кристалла Nd:YAG

Концентрация ионов неодима (по массе)	0,725%
Концентрация ионов неодима (по объему)	$1,38 \cdot 10^{20}$ атом·см <sup>-3</sup>
Время жизни верхнего лазерного уровня	0,23 мс
Ширина спектральной линии	0,45 нм
Длина волны излучения	1064 нм
Сечение вынужденного излучения	$2,8 \cdot 10^{-19}$ см <sup>2</sup>
Теплопроводность (300 К)	$0,14$ Вт·см <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup>
Квантовая эффективность	70%
Коэффициент преломления (на 1 мм)	1,82

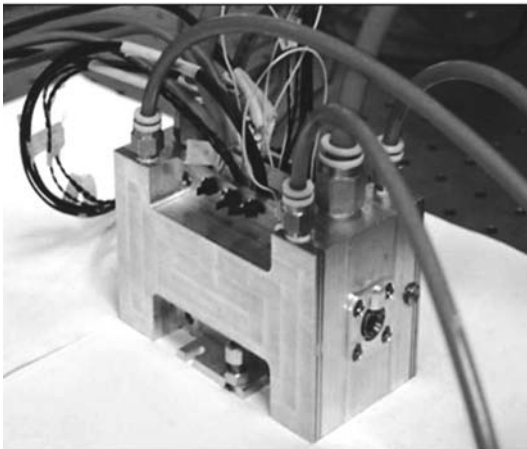
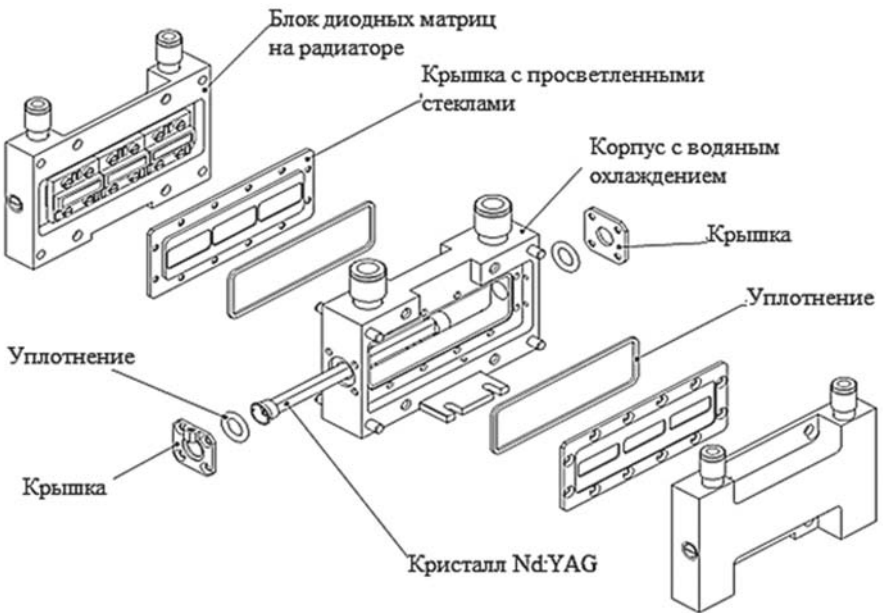


Рис. 6.3  
Конструктивная схема и фото  
лазерного квантрона  
(«Лазерные системы»)

с высокой частотой повторения импульсов, а также в режимах с модуляцией добротности. В этих лазерах могут быть достигнуты средние и пиковые мощности, превышающие 1 кВт и 100 МВт соответственно.

На рисунке 6.3 приведена конструкция и фото лазерного квантрона компании «Лазерные системы» с кристаллом Nd<sup>3+</sup>:YAG цилиндрической формы, диаметром 6,3 мм и длиной 110 мм, накачиваемого с двух противоположных сторон по всей длине кристалла шестью матрицами мощных импульсных лазерных диодов СЛИМ-3-2 производства компании НПП «Инжект» (размер излучающей площадки 5 · 25 мм<sup>2</sup>, пиковая мощность 2,1 кВт).

Энергия импульса лазера с резонатором Фабри — Перо составляет 2 Дж, а с многопроходным петлевым резонатором — 0,9 Дж при параметре качества пучка  $M^2 \approx 1,25$  в свободной генерации и 0,5 Дж с  $M^2 \approx 1,1$  в одночастотном моноимпульсном режиме с пассивной модуляцией добротности резонатора.

### 6.1.2. Nd:YLF-ЛАЗЕРЫ

Преимущества Nd:YLF-лазеров включают меньшее количество тепловых проблем из-за меньшей зависимости показателя преломления от температуры и большей удельной запасенной энергии, обеспечивающей способность генерировать импульсы высокой энергии при модуляции добротности резонатора. Время жизни верхнего лазерного уровня у Nd:YLF-лазера вдвое больше, чем у Nd:YAG. Кроме того, Nd:YLF — двулучепреломляющий кристалл, который позволяет генерировать две длины волны 1047 и 1053 нм, каждая с собственной поляризацией. Рисунок 6.4 показывает упрощенную схему уровней энергии Nd:YLF-лазера.

Nd:YLF преимущественно используют для получения любой из двух линий вокруг 1,05 мкм. Для выбора одной из двух линий излучения в 1053 нм (σ-поляризация) или 1047 нм (π-поляризация) может быть использован

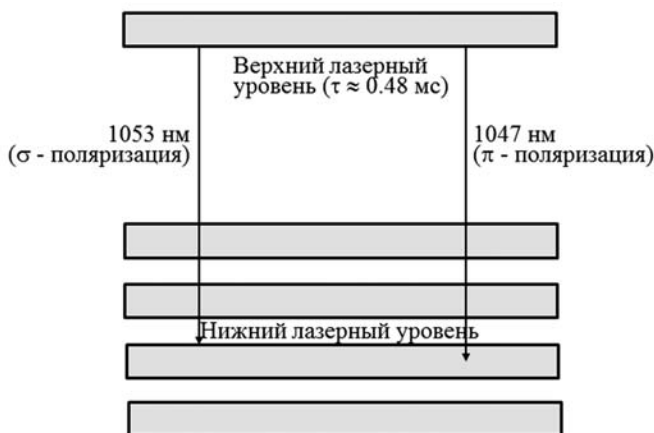


Рис. 6.4  
Схема энергетических уровней Nd:YLF-лазера

Таблица 6.2

Пример параметров кристалла Nd:YLF

Атомная концентрация неодима Nd	1%
Время жизни верхнего лазерного уровня	0,48 мс
Сечение вынужденного излучения	$1,2 \cdot 10^{-19}$ см <sup>2</sup> ( $\sigma$ -поляризация), $1,8 \cdot 10^{-19}$ см <sup>2</sup> ( $\pi$ -поляризация)
Теплопроводность	0,06 Вт·см <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup>
Длина волны излучения	1053 нм ( $\sigma$ -поляризация), 1047 нм ( $\pi$ -поляризация)
Основные полосы поглощения	792 нм, 797 нм и 806 нм
Коэффициент преломления (1,06 мкм)	1,4481 ( $\sigma$ -поляризация), 1,4704 ( $\pi$ -поляризация)

внутрирезонаторный поляризатор. Основные свойства и параметры активного элемента Nd:YLF-лазера приведены в таблице 6.2.

Излучение на 1053 нм соответствует пиковому коэффициенту усиления Nd:Glass-лазера на фосфатном и фторфосфатном стекле. Это интересное совпадение делает Nd:YLF-лазер весьма подходящим в качестве генератора для Nd:Glass-лазерных усилителей в схемах, используемых для создания пиковых импульсов с модуляцией добротности очень высокой мощности, необходимых для термоядерных исследований.

### 6.1.3. Nd:YVO<sub>4</sub>-ЛАЗЕРЫ

Лазер на ионе неодима в матрице из ванадата иттрия интересен из-за некоторых свойств, делающих его особенно привлекательным для диодной накачки. Он включает в себя большое сечение вынужденного излучения и сильное широкополосное поглощение вокруг 808 нм. Высокий коэффициент усиления в Nd:YVO<sub>4</sub> в сочетании с сильным поглощением излучения диодной накачки на длине волны около 808 нм устраняет необходимость в больших размерах кристалла, что было серьезной проблемой на ранних стадиях развития данного материала.

Кристалл ванадата — двулучепреломляющий, что значительно снижает термически наведенные поляризационные потери в высокомоощных лазерах. Усиление Nd:YVO<sub>4</sub> зависит от поляризации, более высокое усиление достигается вдоль оси кристалла ( $\sigma$ -поляризация). Поглощение излучения накачки также зависит от поляризации. Основная длина волны составляет 1064 нм. По сравнению с YAG YVO<sub>4</sub> при диодной накачке гораздо лучше поглощают излучение лазерных диодов и обладают высоким сечением усиления. Ширина полосы накачки гораздо шире, чем у YAG, полоса усиления порядка 1 нм.

Несмотря на то что теплопроводность YVO<sub>4</sub> меньше, чем у YAG, зависимость показателя преломления от температуры выражена у YVO<sub>4</sub> слабее, что снижает эффекты термолинзирования при больших мощностях накачки. Из-за очень большого усиления лазеры на YVO<sub>4</sub> обладают низким порогом генерации.

Таблица 6.3

Пример параметров активного элемента Nd:YVO<sub>4</sub>

Атомная концентрация неодима	1%
Время жизни верхнего лазерного уровня	0,1 мс
Сечение вынужденного излучения	$15,6 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$
Теплопроводность	$0,05 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
Ширина спектральной линии	0,8 нм
Длина волны излучения	1064,3 нм
Центр линии поглощения	808,5 нм
Коэффициент поглощения на линии 808 нм ( $\sigma$ -поляризация)	$37 \text{ нм}^{-1}$

YVO<sub>4</sub> хорошо подходит для создания лазеров с пассивной синхронизацией мод с высокой частотой следования импульсов до 160 Гц.

В режиме модуляции добротности Nd:YVO<sub>4</sub>-лазеры дают меньше энергии в импульсе, чем Nd:YAG-лазеры, что обусловлено меньшим временем жизни верхнего лазерного уровня и высоким усилением. Однако Nd:YVO<sub>4</sub>-лазеры больше подходят, если требуется большая частота следования импульса. Возможно обеспечение частоты следования импульсов порядка одного килогерца при довольно большой энергии в импульсе. Свойства и параметры активного элемента Nd:YVO<sub>4</sub>-лазера перечислены в таблице 6.3.

#### 6.1.4. Nd:Cr:GSGG-ЛАЗЕРЫ

Лазеры Nd:Cr:GSGG в первую очередь важны по той причине, что их спектральная полоса поглощения лучше совпадает с излучением импульсных ламп, чем Nd:YAG, и поэтому Nd:Cr:GSGG-лазеры обеспечивают значительно более высокую электрическую эффективность работы по сравнению с Nd:YAG при ламповой накачке.

В Nd:Cr:GSGG энергия накачки поглощается широкими полосами поглощения хрома, которые практически без потерь передают ее ионам неодима. Эта концепция была изначально испытана на матрицах из YAG, но оказалась неудачной из-за неэффективного процесса переноса энергии. Неэффективность в первую очередь в связи с запретительно большим временем передачи энергии — около 6 мс, которое должно быть меньше, чем время жизни верхнего лазерного уровня — 0,23 мс. Проблема была решена с помощью кристалла GSGG в качестве матрицы, в котором время флуоресценции составляет 17 мс.

Несмотря на высокую эффективность Nd:Cr:GSGG-лазеров, это не обязательно означает, что они лучше, чем Nd:YAG и другие твердотельные лазеры. У Nd:Cr:GSGG не только значительно меньшая теплопроводность, чем у Nd:YAG, но также имеется наличие дополнительных полос поглощения хрома в синей и красной областях спектра, что приводит к перегреву активной среды и, как следствие, к сильному термическому линзированию и термонаведенному двулучепреломлению.

### 6.1.5. Nd:GLASS-ЛАЗЕРЫ

Nd:Glass-лазеры являются еще одним важным неодимовым лазером. В то время как Nd:YAG в основном известны высоким коэффициентом усиления и хорошими тепловыми и механическими свойствами, активные элементы Nd:Glass могут выращиваться в больших размерах (стержни по 5–6 см в диаметре и 100 см длины не являются редкостью) с дифракционным оптическим качеством.

Nd:Glass-лазер является интересным для получения импульсов высоких энергий и высокой пиковой мощности, когда требуется единичный импульс или низкие частоты повторения, например в области исследований лазерного термоядерного синтеза.

Лазеры на стекле также имеют большую ширину спектральной линии, что делает их более подходящими для режимов синхронизации мод в целых

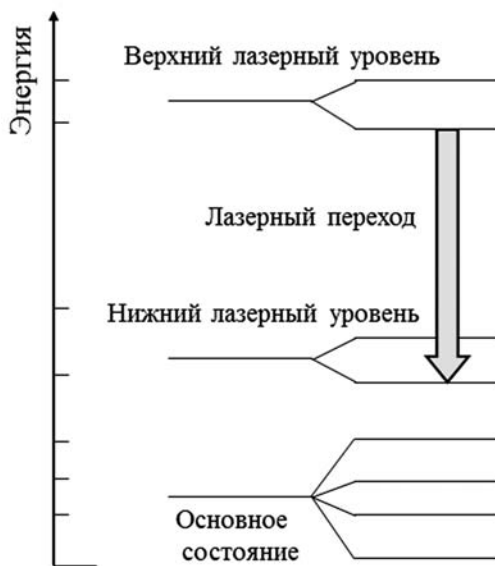


Рис. 6.5  
Схема энергетических уровней Nd:Glass-лазера

Таблица 6.4

Параметры неодимовых лазеров на силикатных и фосфатных стеклах

Характеристики Nd:Glass-лазеров	Силикатное стекло	Фосфатное стекло
Содержание Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2%	3%
Время жизни верхнего лазерного уровня	0,3 мс	0,3 мс
Сечение вынужденного излучения	$2,9 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$	$4 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$
Теплопроводность	$0,013 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$0,01 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
Ширина спектральной линии	27 нм	20 нм
Длина волны излучения	1062 нм	1054 нм
Пик коэффициента поглощения	808 нм	808,5 нм



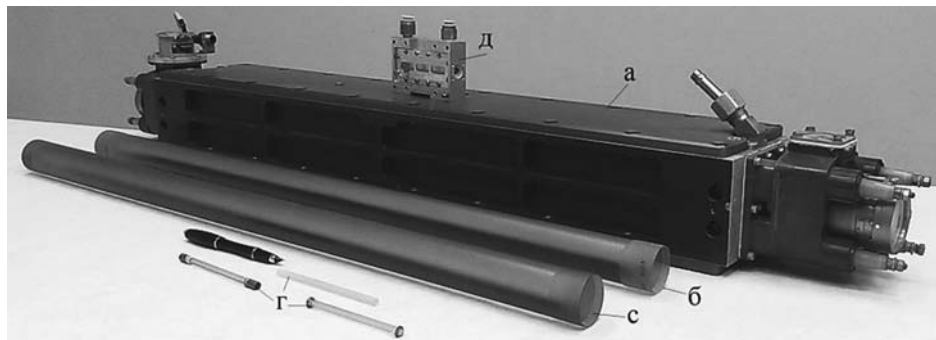


Рис. 6.6  
Лазерный модуль и лазерные стержни лазера «МЛТ 90» ОКБ Радуга

получения более коротких импульсов порядка нескольких пикосекунд. Минимальная длительность импульса, которая может быть достигнута при синхронизации мод, для них может составлять несколько десятков фемтосекунд.

Используемые для Nd:Glass-лазеров силикатное и фосфатное стекла относительно недорогие и весьма распространенные, в отличие от других (кристаллических) матриц.

На рисунке 6.5 показана упрощенная схема энергетических уровней Nd:Glass-лазера. Излучаемая длина волны составляет 1062 нм в случае силикатных стекол и 1054 нм для фосфатных стекол. Флуоресцентная ширина линии в Nd:Glass-лазерах нечувствительна к изменениям температуры, что делает его способным к работе в широком диапазоне температур (например, от  $-100$  до  $+100^{\circ}\text{C}$ ) с небольшим изменением характеристик. Таблица 6.4 содержит характеристики и параметры активных элементов неодимовых лазеров на силикатных и фосфатных стеклах.

На рисунке 6.6 приведена фотография лазерного модуля на неодимовом стекле с ламповой накачкой (а) и лазерные стержни из фосфатного (б) и силикатного (в) стекла диаметром 45 мм и длиной 915 мм, предназначенного для комплекса «Стилет».

Энергия одного импульса такого лазера около 3000 Дж при частоте следования 0,0056 Гц.

Там же для сравнения показаны кристаллы Nd:YAG (г) и элемент квантрона (д), представленного на рисунке 6.6.

## 6.2. ЭРБИЕВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Излучение неодимовых лазеров в районе 1064 нм представляет серьезную опасность для глаз, что затрудняет их применение для дальномеров, целеуказателей и многих других приборов, как военного, так и гражданского назначения. Эта же длина волны также не очень подходит медицинским лазерам, используемым в пластической и полостной хирургии, поскольку их излучение недостаточно сильно поглощается тканями.

Эрбиевые лазеры представляют очень хорошую альтернативу и в том, и другом случае. В зависимости от материала матрицы они генерируют излучение с безопасной для глаз длиной волны 1540 нм (Er:Glass), а Er:YAG-лазеры излучают на идеальной для хирургии длине волны 2940 нм.

### 6.2.1. Er:YAG-ЛАЗЕР

Рисунок 6.7 показывает схему энергетических уровней Er: YAG-лазера с длиной волны 2940 нм.

Генерация происходит между верхним лазерным уровнем с временем жизни всего 0,1 мс, тогда как время жизни нижнего лазерного уровня составляет около 2 мс. Большое время жизни на нижнем уровне на самом деле является недостатком, так как рост населенности на этом уровне подавляет гене-

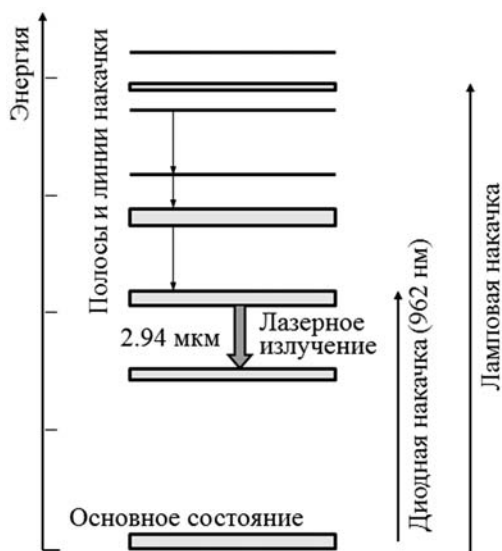


Рис. 6.7  
Схема энергетических уровней Er:YAG-лазера

Таблица 6.5

Пример параметров активного элемента Er:YAG-лазера

Концентрация ионов эрбия	1%
Плотность	5–35 г/см <sup>3</sup>
Время жизни верхнего лазерного уровня	0,1 мс
Сечение вынужденного излучения	15,6·10 <sup>-19</sup> см <sup>2</sup>
Теплопроводность	0,12 Вт·см <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup>
Ширина спектральной линии	0,8 нм
Длина волны излучения	2940 нм

рацию. Свойства и параметры активного элемента Er:YAG-лазера приведены в таблице 6.5.

Существуют и другие матрицы, на основе которых могут работать эрбиевые лазеры, например Er:YLF, Er:YAlO<sub>3</sub> и Er:Cr:YSGG, излучающие в диапазоне 2710–2920 нм.

### 6.2.2. Er:GLASS-ЛАЗЕРЫ

Рисунок 6.8 показывает схему уровней энергии эрбиевого стекла с длиной волны 1540 нм.

Трехуровневая энергетическая схема эрбия приводит к низкой эффективности лазера. Проблема усугубляется еще и слабым поглощением излучения накачки ионами эрбия. Для того чтобы преодолеть эти недостатки, в состав стекла добавляют ионы иттербия (Yb<sup>3+</sup>) и хрома (Cr<sup>3+</sup>). Иттербий действует в качестве сенсibiliзирующего агента и помогает в поглощении излучения накачки в диапазоне длин волн (0,9–1 мм), где эрбий слишком прозрачен. Ионы хрома также способствуют улучшению поглощения накачки



Рис. 6.8  
Схема уровней энергии эрбиевого (фосфатного) стекла

Таблица 6.6

Пример параметров активного элемента эрбиевого лазера на фосфатном стекле

Плотность	5,35 г/см <sup>3</sup>
Время жизни верхнего лазерного уровня	8 мс
Сечение вынужденного излучения	0,8·10 <sup>-20</sup> см <sup>2</sup>
Теплопроводность	0,007 Вт·см <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup>
Ширина спектральной линии	0,8 нм
Длина волны излучения	1540 нм
Показатель преломления (1540 нм)	1,531

от импульсных ламп. Свойства и параметры активного элемента эрбиевого лазера на фосфатном стекле приведены в таблице 6.6.

Er:Glass-лазеры с модуляцией добротности (для уменьшения времени импульса) находят свое основное применение в безопасных для глаз карманных лазерных дальномерах. Такие лазеры работают с низкой частотой повторения, как правило, в диапазоне 5–20 импульсов в минуту, хотя у некоторых образцов она может быть выше, чем 2 Гц.

Большинство устройств в этой категории имеют схожие технические характеристики с точки зрения рабочего диапазона, точности определения дальности и частоты следования импульсов. Максимальная дистанция, как правило, не превышает 25 км, при точности по дальности  $\approx 5$  м. В военных системах в настоящее время используют Nd:YAG-лазеры, длина волны которых смещается с помощью параметрических преобразователей излучения до 1570 нм. В них удается обеспечить более высокие частоты следования импульсов — до 25 Гц.

### 6.2.3. ТУЛИЙ-ГОЛЬМИЕВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Tm:Ho:YAG и Cr:Tm:Ho:YAG-тулий-гольмиевые лазеры, излучающие на длине волны 2,08 мкм (2,02 мкм), работают в важном для многих практических применений спектральном диапазоне.

Высокие оптические и термомеханические свойства матрицы YAG позволяют получать непрерывную и импульсно-периодическую генерацию большой мощности на длине волны 2,08 мкм. При этом наилучшие результаты получаются при использовании лазерных кристаллов на основе матрицы YAG, которые наряду с ионами Ho<sup>3+</sup> легируются ионами Tm<sup>3+</sup> и Cr<sup>3+</sup> (рис. 6.9).

При использовании ламповой накачки активная среда легируется ионами Cr<sup>3+</sup>, которые возбуждаются на широкие уровни E<sub>4</sub> и E<sub>5</sub>, откуда энергия эффективно переносится на уровень E<sub>3</sub> иона Tm<sup>3+</sup>. Низкая эффективность

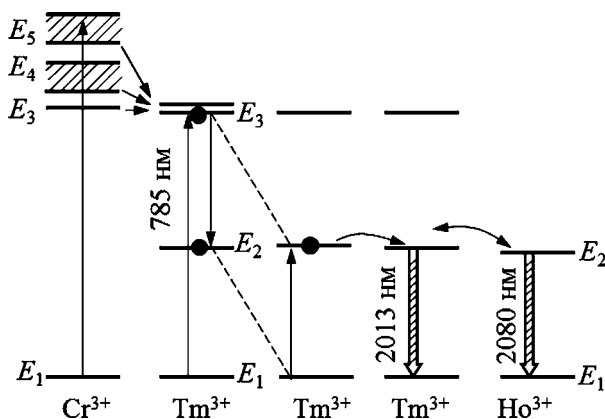


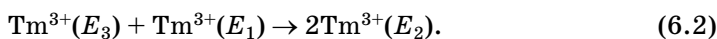
Рис. 6.9

Схема энергетических уровней тулий-гольмиевых лазеров

преобразования излучения накачки в излучение генерации на длине волны 2,08 мкм (менее 0,3%) и, вследствие этого, большие габариты и высокое энергопотребление Cr, Tm, Ho:YAG-лазеров с ламповой накачкой затрудняли их использование во многих приложениях.

С появлением доступных коммерческих диодных лазеров на смену системам с ламповой накачкой пришли лазеры с диодно-лазерной накачкой, что позволило увеличить мощность и эффективность генерации, улучшить качество пучка выходного излучения, а также уменьшить габариты лазерных систем и эксплуатационные расходы.

При диодной накачке можно обеспечить непрерывную накачку именно этого уровня напрямую. Далее в результате так называемой кросс-релаксации происходит перераспределение энергии по схеме:



За счет этого квантовая эффективность такой накачки составляет 100%.

При определенных условиях энергия с уровня  $E_2$  ( $\text{Tm}^{3+}$ ) может перенестись на близкий по энергии  $E_2$  ( $\text{Ho}^{3+}$ ) уровень иона, но обеспечивая генерацию на длине волны 2,08 мкм.

Интерес к тулий-гольмиевым лазерам с длиной волны 2,08 мкм (2,02 мкм) обусловлен тем, что их излучение находится в безопасном для глаз диапазоне длин волн. Благодаря этому лазеры, генерирующие в области 2 мкм, используются в различных областях, где при их использовании может возникнуть угроза попадания излучения на незащищенные органы зрения. В частности, эти лазеры обеспечивают получение одночастотного режима излучения для доплеровских ветровых лидаров.

### 6.3. ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ЛАЗЕРЫ

От лазеров на ионах неодима, эрбия или иттербия перестраиваемые лазеры отличаются структурой энергетических уровней, представляющих собой широкие полосы, а не дискретные уровни энергии. Эти энергетические полосы являются результатом взаимодействия электронных уровней энергии активных частиц (ионов) с колебательными уровнями кристаллической решетки матрицы, что приводит к появлению колебательных электронных подуровней. Их характерной особенностью, определяющей возможность перестройки длины волны (частоты) излучения, является возможность лазерного перехода между самым низким уровнем верхней полосы на любой разрешенный уровень нижней полосы.

Однако такие лазеры имеют большое значение не только для перестройки длины волны излучения, но и в связи с их способностью генерировать длины волн, не доступные для других твердотельных лазерных сред. Наиболее известными из них являются лазер на александрите (легированный хромом хризоберилл  $\text{BeAl}_2\text{O}_4$ ), титан-сапфировый (легированный титаном корунд  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) и Cr:GSGG (легированный хромом GSGG,  $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Go}_3\text{O}_{12}$ ) с диапазонами перестройки 700–850 нм, 660–1180 нм и 740–850 нм соответственно.

### 6.3.1. АЛЕКСАНДРИТОВЫЙ ЛАЗЕР

Александритовый лазер с интенсивным излучением красного цвета в сочетании с перестройкой длины волны является хорошим источником излучения лазерного «ослепителя» («нелетальное» лазерное оружие — устройство, используемое для временного ослепления человека).

Александрит является общим названием для хризоберилла, легированного хромом, с концентрацией последнего в диапазоне 0,1–0,4 ат.%. Оптические и механические свойства александрита близки рубину. Он имеет много физических и химических свойств хорошей лазерной матрицы, в том числе высокую теплопроводность, твердость, химическую стойкость и высокую предельную тепловую нагрузку.

Теплопроводность и тепловая стойкость александрита примерно в 2 раза и в 5 раз соответственно выше, чем у Nd:YAG, что позволяет такому лазеру работать при высоких средних мощностях накачки без теплового разрушения. На рисунке 6.10 показана схема энергетических уровней александритового лазера. Генерация излучения может происходить между верхним уровнем  $E_4$  и любым из колебательных состояний  $E_2$  вблизи нижнего уровня  $E_1$ .

Так как полосы поглощения александрита находятся примерно на длинах волн от 380 до 630 нм, то накачка осуществляется в зеленом или синем видимом диапазоне.

Диапазон перестройки длины волны излучения 700–850 нм. Как показано на схеме энергетических уровней, есть еще один уровень энергии  $E_3$  примерно в  $800\text{ см}^{-1}$  ниже верхнего уровня, находящейся с ним в термодинамическом равновесии. Уровни  $E_4$  и  $E_3$  имеют время жизни 6,6 мс и 1,54 мс соответственно.

Эффективное время жизни верхнего уровня здесь зависит от совместного влияния состояний  $E_4$  и  $E_3$  и составляет примерно 260 мс.

Следовательно, александрит может работать как по четырехуровневой схеме, так и по трехуровневой, аналогично рубину. Трехуровневая схема имеет высокий порог генерации с фиксированной длиной волны на выходе (680 нм при комнатной температуре). Четырехуровневая схема намного более эффективная.

Еще одним интересным свойством александритового лазера является сильная зависимость его работы от температуры. Поперечное сечение вы-

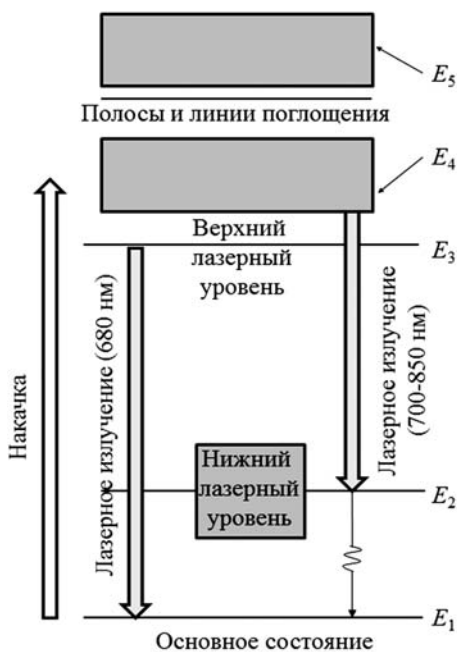


Рис. 6.10  
Схема энергетических уровней  
александритового лазера

Таблица 6.7

Пример параметров активного элемента alexандритового лазера

Концентрация ионов хрома	0,1–0,4%
Время жизни верхнего лазерного уровня	0,26 мс
Сечение вынужденного излучения	$1,0 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$
Теплопроводность	$0,23 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
Ширина спектральной линии	100 нм
Длина волны излучения	700–850 нм
Коэффициент преломления	1,7421 (для вектора $E$ , параллельного оси $b$ )

нужденного излучения и, следовательно, коэффициент усиления возрастают с увеличением температуры кристалла. Пик коэффициента усиления смещается в длинноволновую область роста населенностей нижнего лазерного уровня, особенно в нижней части полосы. Конечным результатом является увеличение мощности лазера при увеличении температуры на больших длинах волн в диапазоне настройки. Другой эффект повышения температуры связан с уменьшением времени жизни на верхнем лазерном уровне с 260 мс при комнатной температуре до 130 мс при температуре 100°C. Свойства и параметры активного элемента alexандритового лазера приведены в таблице 6.7.

Хотя alexандрит может работать и в непрерывном режиме, маленькое сечение излучения делает более практичной импульсную генерацию с высокой частотой повторения импульсов в режиме либо свободной генерации (длительность выходного импульса порядка 200 мкс), либо генерации с модуляцией добротности (длительность выходного импульса порядка 50 нс). Средние мощности лазера на alexандрите достигли порядка 100 Вт при частоте 250 Гц.

Способность alexандритового лазера поддерживать высокий коэффициент усиления при повышенных температурах, в сочетании с перестройкой длин волн делает его весьма привлекательным для многих приложений.

### 6.3.2. ТИТАН-САПФИРОВЫЙ ЛАЗЕР

Титан-сапфировый лазер является наиболее широко используемым перестраиваемым твердотельным лазером из-за широкого диапазона перестройки и хороших характеристик материала. Диапазон длин волны перестраиваемого лазера от 660 до 1180 нм с пиком кривой усиления, расположенным около 800 нм. Материал матрицы (сапфир) имеет очень высокую теплопроводность, механическую прочность и исключительно высокую химическую инертность. Концентрация ионов титана в лазерном кристалле составляет около 0,1%.

Рисунок 6.11 показывает упрощенную схему уровней энергии титан-сапфирового лазера.

Титан-сапфировые лазеры не могут эффективно накачиваться импульсными лампами из-за слишком малого времени жизни верхнего лазерного

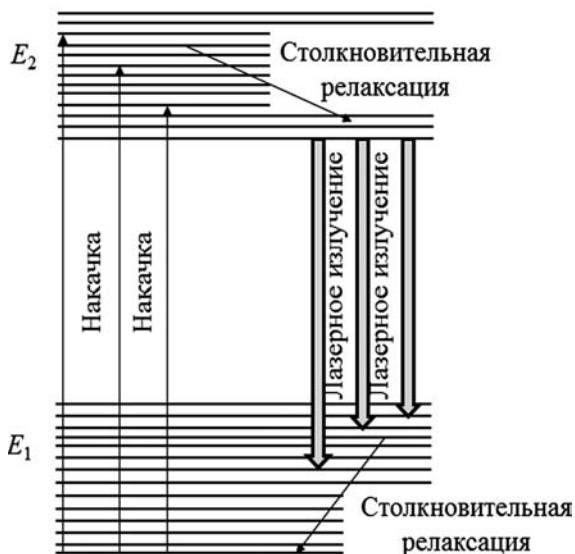


Рис. 6.11

Схема энергетических уровней титан-сапфирового лазера

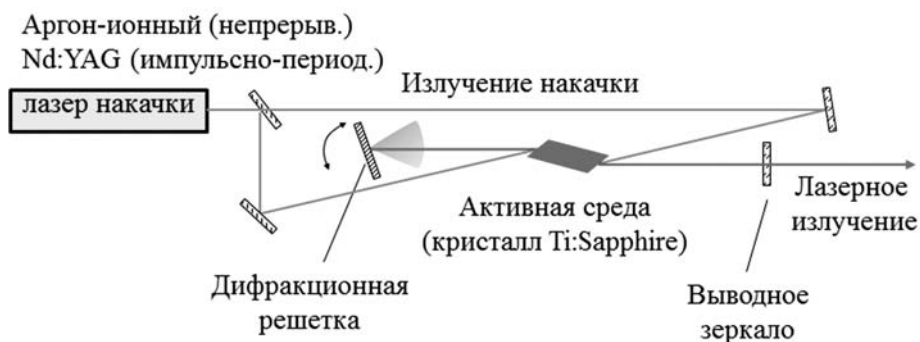


Рис. 6.12

Принципиальная схема титан-сапфирового лазера, перестраиваемого по длине волны

Таблица 6.8

Пример параметров активного элемента Ti:Sa-лазера

Концентрация ионов титана	0,1%
Время жизни верхнего лазерного уровня	3,2 мс
Сечение вынужденного излучения для 795 нм	$2,8 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$
Теплопроводность	$0,3-0,5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
Ширина спектральной линии	180 нм
Спектр излучения	660–1180 нм
Коэффициент преломления	1,76



уровня. Можно отметить, что инверсия, которая требуется, чтобы превысить порог генерации в лазере, обратно пропорциональна произведению времени жизни верхнего лазерного уровня и сечения вынужденного излучения.

Крайне малая величина времени жизни верхнего лазерного уровня 3,2 мс обуславливает необходимость высоких мощностей накачки для достижения порога генерации в титан-сапфировом лазере. В то же время полоса поглощения имеет максимум около 500 нм, что затрудняет использование лазерных диодов для накачки, так как эта длина волны слишком коротка для обычно используемых для накачки лазерных диодов.

Ввиду вышеуказанных причин накачку титан-сапфировых лазеров в импульсно-периодических режимах обычно осуществляют с помощью неодимовых лазеров (Nd:YAG, Nd:YLF) с удвоением частоты, а также лазеров на парах меди. В случаях когда необходимо непрерывное излучение, для накачки Ti:Sa-лазеров используют аргон-ионные лазеры.

Неодимовые лазеры, в свою очередь, могут быть с диодной накачкой. Мощное излучение аргон-ионных лазеров, доступное на 488 и 514,5 нм, Nd:YAG- и Nd:YLF-лазеров с удвоением частоты на длинах волн 532 нм и 527 нм соответственно, лазеров на парах меди на длине волны 510 нм отлично совпадает с полосой поглощения титан-сапфира.

Принципиальная конструктивная схема титан-сапфирового лазера приведена на рисунке 6.12. Дифракционная решетка, используемая в качестве глухого зеркала резонатора лазера, также играет роль оптического селектора, позволяющего настраивать резонатор на требуемую длину волны.

Свойства и параметры активного элемента титан-сапфирового лазера приведены в таблице 6.8.

Титан-сапфировые лазеры с непрерывной генерацией излучения мощностью в несколько ватт, накачиваемые аргон-ионным лазером, а также работающие в импульсно-периодическом режиме с энергией импульса в несколько мегаджоулей на частоте 1 кГц или выше 100 мДж с частотой 20 Гц, накачиваемые Nd:YAG- или Nd:YLF-лазерами с удвоением частоты, являются коммерчески доступными. Такие перестраиваемые лазеры идеально подходит для атомной и молекулярной спектроскопии и флуоресцентной спектроскопии.

На иллюстрации 11 (см. цв. вкл.) приведены фотографии непрерывного одночастотного титан-сапфирового лазера с мощностью выходного излучения более 1,7 Вт (при накачке 10 Вт) TIS-SF-07 компании «Техноскан», перестраиваемого в диапазоне длин волн 700–1100 нм (а), и титан-сапфирового фемтосекундного лазера TiF-15 компании «Авеста-Проект» с выходной мощностью более 500 МВт и длительностью импульса менее 15 фс, перестраиваемого в спектральном диапазоне 760–840 нм (б).

Титан-сапфировые лазеры с широким диапазоном настройки и малой шириной спектральной линии являются отличной альтернативой лазерам на красителях (см. раздел 8.1.2).

Непрерывные одночастотные титан-сапфировые лазеры активно применяются в исследованиях, связанных со спектрально-селективным исследованием

атомов, в частности для охлаждения атомов. Возможность широкодиапазонной перестройки длины волны излучения титан-сапфирового лазера дает возможность спектрально-селективного возбуждения большого числа атомов и молекул как в спектральной области основного излучения лазера (700–1100 нм), так и в области второй (350–550 нм) и четвертой (200–275 нм) гармоник излучения.

Титан-сапфировые лазеры используются в области спектроскопии комбинационного рассеяния (рамановской спектроскопии), а также в биологии для возбуждения флуоресценции в пробах различных молекул. Высокая мощность и хорошие временные и пространственные характеристики делают эти лазеры идеальными для голографии и многих других применений.

### 6.3.3. НОВЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ СРЕДЫ ДЛЯ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ

При всех своих достоинствах основным недостатком титан-сапфировых лазеров для некоторых применений (прежде всего в мобильных лазерных системах) является громоздкая система накачки, включающая в себя газовые или твердотельные лазеры. Поэтому большой интерес вызывают новые твердотельные среды для перестраиваемых лазеров на ионах  $\text{Cr}^{3+}$ – $\text{Cr}^{3+}$ : $\text{LiSrAlF}_6$  (Cr:LISAF) и  $\text{Cr}^{3+}$ : $\text{LiCaAlF}_6$  (Cr:LICAF). Оба материала обеспечивают широкий диапазон перестройки частоты генерации и могут накачиваться напрямую как импульсной лампой, так и лазерными диодами.

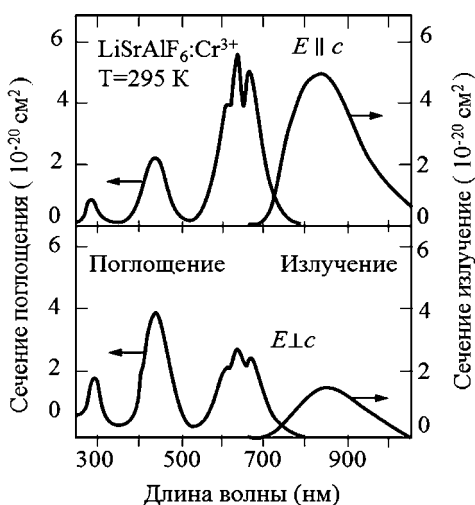


Рис. 6.13  
Спектры поглощения  
и флуоресценции кристалла Cr:LISAF

Общая картина энергетических уровней похожа на схему уровней александрита. Спектры поглощения и флуоресценции кристалла Cr:LISAF приведены на рисунке 6.13.

Основное применение этих сред — усиление фемтосекундных импульсов титан-сапфировых или Cr:LISAF-лазеров в перестраиваемых лазерных системах мониторинга окружающей среды, а также для задач спектроскопии.

Основное применение этих сред — усиление фемтосекундных импульсов титан-сапфировых или Cr:LISAF-лазеров в перестраиваемых лазерных системах мониторинга окружающей среды, а также для задач спектроскопии.

## 6.4. ДИСКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Активная среда в виде цилиндрического стержня обладает серьезными ограничениями из-за термооптических эффектов (формирование положительной тепловой линзы из-за радиального градиента температуры и двойное лучепреломление из-за механических напряжений), которые наводятся

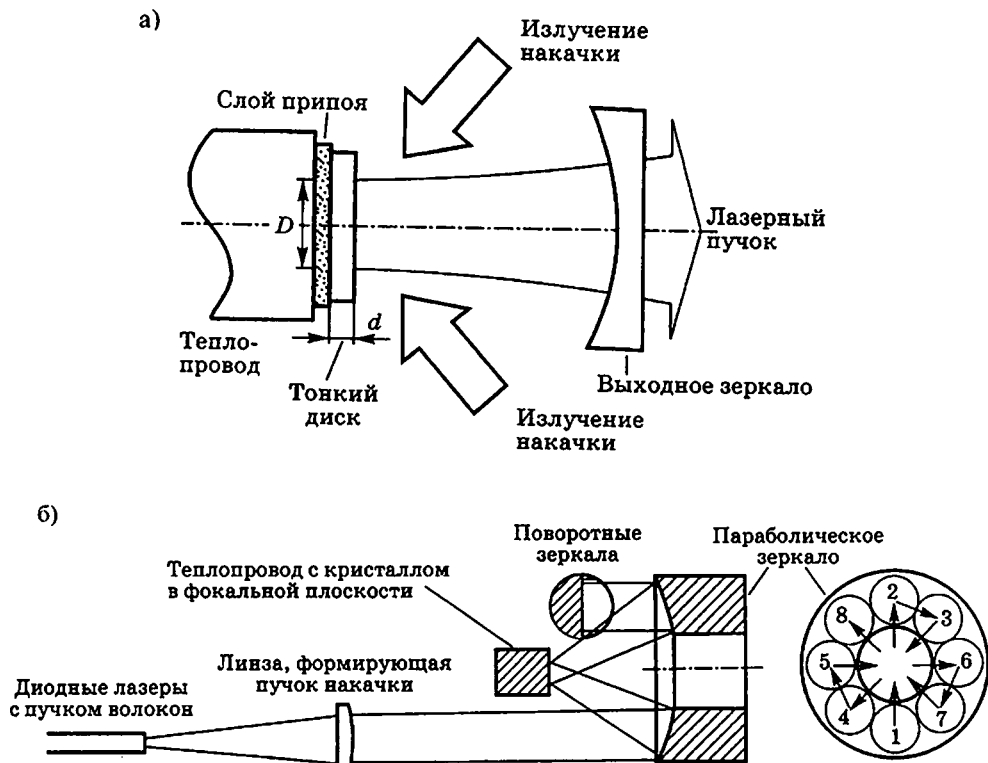


Рис. 6.14  
Дисковые лазеры:

а — однодисковая конфигурация; б — многодисковая конфигурация.

в стержне при высоком уровне мощности накачки, поскольку охлаждение стержня производится с помощью хладагента по наружной поверхности.

Решением может быть использование активной среды в виде очень тонкого диска ( $d \ll D$ ). Типичные значения  $d \approx 100-200$  мкм, а  $D$  от одного до нескольких миллиметров (рис. 6.14).

Из-за малой длины активной среды поглощение света накачки не очень велико, как и усиление на проход. Эта проблема решается за счет сильного легирования и обеспечения многократных проходов излучения накачки.

Многoproходные схемы накачки обеспечивают однородную накачку в радиальной плоскости. Это приводит к существенному уменьшению тепловых эффектов. Другим преимуществом является то, что высокие мощности поглощаются в небольшом объеме среды, сильно увеличивая скорость накачки, что принципиально важно для трехуровневых и квазитрехуровневых схем. При этом также оказывается возможным поддерживать диск при низкой температуре, обеспечивая слабую заселенность основного состояния.

При таком подходе очень небольшой температурный градиент и позволяет достигать высоких уровней мощности накачки (до  $1 \text{ МВт/см}^3$ ).

## 6.5. ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ

### 6.5.1. ОСОБЕННОСТИ ОПТИКИ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

Волоконные лазеры относятся к твердотельным лазерам, активной средой которых является оптическое волокно, легированное редкоземельными ионами. Они являются альтернативой обычным твердотельным лазерам с активной средой из стержней и слэбов и имеют широкий спектр применений как в гражданской, так и в военной промышленности, когда требуется сочетание высокой выходной мощности с высоким качеством пучка в компактном и прочном корпусе.

Конструкция волоконного лазера обеспечивает отличные технические характеристики для различных технологических и эксплуатационных режимов, сохраняя низкую чувствительность к разъюстировкам, а также высокое качество луча, компактность и длительную стабильность всех рабочих характеристик. В дополнение к ним волоконные лазеры демонстрируют выдающиеся термооптические свойства благодаря большому отношению площади поверхности к объему.

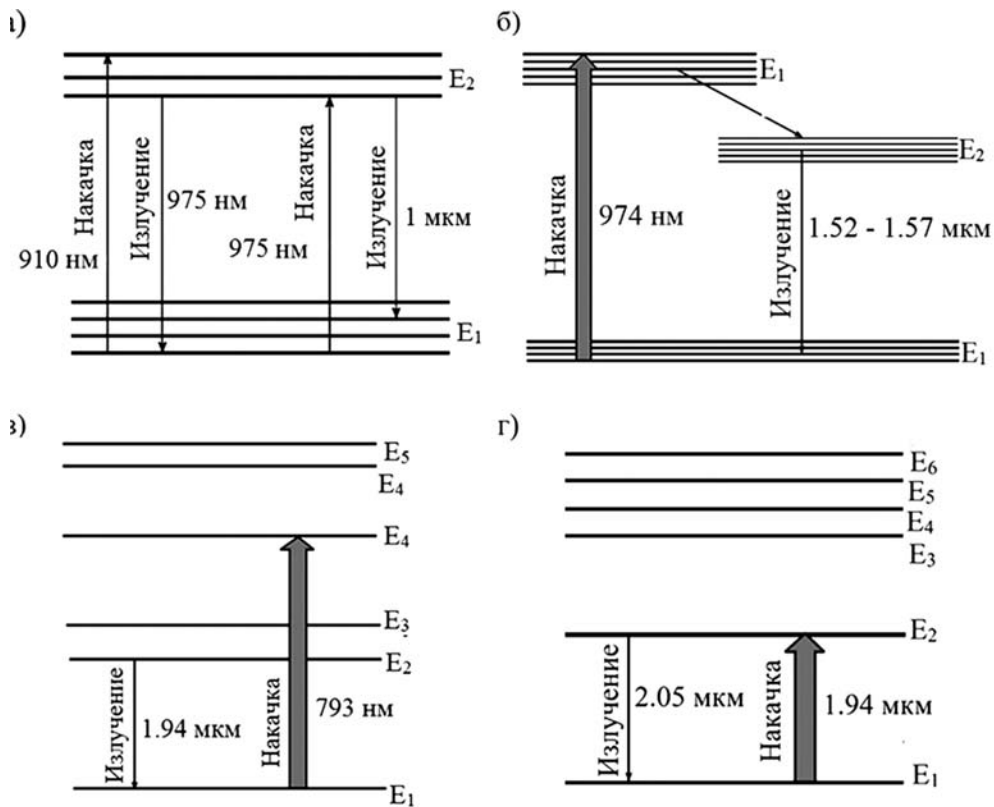
Активной средой волоконных лазеров является стекловолокно, легированное ионами редких элементов, таких как редкоземельные ионы неодима ( $\text{Nd}^{3+}$ ), иттербия ( $\text{Yb}^{3+}$ ), эрбия ( $\text{Er}^{3+}$ ), тулия ( $\text{Tm}^{3+}$ ), гольмия ( $\text{Ho}^{3+}$ ) или празеодима ( $\text{Pr}^{3+}$ ). Длины волн, излучаемые основными волоконными лазерами, лежат в области 1,0 – 1,1 мкм у иттербиевых лазеров, 1,52–1,57 мкм у эрбиевых лазеров и 1,9–2,1 мкм у тулий-гольмиевых лазеров. На рисунке 6.15а–г показаны упрощенные диаграммы энергетических уровней лазерных сред, легированных иттербием, эрбием, тулием и гольмием.

Из-за небольшой разницы квантовых уровней накачки и верхнего лазерного уровня (<10%), вместе с трехуровневой схемой генерации, иттербий является одним из лучших легирующих материалов, в частности, для волоконных лазеров высокой и средней мощности.

В качестве источника накачки используются полупроводниковые лазеры или также волоконные лазеры, а резонатор содержит активную среду, ограниченную диэлектрическими зеркалами или брэгговскими решетками.

Рисунок 6.16 показывает упрощенную конструктивную схему расположения основных компонентов волоконного лазера. Как накачка, так и лазерное излучение направляются через волноводные структуры, состоящие из сердцевин и оболочки волокна.

При продольной оптической накачке ввод излучения накачки осуществляется, как правило, со стороны глухого зеркала, а выводное зеркало должно полностью отражать излучение накачки. Это достигается использованием специальных дихроичных зеркал с многослойными интерференционными (диэлектрическими) покрытиями, пропускающими излучение определенного спектрального диапазона. Диэлектрические зеркала составляют резонатор, в полости которого располагается оптическое волокно в оболочке, легированное активными ионами.



**Рис. 6.15**  
 Схемы энергетических уровней:  
 а — иттербия; б — эрбия; в — тулия; г — гольмия.



**Рис. 6.16**  
 Конструктивная схема волоконного лазера

В реальных волоконных лазерах в большинстве случаев вместо зеркал используются волоконные брэгговские решетки. Последние являются одним из видов распределенных отражателей Брэгга, встроенных на коротком отрезке волокна, как показано на рисунке 6.17а. Образованная таким способом решетка периодического изменения показателя преломления сердцевинны

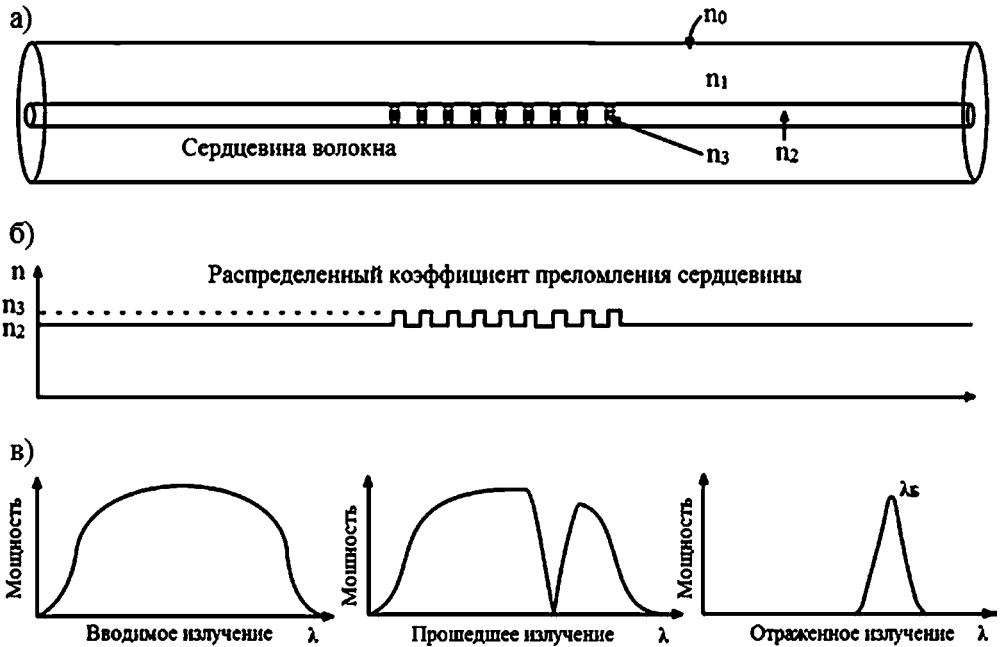


Рис. 6.17

Структура и свойства волокна с брэгговской решеткой:

*a* — общий вид; *b* — изменение коэффициента преломления вдоль оси волокна; *в* — спектральные соотношения вводимого, прошедшего и отраженного от брэгговской решетки излучения.

волокна предназначена для отражения определенной длины волны и пропускания всех других длин волн, как показано на рисунке 6.17б.

Чтобы свет источника накачки проходил по всей длине волокна, легированного редкоземельным ионом, излучение накачки должно быть пространственно когерентным. Поскольку выходная мощность одномодовых диодных лазеров обычно ограничивается несколькими ваттами, такая конфигурация не может быть использована для создания лазеров с относительно высокой выходной мощностью. Это ограничение преодолевается с помощью конструкции волокна с двойной оболочкой. В этом случае легированная активная сердцевина окружена второй структурой волновода в виде оболочки, используемой для распространения излучения накачки, как это изображено на рисунке 6.18.

Конструкция волоконного лазера с двойной оболочкой позволяет использовать в качестве источников накачки многомодовые полупроводниковые диодные лазеры. Излучение накачки в этом случае запускается во внутреннюю оболочку и постепенно поглощается по всей длине волокна, превращаясь в легированной сердцевине в излучение одномодового лазера высокой яркости.

В отличие от твердотельных лазеров, где интенсивность излучения накачки в объеме ограничена из-за дифракции на неоднородностях структуры (размеры кристаллов много больше длины волны), в случае волоконного ла-

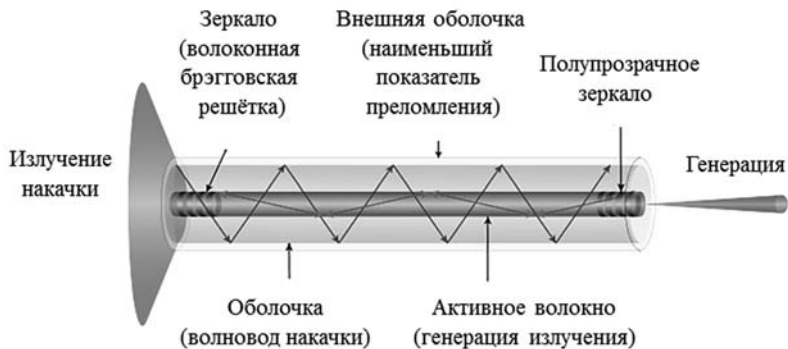


Рис. 6.18 Волоконный лазер с двойной оболочкой

зера с двойной оболочкой высокая интенсивность накачки, а следовательно, и лазерного излучения, поддерживается на всей длине волокна. Следовательно, коэффициент усиления активной среды (увеличение интенсивности света в усиливающей среде на длине взаимодействия) значительно выше, чем у твердотельных лазеров. Эта особенность обеспечивает волоконным лазерам большой коэффициент усиления за один проход и низкий порог величины накачки.

Одним из недостатков концепции волоконного лазера с двойной оболочкой является снижение поглощения излучения накачки легированной ионами активной сердцевиной из-за неравномерного распределения интенсивности накачки во внутренней оболочке, а следовательно, и в активной среде. В результате этого эффективность передачи энергии (свет — свет) снижается. Эта проблема решается, нарушением цилиндрической симметрии внутренней оболочки, как правило, за счет D-образных или прямоугольных областей распространения излучения накачки (рис. 6.19).

Еще большие мощности накачки достигаются с помощью технологии с двумя волноводами накачки. В одну защитную оболочку встраивается несколько сердцевинок волноводов, одна из которых является активной средой, а другие — волноводами накачки.



Рис. 6.19

Два различных типа оптических волокон для волоконных лазеров (не в масштабе):

1 — сердцевина, легированная редкоземельными ионами; 2 — волновод накачки; 3 — общая оболочка; 4 — защитная оболочка.

Накачка осуществляется благодаря быстро убывающему с расстоянием так называемому эванесцентному полю, локализованному вблизи поверхности волноводов и проникающему в активную среду через их стенки. Особенностью технологии являются возможность ввода излучения накачки через оба торца каждого из волноводов накачки. Периодические изгибы при использовании симметричных волокон также повышают эффективность использования излучения накачки.

### 6.5.2. РЕЖИМЫ РАБОТЫ

В общем случае рабочие режимы волоконного лазера включают непрерывный (*CW*) и импульсно-периодический (квазинепрерывный) режимы, модуляцию добротности резонатора и синхронизацию мод. Непрерывный и квазинепрерывный режимы работы волоконных лазеров с уровнем выходной мощности от милливатт до киловатт являются наиболее востребованными для широкого спектра промышленных и военных применений.

Режим модуляции добротности может быть использован для создания импульсов энергии в диапазоне от нескольких миллиджоулей до нескольких десятков миллиджоулей с шириной импульса от нескольких десятков наносекунд до сотен наносекунд.

Режим синхронизации мод используется для создания ультракоротких импульсов с длительностью импульса порядка десятков... сотен фемтосекунд. При этом возможна как активная, так и пассивная синхронизация мод. Другой режим эксплуатации, являющийся привлекательным в случае волоконных лазеров, — режим преобразования с повышением частоты (уменьшением длины волны) излучения, при котором генерация происходит в результате нескольких переходов.

В волоконных лазерах с низким коэффициентом усиления можно также реализовать одночастотный режим работы для создания непрерывного излучения с мощностью от нескольких милливатт до нескольких десятков милливатт; имеется информация даже о достижении мощности, приближающейся к одному ватту. Такой режим возможен как в схеме с распределенными брэгговскими отражателями РВО (*DBR — distributed Bragg reflector*), так и с распределенной обратной связью РОС (*DFB — distributed feedback*).

В первом случае, как показано на рисунке 6.20а, два брэгговских зеркала устанавливаются с двух сторон от короткой активной среды (порядка нескольких сантиметров). Короткая длина резонатора обеспечивает большее расстояние между соседними продольными модами, заставляя лазер работать только на одной из них. Также влияет и малая ширина спектральной линии брэгговских решеток, из-за чего только на одной продольной моде усиление оказывается выше порога генерации.

Вторая схема волоконного РОС (*DFB*)-лазера, показана на рисунке 6.20б. В этом случае брэгговская решетка нанесена прямо на сердцевину волокна. Благодаря точному контролю фазы такой режим работы с распределенной по всей длине резонатора обратной связью (РОС — *DFB*) обеспечивает очень низкую спектральную ширину линии и одночастотной работы.





Рис. 6.20  
Схема волоконного лазера:

*a* — с распределенными брэгговскими отражателями; *b* — с распределенной обратной связью.

На иллюстрации 12 (см. цв. вкл.) приведены фотографии импульсного итербиевого волоконного лазера ИЛИ-1-50 со средней мощностью до 50 Вт (*a*), квазинепрерывный волоконный лазер *QCW* с энергией импульса до 15 Дж (*b*) и линейки промышленных волоконных лазеров серии ЛС (*в*), выпускаемых компанией «ИРЭ-Полус».

### 6.5.3. ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Так называемое микроструктурированное или фотонно-кристаллическое оптическое волокно ФКОВ (*photonic crystal fiber PCF*) значительно отличается от традиционно применяемых оптических волокон. Если в последних световод образуется слоями с различным показателем преломления, то во ФКОВ светопередающая структура образуется воздушными каналами (например, цилиндрической формы), окружающими сплошную (или полую) сердцевину волокна. Они образуют так называемый двумерный фотонный кристалл (рис. 6.21*a*).

Волноводные моды в ФКОВ могут формироваться как традиционно для оптического волокна, за счет полного внутреннего отражения луча при распространении вдоль волокна, так и вследствие появления запрещенных зон в спектре пропускания микроструктуры.

Возможность управления показателем преломления оболочки позволяет создавать так называемое неограниченное одномодовое оптоволокно. В них на любой длине волны распространяется только одна мода. Еще одна особенность ФКВ — существование одномодового режима в волокнах с большим диаметром сердцевины.

ФКОВ производится по технологической схеме, существенно отличающейся от процессов производства обычного оптического волокна. По этой схеме заготовка сердечника обкладывается несколькими слоями пустотелых стеклянных трубок-заготовок с круглым или шестигранным сечением. Затем полученная заготовка нагревается и подвергается двух- или трехэтапному вытягиванию (как и обычное оптоволокно) до приемлемых размеров оболочки (диаметром 125–400 мкм или выше). Длина полученного волокна сегодня достигает 10–500 м.

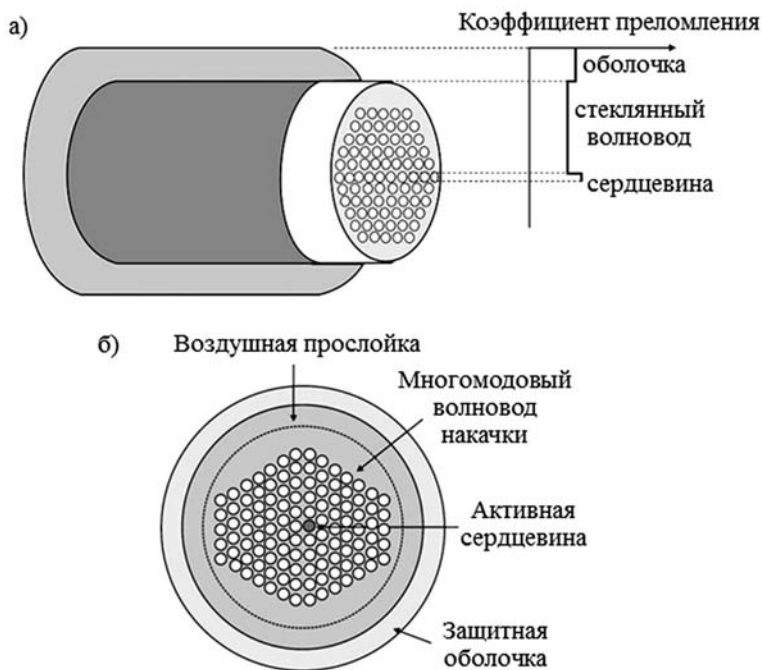


Рис. 6.21

Волоконный лазер на фотонно-кристаллическом волокне:

а — схема ФКОВ; б — поперечное сечение лазера ФКОВ с двойной оболочкой.

В типичном ФКОВ микроструктура образуется гексагонально упакованными воздушными каналами. Главной особенностью такого волокна является поддержка только основной моды независимо от длины волны или диаметра сердцевин. Поэтому микроструктуры позволяют создавать оптическое волокно с любой заданной числовой апертурой (синус максимального входного угла падения луча света в оптоволокно), от очень маленьких для активной сердцевин до очень больших для волноводов накачки при сравнительно большом диаметре сердцевин.

Применение ФКОВ открывает новые возможности для создания высоко-мощных одномодовых лазеров, так как обычная технология изготовления волокна требует увеличения диаметра сердцевин для повышения мощности, а это приводит к многомодовому режиму распространения света. Для одномодового волокна числовая апертура достигает, как правило, порядка 0,1, но с помощью микроструктурирования эту величину можно уменьшить, а значит, можно увеличить диаметр активной сердцевин, сохраняя одномодовый режим излучения.

Для накачки редкоземельных ионов в срезе ФКОВ создается структура, напоминающая оптическое волокно с двойной оболочкой (рис. 6.21б). Вокруг внутреннего фотонного кристалла, окружающего активную сердцевину, на некотором расстоянии формируется еще один слой воздушных каналов (типично вытянутых в срезе волокна в радиальном направлении).

Такие ФКОВ имеют очень высокую числовую апертуру. Если, например обычные многомодовые волокна имеют числовую апертуру порядка 0,3, то для ФКОВ значения числовой апертуры находятся в диапазоне 0,6–0,7. Это позволяет использовать для накачки диоды с большой расходимостью излучения. Кроме большой числовой апертуры, преимуществом такой структуры являются низкие потери излучения накачки благодаря отсутствию спиральных и винтовых мод, которые не проходят через активную сердцевину.

В 2003 г. был продемонстрирован волоконный лазер в режиме постоянной генерации, использующий ФКОВ длиной 2,3 м, КПД которого был 78% при максимальной мощности генерации 80 Вт. В 2006 г. был создан лазер с тем же КПД, максимальной мощностью генерации 320 Вт (550 Вт/м активного волокна) и площадью мод 2000 мкм<sup>2</sup>. Как и в случае обычного волокна, лазеры, использующие ФКОВ, характеризуются линейной зависимостью выходной мощности излучения от мощности накачки.

### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 6

1. Твердотельные лазеры обеспечивают генерацию лазерного излучения в широком диапазоне энергетических, временных и спектральных характеристик. Для оптической накачки ТТЛ можно использовать как импульсные и непрерывные дуговые лампы, так и лазерные диоды при минимальных требованиях к оптическому качеству излучения накачки. Полный КПД твердотельных лазеров не превосходит 25–30%.

2. Дисковые лазеры позволяют увеличить как энергетическую, так и технологическую эффективность ТТЛ.

3. Волоконные лазеры обладают относительно более высокой энергетической эффективностью по сравнению с твердотельными лазерами на кристаллах и стеклах. Суммарный КПД волоконных лазеров достигает 35% и, в принципе, может еще повышаться.

4. Волоконные лазеры обеспечивают высокое оптическое качество излучения вплоть до десятков киловатт мощности в непрерывном режиме, в то время как их возможности в импульсно-периодических режимах гораздо скромнее. В то же время в волоконных лазерах имеется очень сильное влияние нелинейностей за счет эффекта Керра, обусловленное большой длиной и малой площадью сечения волокна и ограничивающее минимально достижимую длительность импульса и возможность работы волоконного лазера в одностотном режиме. Максимальная энергия одного импульса, как правило, не превышает нескольких миллиджоулей.

5. Нелинейные эффекты гораздо менее серьезны для твердотельных лазеров. Если в непрерывных режимах характеристики волоконных и твердотельных лазеров по уровню выходной мощности и качеству излучения, в общем-то, сравнимы, то при импульсно-периодических режимах твердотельные лазеры имеют существенное преимущество как с точки зрения более высокой энергии импульса, так и более высокой пиковой мощности излучения. Энергия единичного импульса даже серийно выпускаемых фемтосекундных ТТЛ может достигать одного джоуля, а уникальные лазерные системы

для термоядерных исследований генерирует импульсы с энергией на много порядков большей.

6. Благодаря полному отсутствию малоресурсных элементов волоконные лазеры отличаются высокой надежностью и большим рабочим ресурсом (по данным НТО «ИРЭ-Полус», ресурс диодов накачки составляет не менее 50 000 ч). Это преимущество волоконных лазеров дополняется отсутствием элементов открытой оптики, что делает их нечувствительными к любым деформациям конструкции и обеспечивает устойчивость и долгосрочную стабильность оптических схем.

7. При близких выходных характеристиках твердотельные лазеры с диодной накачкой по стоимости немного превосходят волоконные лазеры, однако ТТЛ с ламповой накачкой могут оказаться существенно менее дорогими.

8. Волоконные лазеры на фотонно-кристаллических волокнах могут в перспективе обеспечить очень высокую энергетическую эффективность при хорошем оптическом качестве излучения.

#### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 6

1. Определите выходную мощность двухваттного непрерывного лазерного излучения, прошедшего 10-сантиметровую активную среду твердотельного лазера, характеризующуюся коэффициентом усиления, равным 10% на сантиметр.

2. Определите пиковую мощность Nd:YAG-лазера, генерирующего 100-миллиджоулевые импульсы длительностью 20 нс.

3. Определите энергию в импульсе Nd:YAG-лазера, если его пиковая мощность достигает 10 МВт, а длительность импульсов не превышает 10 нс.

4. Nd:YAG-лазер излучает на длине волны 1064 нм. Определите минимально возможную длительность импульса при естественной ширине спектральной линии 0,1 нм.

5. Определите квантовую эффективность рубинового и неодимового лазеров.

6. В режиме модуляции добротности Nd:Glass-лазер излучает импульсы энергией 100 мДж, длительностью 50 нс. Средняя мощность излучения 2 Вт. Какова частота следования импульсов?

7. Твердотельный лазер имеет ширину полосы генерации 441 ГГц. Определите теоретическое минимально возможное значение длительности импульса, достижимое в режиме синхронизации мод.

8. Твердотельный лазер из предыдущей задачи имеет резонатор длиной 30 см. Какова частота следования импульсов в режиме синхронизации мод?

9. Неодимовый лазер, работающий в режиме модуляции добротности, имеет резонатор длиной 15 см, а его выходное зеркало имеет коэффициент отражения 10%. Если показатель преломления активной среды принять равным 1,8 на длине волны генерации, то какова будет ожидаемая длительность импульса?

10. Твердотельный лазер генерирует нормальные импульсы длительностью 0,5 мс с 10 мДж. Какова импульсная мощность? Как повысится эта мощность в режиме с модуляцией добротности (длительность импульсов 5 нс,

идеальный случай: потери отсутствуют)? Какова средняя мощность при частоте следования импульсов 100 Гц?

11. Определите минимальную длительность импульсов в режиме генерации с модулированной добротностью у двух твердотельных лазеров с резонаторами длиной 1 и 0,4 м.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 6

1. Перечислите основные требования к матрицам твердотельных лазеров.
2. В чем заключаются основные достоинства и недостатки лазеров на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом?
3. Сравните особенности неодимовых лазеров с матрицами из ИАГ и стекла.
4. В чем заключаются достоинства Nd:YLF-лазеров?
5. Чем вызван интерес к неодимовым лазерам с матрицами из ванадата иттрия?
6. Назовите спектральные диапазоны эрбиевых лазеров.
7. В чем особенность схемы возбуждения тулий-гольмиевых лазеров?
8. Каков диапазон перестройки длин волн у александритового и титан-сапфирового лазеров?
9. В чем основное достоинство Cr:LISAF- и Cr:LICAF-лазеров?
10. Какую проблему решает конструктивная схема дисковых лазеров?
11. В чем заключаются особенности накачки волоконных лазеров?
12. Какие резонаторы используются в волоконных лазерах?
13. Что такое волоконные лазеры с распределенной обратной связью?
14. В чем особенность волоконных лазеров на фотонно-кристаллических волокнах?

### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 6

1. Айхлер, Ю. Лазеры: исполнение, управление, применение. — М. : Техносфера, 2008.
2. Голубенко, Ю. В. Твердотельные лазеры / Ю. В. Голубенко, Ю. В. Иванов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана.
3. Голубенко, Ю. В. Волоконные технологические лазеры / Ю. В. Голубенко, А. В. Богданов, Ю. В. Иванов [и др.]. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2010. — 52 с.
4. Maini, A. K. Lasers and optoelectronics: fundamentals, devices and applications. — India : John Wiley and Sons Ltd, 2013.
5. Фриман, Р. Волоконно-оптические системы связи. — М. : Техносфера, 2006.
6. Иванов, А. Волоконная оптика: компоненты, системы передачи, измерения. — М. : Сайрус системс, 1999.
7. Coechner, W. Solid state lasers engineering. — 6<sup>th</sup> ed., rev. and updated. — Springer, 2006.

---

## ГЛАВА СЕДЬМАЯ

# ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

**П**олупроводниковые (диодные) лазеры занимают первое место в мире (более 50%) по объему производства. Главным образом это связано с их компактностью, простотой эксплуатации и высочайшей энергетической эффективностью (достигает более 40%).

Диодные лазеры настолько сильно отличаются от большинства других типов лазеров, что начинать знакомство с ними имеет смысл только после освоения элементарных свойств полупроводников.

### 7.1. ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

По уровню электрической проводимости вещества можно разделить на три группы: диэлектрики (носители тока практически отсутствуют); полупроводники (для протекания тока необходимо выполнение некоторых условий); металлы (проводят ток).

Твердые тела в основном являются кристаллами, т. е. имеют кристаллическое строение. Отдельный атом имеет свое строение энергетических уровней вокруг ядра — систему электронных оболочек, на которых расположены электроны. Объединение атомов в кристаллическую решетку приводит к обобществлению некоторых электронов, а сильное сближение атомов и их электронных уровней приводит к образованию энергетических зон (рис. 7.1):

- $E_g$  — запрещенная зона (носители заряда не могут находиться в запрещенной зоне);
- $E_v$  — валентная зона (носитель заряда (электрон) находится в валентной зоне и связан с ядром атома, образующего кристалл);
- $E_c$  — зона проводимости (носитель заряда (электрон) в этой зоне связан с кристаллической решеткой, но свободно перемещается по кристаллической решетке полупроводникового материала).

В полупроводнике существуют два типа носителей заряда: электроны и дырки (рис. 7.2). Энергия связи носителя заряда (электрона или дырки) с ядрами атомов кристаллической решетки определяет ширину запрещенной



Рис. 7.1  
Образование энергетических зон в кристалле

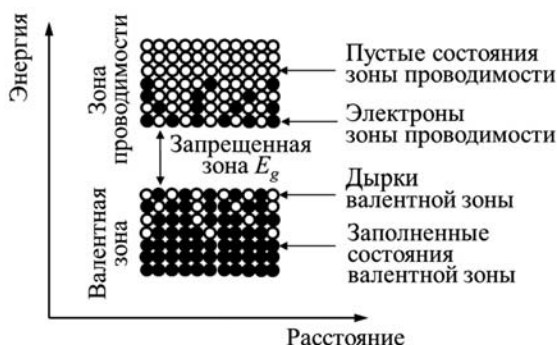


Рис. 7.2  
Энергетические зоны и носители заряда в полупроводнике

зоны  $E_g$  в твердом теле. Полупроводниками называют материалы с относительно небольшой величиной  $E_g$ , как правило, лежащей в диапазоне от 0,1 до 2–3 эВ.

Уровнем Ферми называется энергетический уровень, занятый носителями заряда с вероятностью 50%. При температуре абсолютного нуля  $T = 0$  [К] уровень Ферми — это самый высокоэнергетичный уровень, занятый носителями заряда (электронами). При температуре выше нуля происходит температурное размытие носителей заряда по энергетическим уровням (состояниям).

Собственными называют полупроводники, в которых концентрация свободных носителей заряда определяется только температурой и собственной, присущей данному полупроводнику величиной энергии связи (шириной запрещенной зоны)  $E_g$ .

Легированием называется процесс дозированного введения в полупроводник примесей: донорной и акцепторной. Положение уровня Ферми меняется в зависимости от уровня легирования полупроводникового материала.

Донорной ( $N_d$ ) называется примесь, энергетический уровень которой расположен у дна зоны проводимости; а акцепторной ( $N_a$ ) — энергетический

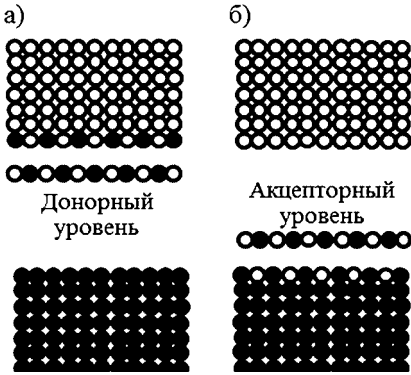


Рис. 7.3

Схематическое изображение зонной структуры полупроводниковых материалов *n*- (а) и *p*-типа (б)

уровень которой расположен у потолка валентной зоны (рис. 7.3). Разность концентраций легирующих атомов акцепторов и доноров определяет проводимость и тип полупроводника:

- полупроводник *n*-типа (от negative) → →  $N_d - N_a > 0$  (т. е. избыток электронов в зоне проводимости);
- собственный полупроводник (*i*-типа) → →  $N_d - N_a = 0$ ;
- полупроводник *p*-типа (от positive) → →  $N_d - N_a < 0$  (т. е. избыток дырок в валентной зоне).

Рассмотрим процесс электрического тока носителей заряда в полупроводнике. Перемещение обоих типов носителей заряда (электронов и дырок) осуществляется в противоположных направлениях, поэтому в полупроводнике всегда присутствуют два типа тока: электронный и дырочный.

Дрейфовым током называется движение (дрейф) свободных носителей заряда в полупроводнике при заданной температуре (хаотичное броуновское движение), а также в случае, когда к некоторому объему полупроводника приложено электрическое поле. Диффузионным называют ток, возникающий при наличии градиента концентрации носителей заряда.

*p-n*-переход — это контактное явление в полупроводниках. Рисунок 7.4 иллюстрирует образование *p-n*-перехода из двух объемных материалов *p*- и *n*-типа.

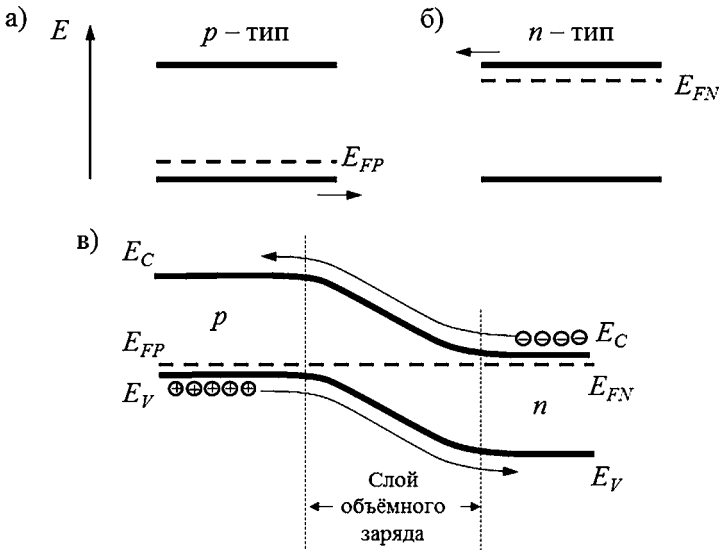


Рис. 7.4

Схема образования *p-n*-перехода



После контакта полупроводниковых материалов  $p$ - и  $n$ -типа (рис. 7.4а, б) происходит мгновенное протекание диффузионного тока: электроны перемещаются в зону проводимости материала  $p$ -типа, а дырки — в валентную зону материала  $n$ -типа (рис. 7.4в). В результате образуются обедненные области в материалах обоих типов.

Поле, противодействующее диффузии носителей заряда, приводит к возникновению в слое объемного заряда потенциального барьера для электронов и дырок. Диффузионный ток продолжается до тех пор, пока не выравняется уровень Ферми для обоих полупроводниковых материалов  $p$ - и  $n$ -типа ( $E_{FP}$  и  $E_{FN}$  соответственно). Образуется  $p$ - $n$ -переход.

Если к  $p$ - $n$ -переходу приложить напряжение в прямом направлении, то потенциальный барьер снизится пропорционально величине приложенного напряжения и диффузия носителей заряда возобновится. В случае приложения обратного напряжения к  $p$ - $n$ -переходу потенциальный барьер возрастает и через  $p$ - $n$ -переход протекает только темновой ток.

## 7.2. ПРИНЦИП РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

### 7.2.1. ИНВЕРСНАЯ НАСЕЛЕННОСТЬ

Первое условие создания диодного лазера — реализация инверсной населенности в его активной среде: в полупроводниковом материале.

Так же как и в других типах лазеров, в диодных системах происходят процессы спонтанного излучения, вынужденного излучения, поглощения оптического излучения полупроводником (рис. 7.5), а усиление излучения возможно только при преобладании излучательных переходов в активной среде.

В условиях термодинамического равновесия через  $p$ - $n$ -переход происходит одинаковое количество актов генерации и рекомбинации (взаимного уничтожения) пар носителей зарядов (электронов  $n_0$  и дырок  $p_0$ ):

$$n_0 = p_0. \tag{7.1}$$

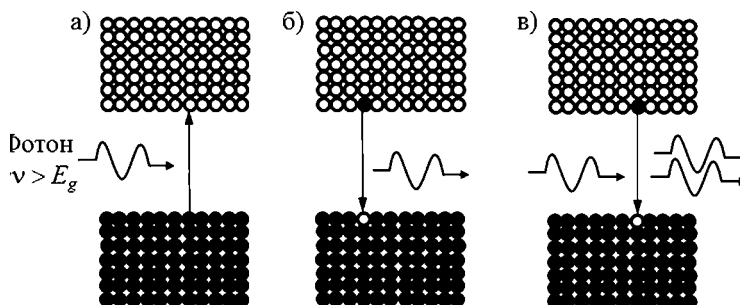


Рис. 7.5

Иллюстрирует поглощение фотона, распространяющегося в полупроводнике (а); иллюстрирует излучательную рекомбинацию (б); иллюстрирует вынужденное излучение (в). Во всех случаях  $h\nu \approx E_g$

При условии инжекции носителей заряда (электронов  $n$  и дырок  $p$ ) в область  $p$ - $n$ -перехода состояние термодинамического равновесия нарушается и возникает некоторый избыток  $\Delta n$  и  $\Delta p$  носителей заряда сверх равновесной концентрации:

$$\Delta n = n - n_0, \quad \Delta p = p - p_0. \tag{7.2}$$

Возникает условие преимущественных переходов из возбужденного состояния в равновесное. Акт перехода пары «электрон — дырка» в равновесное состояние с потерей энергии в виде излученного фотона называется излучательной рекомбинацией. Иными словами, излучательная рекомбинация — это аннигиляция электрона и дырки с излучением кванта света с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны полупроводникового материала.

Принцип действия полупроводникового лазера поясняется рисунком 7.6. В условиях термодинамического равновесия и при отсутствии напряжения прямого смещения распределение энергетических уровней в области  $p$ - $n$ -пе-

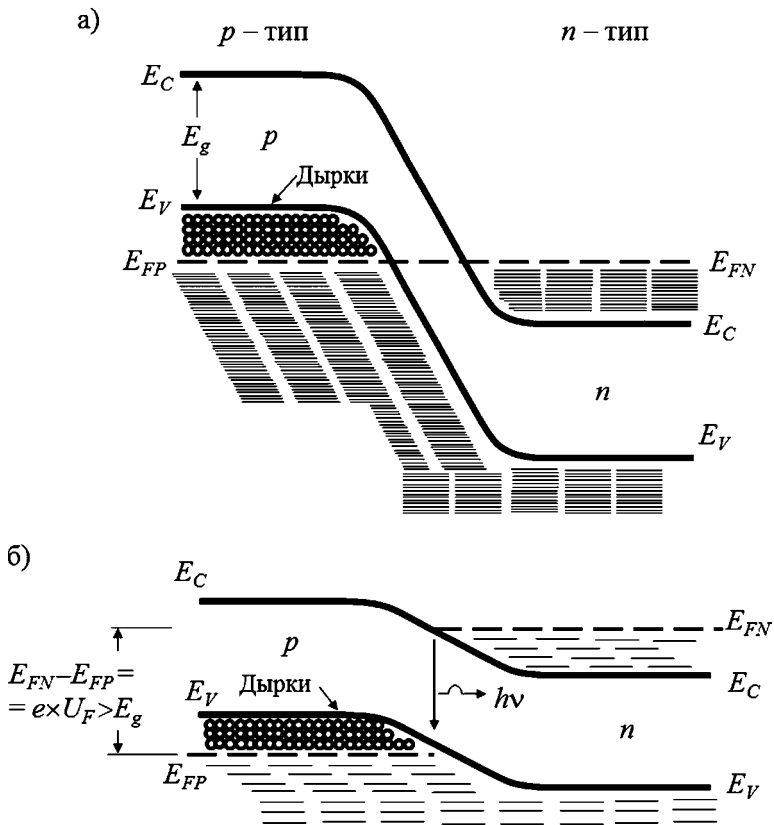


Рис. 7.6

Принцип работы полупроводникового лазера:

а — нулевое напряжение прямого смещения; б — напряжение прямого смещения  $> E_g$ .

рехода имеет вид, представленный на рисунке 7.6а. В этом случае уровни Ферми полупроводников  $p$ - и  $n$ -типа ( $E_{FP}$  и  $E_{FN}$  соответственно) равны

$$E_{FP} - E_{FN} = 0. \quad (7.3)$$

Инверсному состоянию полупроводника соответствует неравновесное распределение носителей заряда. Выполнение необходимого условия избытка носителей заряда (электронов) в зоне проводимости можно записать следующим образом:

$$qB[f_c(1 - f_v) - f_v(1 - f_c)] > 0, \quad (7.4)$$

где  $q$  — заряд;  $B$  — константа излучательной рекомбинации;  $f_c$  — вероятность заселенности энергетического уровня  $c$  (из зоны проводимости);  $f_v$  — вероятность заселенности уровня  $v$  (из валентной зоны).

Основные способы создания неравновесного состояния — это инжекция носителей в  $p$ - $n$ -переходе, облучение электромагнитным излучением и др.

Если к  $p$ - $n$ -переходу приложить внешнее напряжение  $U_F$  таким образом, чтобы созданное им электрическое поле было направлено противоположно электрическому полю между областями объемного заряда, то динамическое равновесие нарушается (рис. 7.6б).

Такое подключение напряжения к  $p$ - $n$ -переходу называется прямым смещением. В этом случае уровни Ферми на  $n$ -стороне ( $E_{FN}$ ) и  $p$ -стороне ( $E_{FP}$ ) оказываются разделенными на расстояние:

$$E_{FN} - E_{FP} = e \cdot U_F, \quad (7.5)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $U_F$  — напряжение прямого смещения;  $E_{FN}$  — уровень Ферми в зоне проводимости для электронов;  $E_{FP}$  — уровень Ферми в зоне, валентной для дырок.

Условие инверсной заселенности достигнуто и может быть записано следующим образом:

$$E_{FN} - E_{FP} > E_C - E_V > E_g, \quad (7.6)$$

где  $E_C$  — энергетический уровень дна зоны проводимости;  $E_V$  — энергетический уровень потолка валентной зоны;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

Ситуация, когда у  $n$ -полупроводника количество электронов в зоне проводимости вблизи  $E_C$  больше, чем в валентной зоне вблизи  $E_V$  у  $p$ -полупроводника, характеризует инверсию населенностей ближайших  $E_C$  и  $E_V$  энергетических уровней. Область инверсии вдоль контакта полупроводников ( $p$ - $n$ -перехода) называется инверсионным слоем или активной областью.

Благодаря наличию электронов и дырок в активной области существует вероятность их рекомбинации, что приводит к процессам спонтанного и вынужденного излучения фотонов. Энергия излучаемого фотона равна разности энергетических уровней электронов и дырок, участвующих в рекомбинации:

$$E_{FN} - E_{FP} \geq h\nu \geq E_g, \quad (7.7)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны;  $E_{FN}$  и  $E_{FP}$  — уровни Ферми на  $n$ - и  $p$ -стороне соответственно.

### 7.2.2. ВОЛНОВОД

Второе условие создания полупроводникового лазера — формирование волновода в активной среде. Это условие реализуется несколькими способами:

- за счет температурного градиента и градиента концентрации носителей заряда вдоль  $p$ - $n$ -перехода (в гомолазерах);
- за счет скачка показателя преломления (рис. 7.7) полупроводниковых материалов (в гетеролазерах).

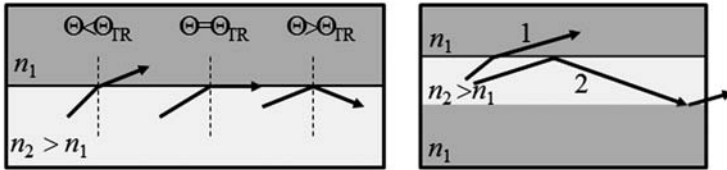


Рис. 7.7

Приведено изображение волновода и понятия угла полного внутреннего отражения  $\Theta_{TR}$ . В зависимости от соотношения показателей преломления  $n_1$  и  $n_2$  излучение распространяется по волноводному слою под углами, большими угла полного внутреннего отражения

Волновод обеспечивает направленное распространение фотонов спонтанного излучения в активной среде, а после выполнения пороговых условий удерживает моды стимулированного (вынужденного) излучения.

### 7.2.3. РЕЗОНАТОР

Третье условие создания полупроводникового лазера — реализация обратной связи для создания усилителя в активной среде.

В полупроводниковых лазерах часто используют резонатор Фабри — Перо, образуемый скалыванием (также лазерной или алмазной резкой) полупроводникового кристалла по плоскости спаянности кристаллической решетки. Так как полупроводники имеют высокий показатель преломления, гладкие поверхности сколотых торцов отражают около 30% света обратно в активную область полупроводникового лазера, отличающуюся высоким коэффициентом усиления. Создается положительная обратная связь (рис. 7.8).

В резонаторе полупроводникового лазера распространяется излучение строго определенной конфигурации, удовлетворяющей только этому резонатору. Такие типы колебаний называются модами электромагнитного излучения (см. разделы 3.1.1 и 3.1.2). Электромагнитное излучение, удовлетворяющее оптическому резонатору, в котором распространяется, называется оптической модой резонатора.

Обычно под профилем оптической моды резонатора понимают пространственное распределение квадрата модуля вектора напряженности электрического поля электромагнитной волны:

$$I(x, y, z) = E^2(x, y, z). \quad (7.8)$$

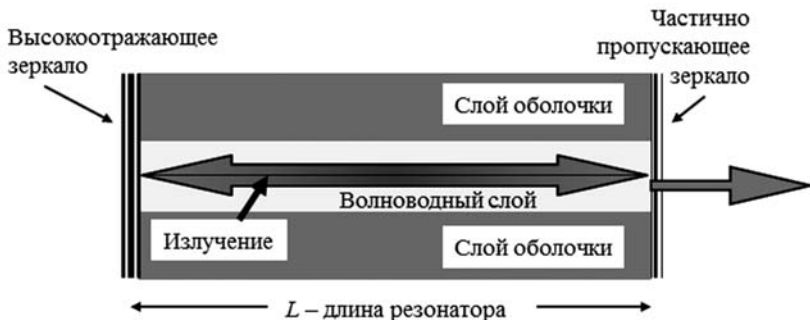


Рис. 7.8

Схематическое изображение полупроводникового лазера и оптического волновода

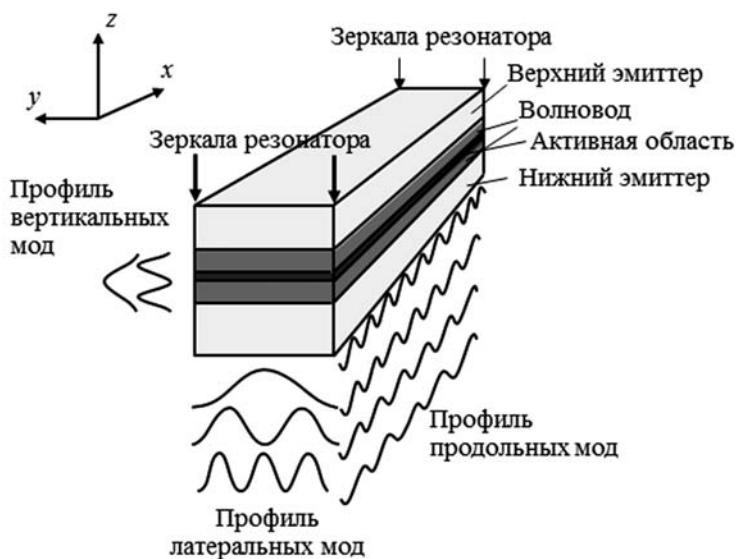


Рис. 7.9

Моды резонатора полупроводникового лазера

Ниже приведен рисунок 7.9, который иллюстрирует все типы мод полупроводникового лазера. Оптические моды в резонаторе обозначают с помощью трех индексов  $hkl$ , характеризующих, сколько раз интенсивность моды обращается в нуль в данном направлении ( $z, y, x$ ).

В простой аппроксимации профиль  $I_{hkl}(x, y, z)$  некоторой оптической моды  $hkl$  лазерной структуры может быть записан как произведение трех пространственных профилей вдоль вертикального, латерального и продольного направлений:

$$I_{hkl}(x, y, z) = I_h(z) \cdot I_k(y) \cdot I_l(x). \tag{7.9}$$

Соответственно говорят о вертикальной моде  $h$  с пространственным профилем  $I_h(z)$ , латеральной моде  $k$  с пространственным профилем  $I_k(y)$  и продольной моде  $l$  с пространственным профилем  $I_l(x)$ .

### 7.2.4. ПРЕВЫШЕНИЕ УСИЛЕНИЯ НАД ПОТЕРЯМИ

Четвертое условие создания полупроводникового лазера — обеспечение превышения усиления над пороговым значением, зависящим от потерь излучения в резонаторе.

В первую очередь должны быть скомпенсированы потери на поглощение в самом полупроводниковом материале, т. е. наступило просветление полупроводникового материала (рис. 7.10). Просветление характеризуется отсутствием возможности поглощения фотонов при распространении излучения по волноводу активной среды.

В этом случае критическое соотношение между усилением и поглощением можно выразить следующим образом:

$$E_{FN}(N) - E_{FP}(N) = E_g, \quad (7.10)$$

где  $N$  — концентрация электронов.

Значение  $N$ , удовлетворяющее соотношению (7.10), называется концентрацией прозрачности носителей  $N_{\text{пр}}$ , а пороговое значение  $N_{\text{порог}}$ , по условию лазерной генерации, должно превышать  $N_{\text{пр}}$  на величину потерь в лазере. Ширина запрещенной зоны  $E_g$  — важная характеристика полупроводника, определяющая его электропроводность и оптическую прозрачность.

Во вторую очередь должны быть скомпенсированы все внутренние оптические потери  $\alpha_i$  — потери на рассеяние на неоднородностях материала (кристаллических), на неоднородностях гетерограниц полупроводниковых слоев и на свободных носителях заряда:

$$\alpha_i = \alpha_{i \text{ кристалла}} + \alpha_{i \text{ гетерограниц}} + \alpha_{i \text{ свободные носители заряда}} \quad (7.11)$$

Когда усиление света в резонаторе превышает потери, возникают условия для генерации лазерного излучения.

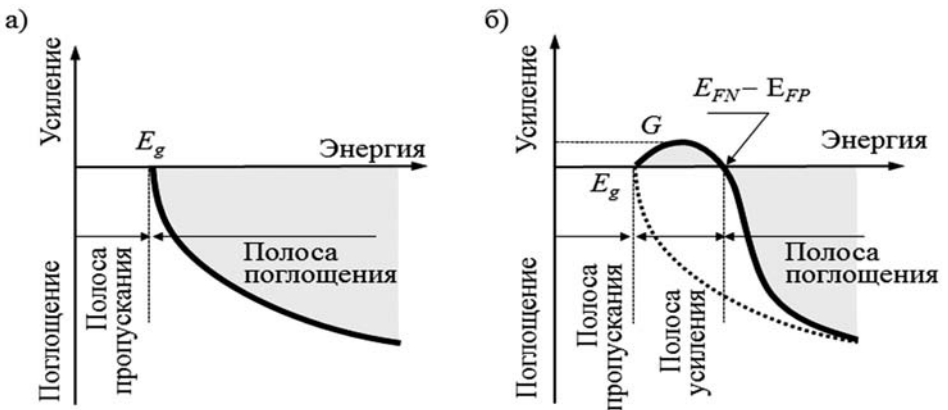


Рис. 7.10

Иллюстрирует ситуацию, когда стимулированные фотоны просветлили материал, поглощаясь в нем (а), но их настолько много, что они могут распространяться дальше без поглощения, что приводит к усилению (б), т. е. рождению, стимулированных фотонов

Чтобы генерация излучения происходила в стационарном режиме, усиление ( $g$ ) должно скомпенсировать все оптические потери, внутренние и внешние:

$$g = \alpha_i + \frac{1}{2L} \cdot \lg \left( \frac{1}{R_1 \cdot R_2} \right), \quad (7.12)$$

где  $\alpha_i$  — внутренние оптические потери;  $L$  — длина резонатора Фабри — Перо;  $R_1$  и  $R_2$  — коэффициенты отражения зеркал резонатора Фабри — Перо.

### 7.2.5. ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ

Таким образом, при выполнении всех условий создается полупроводниковый лазер (рис. 7.11).

Инжекция электронов и дырок создает неравновесные носители заряда, в результате чего начинается спонтанная рекомбинация.

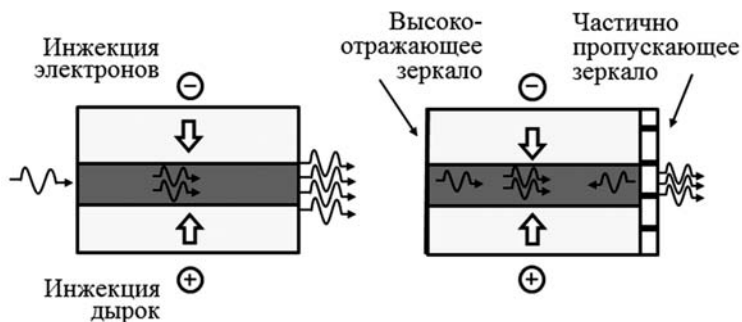


Рис. 7.11 Схематическое изображение полупроводникового лазера

Дальнейшее увеличение инжекции (тока) приводит к выполнению условия инверсной заселенности.

Волновод лазера образован скачками показателя преломления между волноводом и эмиттером, обратная связь создана сколами и нанесенными на них диэлектрическими зеркалами.

Увеличение тока накачки приводит к просветлению активной области (компенсации поглощения материалом активной области).

Дальнейшее увеличение тока накачки приводит к компенсации всех потерь (порог генерации), и наступает генерация стимулированного (когерентного, вынужденного) излучения.

## 7.3. МАТЕРИАЛЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Различают два вида полупроводниковых материалов: прямозонные и непрямозонные. В прямозонных полупроводниках при излучательной рекомбинации электрона и дырки вся энергия перехода запрещенной зоны напрямую преобразуется в энергию фотона.

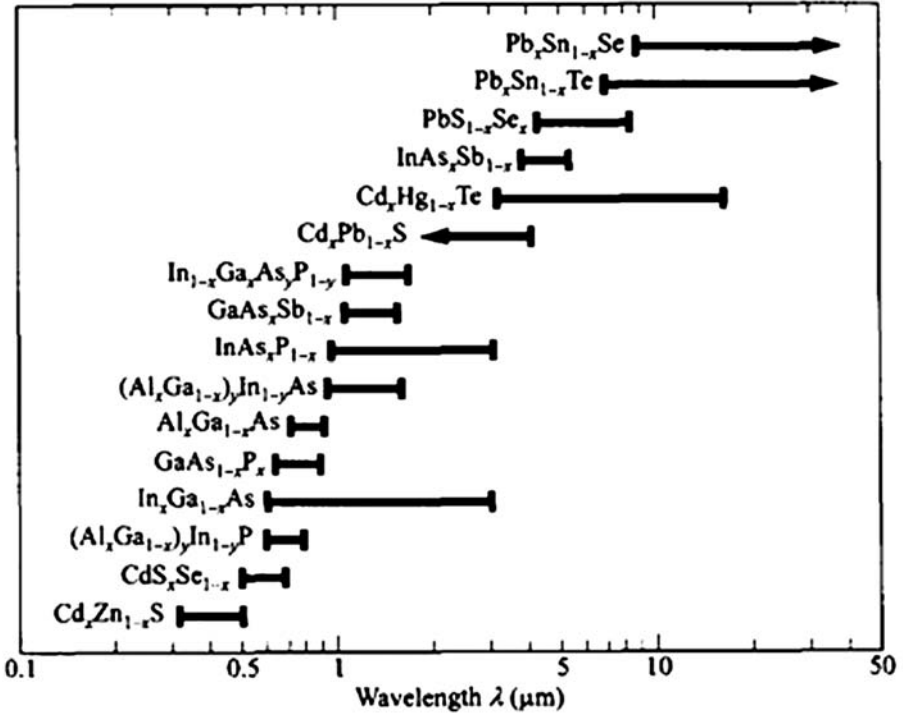


Рис. 7.12  
Шкала полупроводниковых материалов,  
перекрывающая шкалу электромагнитного излучения.

Типичными полупроводниками с прямозонной энергетической структурой являются арсенид галлия (GaAs), фосфат галлия (GaP), нитрид галлия (GaN) и галлия алюминия арсенид (AlGaAs). Прямозонные материалы с энергиями, соответствующими ближней инфракрасной, видимой или ближней ультрафиолетовой области, наиболее часто используются для светодиодов и лазеров (рис. 7.12).

Непрямозонные полупроводники при рекомбинации основных носителей заряда (электронов и дырок) фотонов не излучают. В таких полупроводниках может происходить безызлучательная рекомбинация, т. е. аннигиляция электрона и дырки без излучения кванта света, энергия при этом рассеивается внутри кристалла с выделением тепла (колебания кристаллической решетки). Если для создания диодных лазеров пригодны только прямозонные полупроводниковые материалы, то для светодиодов могут быть использованы некоторые сложные полупроводники с непрямой запрещенной зоной.

При изготовлении диодных лазеров, как правило, используются сложные комбинации полупроводников. Наиболее важные из них те, которые содержат элементы, расположенные в группах III–A (галлий, алюминий и индий) и V–A (мышьяк, сурьма, фосфор и азот) периодической таблицы Д. И. Менделеева. Соединения с тремя элементами называются тройными, а



с четырьмя элементами — четверными соединениями. Обобщенной формулой для наиболее часто используемых тройных соединений является  $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As})$ , где  $0 < x < 1$ .

Другие важные тройные соединения для полупроводниковых лазеров включают индия галлия нитрид ( $\text{InGaN}$ ), индия галлия арсенид ( $\text{InGaAs}$ ) и антимонид арсенида галлия ( $\text{GaSbAs}$ ). Есть два типа обычно используемых четверных соединений с обобщенными формулами  $(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y)$  и  $(\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{P})$ , где  $0 < x, y < 1$ .

Подводя итог, укажем композиции полупроводниковых материалов, часто используемые для изготовления диодных лазеров на различные длины волн излучения:

- GaAs (905 нм при комнатной температуре);
- GaN (405 нм);
- AlGaAs (785 нм и 808 нм);
- AlGaAs (1064 нм);
- InGaAs (980 нм);
- InGaN (405 нм и 445 нм);
- GaAsSb (1877 нм, 2004 нм, 2330 нм, 2680 нм, 3030 нм и 3330 нм);
- GaInAsP (1310 нм, 1480 нм, 1512 нм, 1550 нм и 1625 нм);
- AlGaInP (635 нм, 657 нм, 670 нм и 760 нм).

## 7.4. ТИПЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

В зависимости от структуры различных полупроводниковых материалов, используемых для изготовления диодных лазеров, они могут быть классифицированы как:

- лазеры на гомо- и гетеропереходах;
- диодные лазеры на квантовых ямах;
- лазеры с распределенной обратной связью;
- поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором;
- поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным внешним резонатором;
- диодные лазеры с внешним резонатором;
- полупроводниковые лазеры с оптической накачкой;
- квантово-каскадные лазеры.

### 7.4.1. ЛАЗЕРЫ НА ГОМО- И ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ

Границы между активным слоем и соседними слоями имеют большое значение для некоторых из жизненно важных лазерных характеристик, в частности для эффективности лазера. В лазерах на гомопереходах все слои состоят из одинакового полупроводникового материала. Одним из таких примеров является GaAs/GaAs-лазер. Однако лазерный диод с такой простой структурой будет крайне неэффективным и может быть использован только для демонстрации работы в импульсном режиме.

Таблица 7.1

Некоторые основные типы полупроводниковых лазеров

Полупроводниковый материал	Тип лазера	Длина волны (нм)
AlGaInP/GaAs	гетеропереходный	620–680
Ga <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P/GaAs	гетеропереходный	670–680
GaAlAs/GaAs	гетеропереходный	750–870
GaAs/GaAs	гомопереходный	904
InGaAsP/InP	гетеропереходный	1100–1650

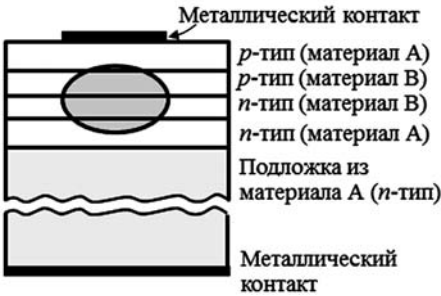


Рис. 7.13  
Структура диодного лазера  
на гетеропереходе

В лазерах на гетеропереходах активный слой и один или оба соседних слоя состоят из различных материалов. Если только один из смежных слоев сделан из другого материала, это называется простым гетеропереходом; если оба слоя разные, говорят о двойном гетеропереходе. Некоторые из основных типов полупроводниковых лазеров и соответствующие диапазоны длин волн приведены в таблице 7.1.

В диодных лазерах на гетеропереходах слой материала с малой шириной запрещенной зоны зажат между слоями материала с большей шириной запрещенной зоны (рис. 7.13).

Одной из таких часто применяемых комбинаций является пара из арсенида галлия (GaAs) и алюминия галлия арсенида ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ). В таких структурах активная область (где свободные электроны и дырки существуют одновременно) сосредоточена в тонком среднем слое.

В результате, гораздо большее (чем в случае гомопереходного лазера) число электронно-дырочных пар будет участвовать в процессе усиления света. Свет также отражается от поверхности гетероперехода, что еще больше помогает повышению концентрации фотонов в активной области. Эти факторы способствуют высокой эффективности диодных лазеров на гетеропереходах.

#### 7.4.2. ДИОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Материал полупроводниковых слоев толщиной в несколько нанометров уже нельзя рассматривать как твердое тело с непрерывными по объему свойствами (континуум), важнейшее значение приобретают квантово-механические свойства атомов и электронов. Такой слой начнет работать как квантовая яма (тонкий слой полупроводникового материала с относительно меньшей шириной запрещенной зоны в сравнении с более толстыми слоями), поэтому электроны, проходящие через полупроводник, концентрируются в этом тонком слое.

Хотя эти электроны обладают достаточной энергией, чтобы свободно пролететь через небольшую запрещенную зону квантового слоя, ее недостаточно, чтобы позволить им преодолеть широкие запрещенные зоны более толстых слоев. Более толстые слои, таким образом, способствуют удержанию электронов в квантовой яме.

Поскольку излучение фотонов в диодном лазере происходит за счет рекомбинации электронов с дырками, более высокая концентрация электронов в квантовой яме приводит к увеличению эффективности и снижению порога генерации. Тот факт, что квантовый слой и внешние толстые слои выполнены из полупроводниковых материалов с различными показателями преломления, помогает ограничить зону излучения в этой узкой области.

Рисунок 7.14а показывает структуру полупроводникового лазера на простой квантовой яме. Один из недостатков простой квантовой ямы заключается в том, что полупроводниковый активный слой слишком тонок, чтобы эффективно удерживать в нем свет. Модификация этой базовой структуры лазера на квантовой яме показана на рисунке 7.14б.

Чтобы преодолеть указанное ограничение, с двух сторон кристалла добавляют еще два слоя. При этом дополнительные слои добавляются за пределами трех существующих слоев. Дополнительные слои, изготовленные из материала А, на рисунке 7.14б имеют показатель преломления, который меньше показателей преломления центральных слоев, выполненных из материалов В и С. Такое расположение позволяет методом раздельного ограничения удерживать свет с большей эффективностью, чем это возможно с простой квантовой ямой.

Полупроводниковые диодные лазеры, имеющие такую модифицированную структуру, называют гетероструктурами с раздельным удержанием или с раздельно ограниченной двойной гетероструктурой (РО ДГС). Большинство современных диодных лазеры изготавливаются по технологии РО ДГС.

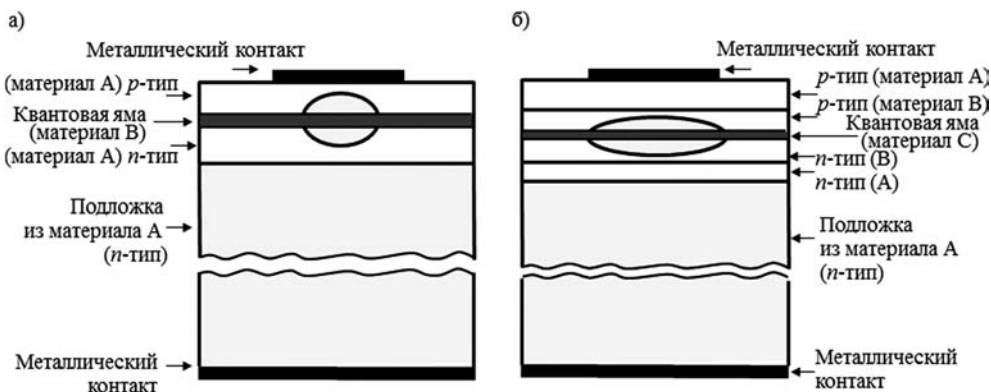


Рис. 7.14

Диодные лазеры на квантовых ямах:

а — с простой квантовой ямой; б — структура с раздельным удержанием.

Лазеры с более чем одной квантовой ямой также называются лазерами на квантовых точках. Такие структуры с несколькими квантовыми ямами могут генерировать относительно более высокие выходные мощности. Развитие этого направления привело к появлению новых структур, называемых квантовыми точками и квантовыми нитями.

В то время как структура квантовой ямы может удерживать электроны только в одном направлении, т. е. в плоскости квантового слоя, квантовые нити и квантовые точки обеспечивают удержание в двух и трех измерениях соответственно. Это приводит к дальнейшему улучшению КПД лазера.

Более того, по сравнению с обычными диодными лазерами использование полупроводниковых структур на квантовых точках позволяет увеличить производительность, расширить полосы модуляции, понизить порог генерации, относительной шум интенсивности и температурную чувствительность. Активная область лазера на квантовых точках конструируется с возможностью варьирования состава, размеров и количества точек для работы на различных длинах волн, что не представляется возможным для обычной полупроводниковой лазерной техники.

### 7.4.3.

#### ЛАЗЕРЫ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ (DFB)

Обычные диодные лазеры имеют достаточно широкую частотную полосу усиления, чтобы вместить несколько продольных мод излучения. Поэтому у них при изменении температуры и других условий эксплуатации доминирующая продольная мода может меняться от одного значения к соседним, что приводит к нестабильности в выходной мощности и длины волны.

Существуют приложения, где эта нестабильность является крайне нежелательной, например оптико-волоконная связь, где нестабильность в выходной длине волны вызывает хроматическую дисперсию в волокне, что ограничивает качество передачи информации.

Стабилизацию по длине волны лазера требуют также практически все метрологические применения, в том числе лидары. В лазерах с распределенной обратной связью (РОС) для создания обратной связи одна из гетерограниц делается гофрированной, что создает периодическое изменение показателя преломления и приводит к интерференционному отражению (рис. 7.15).

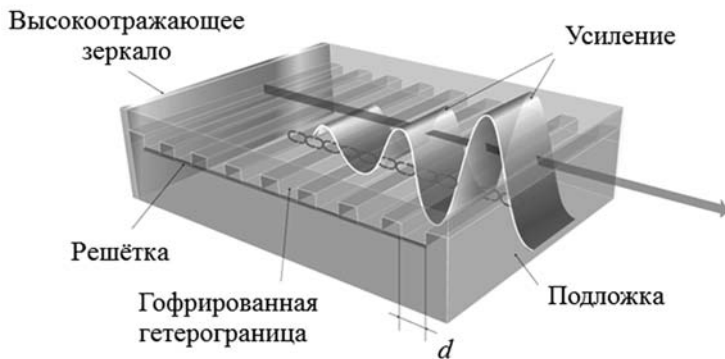
Период решетки выбран таким, чтобы для отражения в обратном направлении выполнялось условие Брэгга:

$$\lambda = 2 \cdot n \cdot d, \quad (7.13)$$

где  $n$  — эффективный показатель преломления активной среды;  $d$  — период решетки.

Период решетки имеет порядок 100 нм (в арсенид-галлиевом лазере, например, он составляет 130 нм).

Условие отражения от периодической структуры выполняется для лучей обоих направлений. Таким образом, периодическая решетка создает обратную связь в обоих направлениях, распределенную по всей длине лазера. По-



**Рис. 7.15**  
Лазер с распределенной обратной связью

скольку обратная связь, создаваемая периодической решеткой, является селективной, то в лазерах с распределенной обратной связью обеспечивается режим одномодовой генерации.

Наиболее эффективно преимущества селективной обратной связи реализуются в лазерах с двойной гетероструктурой. Лазеры с распределенной обратной связью отличаются температурной стабильностью частоты генерации, которая однозначно определяется оптическим периодом решетки.

Коэффициент температурной зависимости длины волны излучения типичного лазера с распределенной обратной связью составляет 0,1 нм/град и определяется температурной зависимостью показателя преломления. Это позволяет перестраивать частоту излучения, добавив блок управления температурой лазера. Простота реализации — это главное и очень существенное преимущество перестраиваемых лазеров с распределенной обратной связью. Однако существенный недостаток таких лазеров — ограниченная область перестройки частоты.

#### 7.4.4. ДИОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРОЙ ЗОНЫ УСИЛЕНИЯ

Лазеры на двойном гетеропереходе, а также лазеры на квантовых ямах имеют так называемую полосковую геометрию (рис. 7.16), когда поперечный размер активной среды ограничен и, как правило, не превышает  $S < 10$  мкм. По сравнению с диодными лазерами, в которых активная зона занимает всю площадь контакта, лазер с полосковой геометрией имеет значительно меньшую площадь перехода  $A = L \cdot S$ , через которую протекает ток.

Таким образом, для заданной плотности тока, требуемый полный ток  $I$  оказывается меньше. Устройство на рисунке 7.16а называется лазером на активной волноводной структуре, сформированной путем распределения усиления. Его недостатком является большое поглощение в невозбужденных областях активного слоя, и ограничение пучка в этих областях неизбежно приводит к дополнительным потерям. В такой ситуации лучше было бы

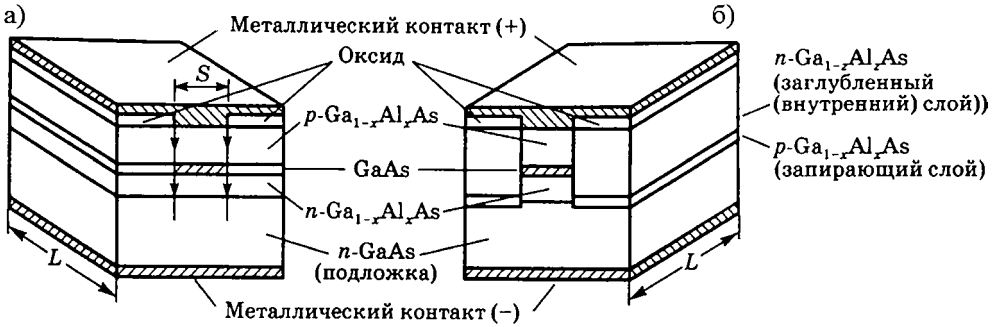


Рис. 7.16 Диодные лазеры с полосковой геометрией активной среды

обеспечить боковое ограничение за счет распределения показателя преломления в плоскости перехода.

Решением этой проблемы может быть переход к более сложной, но и более перспективной пассивной волноводной структуре с распределенным показателем преломления (рис. 7.16б).

#### 7.4.5. ЛАЗЕРЫ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ (ПОВЕРХНОСТНО-ИЗЛУЧАЮЩИЕ ЛАЗЕРЫ)

Большие значения показателя усиления, достижимые в квантово-размерных гетероструктурах, позволяют создавать лазеры с очень малой длиной активной среды, в которых излучение происходит не с торца гетероперехода, а с его поверхности. Такие лазеры получили название лазеров с вертикальным резонатором из-за расположения основных элементов в них (рис. 7.17).

В отличие от геометрии традиционных лазеров, в лазерах с вертикальным резонатором ось резонатора перпендикулярна плоскости расположения гетероструктуры, а длина активной области, равная толщине гетероструктуры, очень мала (обычно единицы микрометра). Зеркала резонатора наносятся на излучающие поверхности, через которые пропускается электрический ток. Они выполнены в виде чередующихся четвертьволновых слоев с разными показателями преломления.

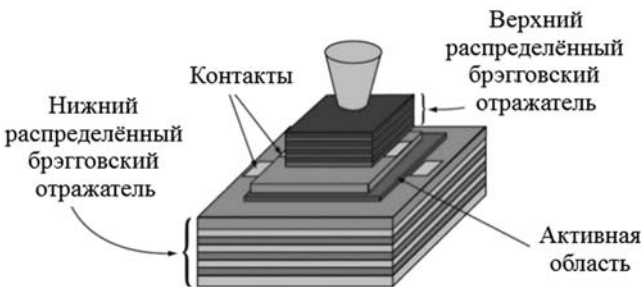


Рис. 7.17 Лазер с вертикальным резонатором

В лазерах с вертикальным резонатором максимальное усиление должно быть обеспечено в направлении, перпендикулярном гетеропереходу, а в плоскости перехода оно должно быть подавлено. Поскольку эффективный показатель усиления активной среды должен превышать  $1000 \text{ см}^{-1}$ , то в активной области используются двойные гетероструктуры, содержащие набор квантовых ям, квантовых нитей или квантовых точек.

Применение квантовых нитей потенциально очень перспективно, так как может обеспечить большой коэффициент усиления в направлении их осей. Однако технология получения активных сред на основе квантовых нитей требуемого качества пока не отработана. Поэтому активная область лазеров с вертикальным резонатором, как правило, содержит или набор квантовых ям, или квантовые точки, которые часто группируют в вертикальносвязанные квантовые точки.

За счет уменьшения апертуры рабочей области в лазерах с вертикальным резонатором удается выделить одну поперечную моду. Однако уменьшение рабочей области ограничивает достижимую выходную мощность, типичные значения которой лежат в диапазоне десятых долей милливатт. Длина резонатора лазеров с вертикальными резонаторами составляет всего несколько длин волн. Расстояние между продольными типами колебаний велико, что облегчает работу лазера в одночастотном режиме.

Важнейшее достоинство таких лазеров заключается в возможности массового производства и тестирования, так как на одном полупроводниковом кристалле может быть изготовлено несколько сот лазеров одновременно.

#### 7.4.6.

#### ЛАЗЕРЫ С ВНЕШНИМ ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

В лазерах с вертикальным резонатором два зеркала или выращивают эпитаксиально как часть диодной структуры или выращивают отдельно и затем соединяют с полупроводниковым чипом, имеющим активную область. Лазеры с внешним вертикальным резонатором являются вариантом лазера с вертикальным резонатором, когда резонатор комплектуется зеркалом, размещенным вне диодной структуры, как показано на рисунке 7.18.

По сравнению с другими типами полупроводниковых диодных лазеров лазер с внешним вертикальным резонатором благодаря увеличению размеров резонатора способны генерировать гораздо более высокие мощности при высоком оптическом качестве луча. В этом случае резонатор может содержать некоторые дополнительные оптические элементы, такие как оптический фильтр, чтобы облегчить настройку длины волны, или насыщающиеся поглотители для пассивной

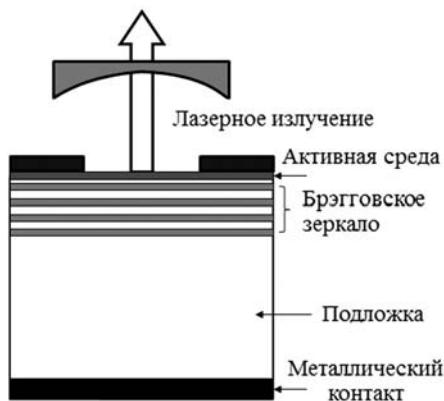


Рис. 7.18  
Лазеры с внешним  
вертикальным резонатором

синхронизации мод для генерации пикосекундных и фемтосекундных импульсов на частоте повторения до нескольких гигагерц. Вставка нелинейного кристалла в полость резонатора позволяет получить удвоение частоты, в результате чего можно создать лазерные устройства с красными, зелеными и синими лучами.

Как правило, лазеры с внешним вертикальным резонатором имеют брэгговские решетки на границах активной среды на квантовых нитях или точках. Типичные комбинации материалов, используемых для создания различных диапазонов длин волн, включают подложки GaAs, активную область из InGaAs и брэгговских зеркал, выращенных из AlAs и GaAs. Эта структура подходит для генерации длин волн в области 960–1030 нм.

Излучение в области 1,5 мкм можно получить, используя в качестве подложек фосфид индия (InP), индия арсенид галлия фосфид (InGaAsP) для активной среды на квантовых ямах и комбинацию из фосфид индия/индия галлия арсенида алюминия (InP/InGaAlAs) для брэгговских отражателей. Для более длинных волн, таких как 2,0 мкм, используют подложки из галлия индия антимионида (GaInSb), активная среда на квантовых ямах делается из антимионида галлия (GaSb).

#### 7.4.7. ДИОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ

В целом схема диодного лазера с внешним резонатором аналогична лазеру с внешним вертикальным резонатором, который, по сути, и есть именно такой полупроводниковый лазер, хотя бы один из оптических элементов которого находится вне лазерного чипа. В простейшей форме расходящееся излучение выходит из активной среды через покрытый просветляющим покрытием торец, коллимируется внешним объективом и направляется на частично отражающее зеркало, что обеспечивает оптическую обратную связь и формирует выходной луч лазера.

Более длинный внешний резонатор позволяет снизить фазовые шумы и уменьшить ширину спектральной линии излучения в результате увеличения времени затухания внутри полости резонатора. Внешний резонатор также открывает возможность введения внутрь полости подходящих оптических элементов для спектральной селекции, управления добротностью и синхронизацией мод.

Дифракционные решетки внутри резонатора обычно используются для настройки и селекции длин волн. Могут использоваться две конфигурации, приведенные на рисунке 7.19.

В схеме (а) дифракционная решетка используется в качестве конечного зеркала с дифрагированным пучком первого порядка в качестве оптической обратной связи. Перестройка длины волны осуществляется за счет изменения ориентации решетки. Эта конфигурация имеет тот недостаток, что направление выходного пучка изменяется с перестройкой длины волны.

Эта проблема преодолевается в конфигурации (б), где ориентация решетки фиксирована и дополнительное зеркало используется для обеспечения обратной связи за счет пучка первого порядка. Зеркало вращается для пере-



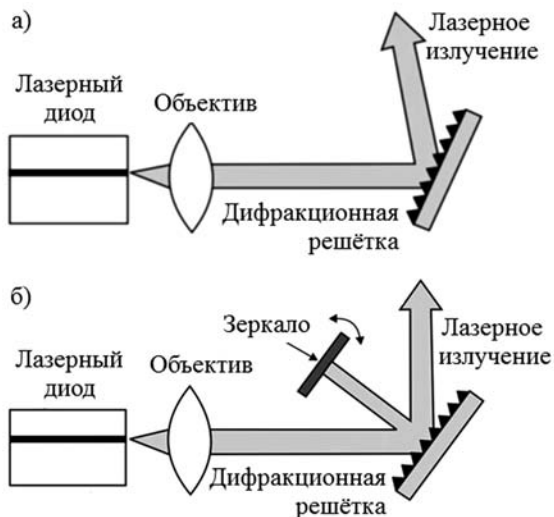


Рис. 7.19

Диодные лазеры с внешним резонатором:

*a* — схема с подвижной дифракционной решеткой; *b* — схема с фиксированной дифракционной решеткой.

стройки длины волны. Направление выходного пучка в данном случае является фиксированным. Внешний резонатор в этом случае обеспечивает более высокую селективность излучения, снижает шумы и уменьшает ширину спектральной линии.

Диодные лазеры с внешним резонатором находят широкое применение в спектроскопии, где важно иметь возможность перестройки узкой спектральной линии источника света.

#### 7.4.8. ДИОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Некоторые из проблем, такие как большая расходимость, асимметрия и астигматизм излучения обычных полупроводниковых лазеров, в значительной степени преодолеваются в лазерах с вертикальным резонатором (*VCSEL*). Достоинства лазеров с вертикальным резонатором с точки зрения оптического качества реализуются при использовании в них внешнего резонатора (*VECSEL*).

Однако при обычной электрической накачке лазеры с вертикальным резонатором существенно уступают обычным диодным лазерам по уровню выходной мощности, поскольку технически очень трудно обеспечить большую площадь контакта для электрической накачки. Увеличение площади электродов приводит к росту потерь, и поэтому нежелательно.

Решение заключается в использовании оптической накачки другим диодным лазером, как показано на упрощенном схематическом рисунке 7.20.

Полупроводниковый лазер с оптической накачкой, по сути, является лазером с вертикальным внешним резонатором.

Как видно из рисунка, излучение накачки входит в микросхему под углом. Геометрия внеосевой накачки облегчает использование нескольких

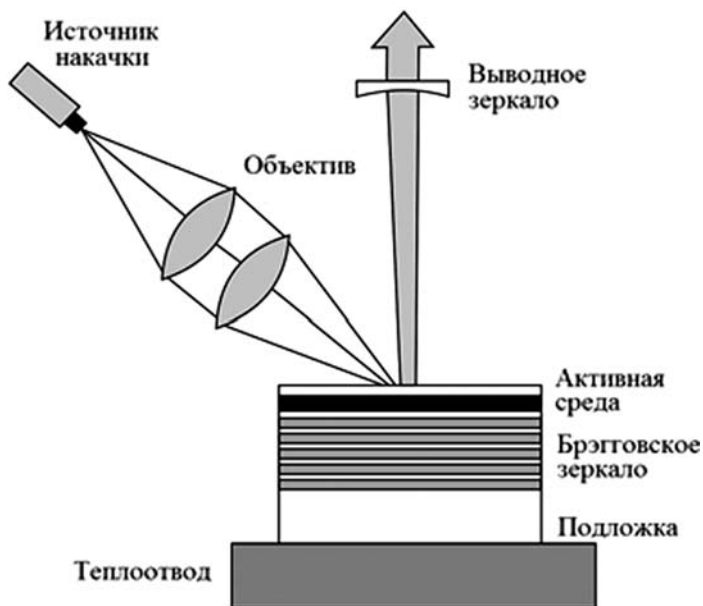


Рис. 7.20  
Схема диодного лазера с оптической накачкой

источников накачки, расположенных по азимуту для генерации более высокой выходной мощности. Такая схема также обеспечивает разделение пучков света от источников накачки и собственного излучения лазера, формируемого резонатором.

Неколлинеарные лучи от нескольких источников накачки хорошо заполняют площадь воздействия и снижают эллиптичность, характерную для одного источника. Диодные лазеры с оптической накачкой имеют некоторые преимущества по сравнению с ТТЛ с диодной накачкой с точки зрения гораздо менее строгих к спектральному диапазону источника накачки и отсутствию теплового линзирования. Также их большим преимуществом является возможность легкой настройки в широком диапазоне длин волн излучения вместе с обеспечением излучения на одной продольной моде.

Например, режимы работы с удвоением и утроением частоты излучения для лазера InGaAs с оптической накачкой позволяют получить излучение, перекрывающее почти весь видимый диапазон (355–577 нм). Такие свойства позволяют находить широкое применение в медицинских, терапевтических и биологических задачах, судебно-медицинской экспертизе, световых шоу и разнообразных научных исследованиях.

Технология оптической накачки позволяет найти многие новые применения или улучшить многие существующие применения, ранее ограниченные определенной длиной волны, характерной для обычных полупроводниковых лазеров с электрической накачкой. Они позволяют использовать оптимальную длину волны с точки зрения решаемой задачи вместо того, чтобы пытаться работать в жестко заданных спектральных диапазонах.

### 7.4.9. ДИОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ЭЛЕКТРОННОЙ НАКАЧКОЙ

При бомбардировке полупроводника быстрыми электронами с энергией  $W \approx 10^3 - 10^6$  эВ в кристалле рождаются электронно-дырочные пары. Количество пар, создаваемое одним электроном,  $\sim W / 3\Delta E$ . Этот способ применим к полупроводникам с любой шириной запрещенной зоны. Выходная мощность полупроводникового лазера достигает  $10^6$  Вт, что объясняется возможностью накачки большого объема полупроводника.

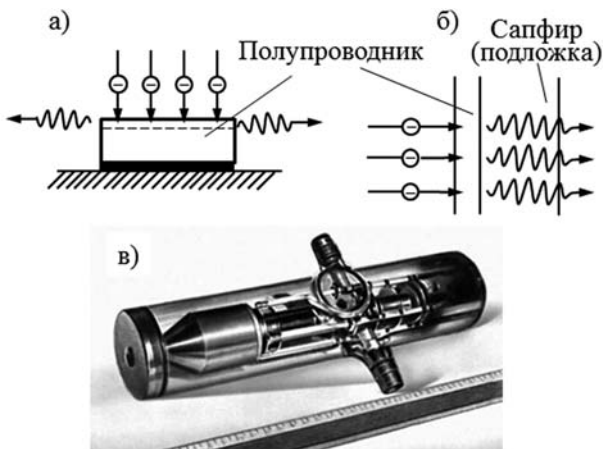


Рис. 7.21

Схема диодного лазера с электронной накачкой:

*a* — поперечной; *б* — продольной; *в* — фотография лазера в отпаянной вакуумной трубке.

Полупроводниковый лазер с электронной накачкой содержит электронную пушку, фокусирующую систему, и полупроводниковый кристалл в форме оптического резонатора, помещенные в вакуумную колбу (рис. 7.21).

Техническое достоинство полупроводникового лазера с электронной накачкой — возможность быстрого перемещения (сканирования) электронного пучка по кристаллу, что дает дополнительный способ управления излучением. КПД такого лазера ограничен ( $\sim 1 / 3$ ), поскольку на каждую электронно-дырочную пару расходуется энергия  $3\Delta E$ , а испускается фотон с энергией  $\sim \Delta E$ . Поэтому заметная часть энергии электронного пучка тратится на разогрев решетки кристалла.

### 7.4.10. КВАНТОВО-КАСКАДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Квантово-каскадные лазеры представляют собой компактные мощные полупроводниковые лазеры с быстрой перестройкой длин волн среднего и дальнего инфракрасного диапазона. Верхняя граница длины волны излучения может даже распространяться на терагерцовую область.

Работа всех описанных в предыдущих разделах диодных лазеров основана на создании инверсии между зоной проводимости (электроны) и валентной

зоной (дырки) и генерации излучения в межзонных переходах в результате рекомбинации электронов и дырок через запрещенную зону полупроводникового материала. Рабочая длина волны обычных диодных лазеров на двойных гетероструктурах зависит исключительно от ширины запрещенной зоны полупроводника, как показано на рисунке 7.22а.

Для диодных лазеров на квантовых ямах носители заряда концентрируются на энергетических уровнях внутри этих ям, как показано на рисунке 7.22б, уменьшая, тем самым энергию перехода и расширяя спектральный диапазон лазера. При этом диодные лазеры остаются биполярными устройствами, когда переносчиками энергии являются и электроны, и дырки.

В отличие от них, квантово-каскадные лазеры (рис. 7.22в) — это однополярные устройства, лазерное излучение происходит в результате оптических внутризонных переходов между электронными связанными состояниями (так называемые минизоны проводимости, которые образуются в ультратонких полупроводниковых структурах типа квантовых ям за счет пространственного окружения).

Усиление света в этом случае происходит в периодической структуре из каскада активных и инжекционных областей, как показано на рисунке 7.23.

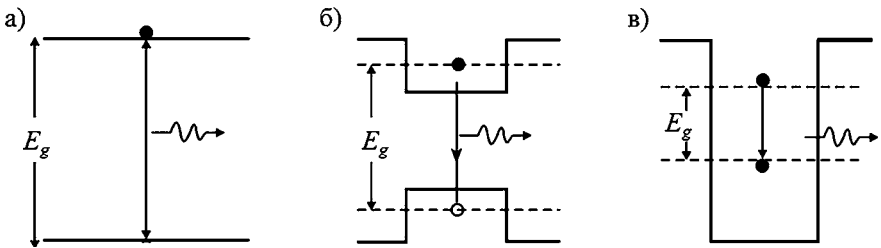


Рис. 7.22

Межзонные и внутризонные переходы в полупроводниковых лазерах

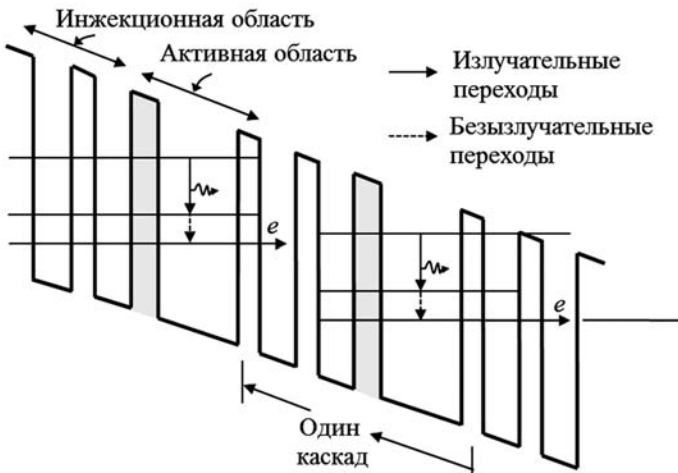


Рис. 7.23

Зоны усиления в квантово-каскадном лазере

Можно управлять длиной волны, испускаемой лазером, путем аккуратного контроля толщины структуры квантовых ям и барьеров в активной области. Тем самым устраняется зависимость длины волны от энергии запрещенной зоны, а значит, имеет место слабое влияние выбранных материалов на длину волны.

Помимо широкого выбора в плане спектрального диапазона, при имеющихся достаточно хорошо освоенных и доступных материалах использование внутренних минизонных переходов обуславливает и другие ключевые преимущества данного типа лазеров.

В квантово-каскадном лазере каждый электрон проходит последовательность (обычно несколько десятков) идентичных стадий (каскадов) и способен испустить более одного фотона. Эта уникальная особенность приводит к значениям внутренней квантовой эффективности большей единицы и к потенциальной возможности высокой мощности. Более того, эти внутренние минизонные переходы характеризуются сверхбыстрой динамикой носителей, что делает возможным быстрое «включение» в работу лазеров в режиме коротких импульсов.

В начале разработки квантово-каскадных лазеров использовались практически те же полупроводниковые материалы и их комбинации, что и в обычных. Так, одним из первых был создан квантово-каскадный лазер на системе InGaAs/InAlAs с подложкой из InP. Квантовая яма глубиной 0,52 эВ в таких лазерах обеспечивает излучение в среднем инфракрасном диапазоне. Достоинством квантово-каскадных лазеров на InP является их высокая мощность и способность работать при обычной температуре.

Также распространенным материалом для этого типа лазеров является GaAs/AlGaAs с переменной глубиной квантовой ямы в зависимости от алюминиевой фракции в барьерах. Эти устройства были успешно использованы для создания лазеров терагерцового диапазона. Еще одной комбинацией является InGaAs/AlAsSb. Благодаря квантовым ямам глубиной 1,6 эВ эти устройства работают на длине волны порядка 3,0 мм. Еще больше снизить длину волны излучения до 2,5 мм возможно в системе InAs/AlSb с квантовыми ямами глубиной 2,1 эВ.

Внутризонные оптические переходы не зависят от относительного положения минимумов зоны проводимости и валентной зоны, в результате чего в квантово-каскадных лазерах возможно применять материалы с непрямими переходами через запрещенную зону. Одной из подобных систем является комбинация Si/SiGe, которая представляется перспективной для квантово-каскадных лазеров.

Переменные по толщине слои различных полупроводниковых материалов, образующих квантовые гетероструктуры, выращивают на подложке, используя различные методы, такие как молекулярно-лучевая эпитаксия, металл-газофазная эпитаксия и металл-химическое осаждение из паровой фазы.

В конструкциях квантово-каскадных лазеров используются резонаторы различных типов. К ним относятся резонаторы Фабри — Перо, брэгговские решетки с распределенной обратной связью и конструкции с внешним резонатором.

Резонатор Фабри — Перо является наиболее простым. Края кристаллического полупроводникового устройства скалываются, образуя резонаторную полость с двумя параллельными зеркалами. Такие лазеры способны обеспечить хорошую энергетическую эффективность при высоких рабочих токах, хотя их выходное излучение, как правило, многомодовое. Изменять длину волны излучения в них можно путем изменения рабочей температуры устройства.

Квантово-каскадные лазеры с распределенной обратной связью могут работать только на определенной параметрами брэгговской решетки длине волны. Это позволяет им работать на одной длине волны даже при более высоких рабочих токах. Немного изменять длину волны лазерного излучения можно в этом случае путем изменения температуры устройства.

Еще одним режимом работы квантово-каскадных лазеров с распределенной обратной связью является чирпирование (внутриимпульсная линейная частотная модуляция излучения) — режим, в котором используется решетка с линейно изменяющимся периодом, что позволяет изменять длину волны лазера в течение импульса излучения. Это позволяет обеспечить быстрое сканирование заданного диапазона длин волн.

В случае с внешним резонатором одна или обе из сколотых граней покрываются антибликовым покрытием, и все излучение из кристалла может свободно выходить наружу. Оптический резонатор создается зеркалами, расположенными вовне устройства. Спектрально-селективные оптические элементы, такие как дифракционная решетка, могут быть использованы как для обеспечения генерации на одной длине волны, так и для перестройки длин волн (рис. 7.24).

К настоящему времени была продемонстрирована лазерная генерация в диапазоне значительной ширины — от 3 до 200 мкм. Однако пока не выявлено никаких фундаментальных ограничений, и можно ожидать, в принципе, еще большего расширения спектрального диапазона квантово-каскадных лазеров.

Высокая выходная мощность от среднего инфракрасного до дальнего инфракрасного и даже терагерцового спектральных диапазонов, хорошая оперативная управляемость и работоспособность при комнатной температуре делают квантовые каскадные лазеры весьма подходящими для широкого диапазона приложения в области дистанционного экологического зондирования загрязнения атмосферы, автомобильного круиз-контроля и предупреждения столкновений в условиях плохой видимости, различных видов медицинской диагностики, технологических систем контроля в промышленности и системах безопасности.

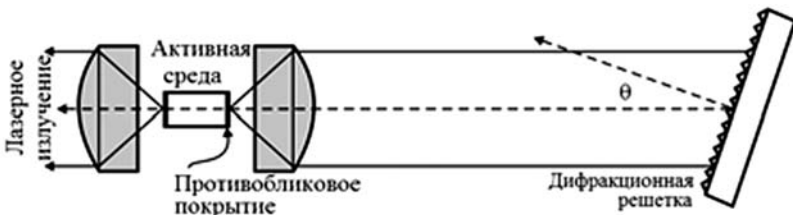


Рис. 7.24  
Квантово-каскадный лазер с внешним резонатором

## 7.5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Несмотря на то что основные характеристики лазеров подробно рассматривались в главе 2, диодные лазеры настолько сильно отличаются от большинства других типов лазеров, что имеет смысл остановиться на некоторых, присущих только им технических характеристиках.

Важные характерные параметры диодных лазеров относятся либо к их вольт-амперным характеристикам (ВАХ), либо к характеристикам излучения. К первым относятся пороговый ток, эффективность наклона и линейность ВАХ, а ко вторым — расходимость луча, ширина спектральной линии и поляризация лазерного излучения. Большинство характерных параметров чувствительны к изменениям температуры. Различные параметры и их чувствительность к изменениям температуры кратко описаны в следующих разделах.

### 7.5.1. Пороговый ток

Пороговым током называется минимальный ток инжекции, необходимый для достижения устойчивой работы лазера. Когда ток инжекции ниже порогового значения, большая часть электрической энергии рассеивается в виде тепла и преобразование в лазерное излучение будет крайне неэффективным. Поэтому высокие значения порогового тока означают, что больше электрической энергии должно рассеиваться в виде тепла.

Плотность тока определяется как отношение порогового тока в активной области к ее площади и измеряется в единицах  $\text{А} \cdot \text{см}^{-2}$ , и эта характеристика определяет время жизни лазера. Более высокая пороговая плотность тока сокращает срок службы лазерного диода.

ВАХ лазерного диода с указанием порогового тока показана на рисунке 7.25. Пороговый ток является функцией температуры и быстро возрастает с ее увеличением. Изменение порогового тока  $I_s(\Delta T)$  в зависимости от изменения температуры ( $\Delta T$ ) вычисляется из уравнения

$$I_s(\Delta T) = I_s(T) \cdot [\exp(\Delta T / T_0) - 1], \quad (7.14)$$

где  $I_s(\Delta T)$  — пороговый ток абсолютной температуры  $T$ ;  $T_0$  — характерная температура каждого вида лазера (например,  $T_0$  лежит в пределах 120–230 К для GaAlAs и 60–80 К для InGaAsP диодных лазеров).

Чем ниже значение  $T_0$ , тем более чувствителен лазер к изменениям температуры. Сдвиг в величине порогового тока происходит в основном за счет температурной зависимости концентрации носителей в активном слое и вероятности нерадиационных процессов рекомбинации.

На рисунке 7.25 показано влияние изменения температуры на ВАХ и мощность излучения для обычных полупроводниковых лазеров. Повышение температуры также отрицательно сказывается на сроке службы лазера, поскольку это приводит к увеличению пороговой плотности тока. Срок службы

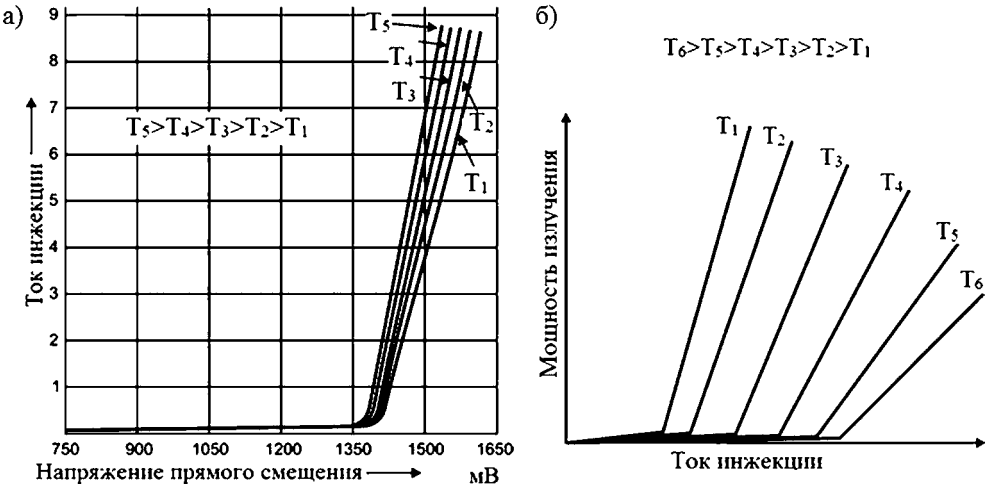


Рис. 7.25 Температурные зависимости ВАХ (а) и световой мощности от тока инжекции (б)

растет примерно в два раза при снижении температуры кристалла на 10°C. Температурой можно управлять, устанавливая лазерный кристалл на теплоотвод. Эффективность лазера сильно зависит от температуры и быстро снижается с ее ростом, как видно из графиков на рисунке 7.25б.

### 7.5.2. РАСХОДИМОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для обычных лазерных диодов характерна высокая расходимость лазерного луча. Исключением являются поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным и внешним резонатором. Большая расходимость в первую очередь определяется дифракцией световых волн, выходящих из активной среды, размеры поперечного сечения которой сравнимы с длиной волны излучения.

Кроме того, в связи с прямоугольной формой излучающей области с сильно отличающимися длинами сторон расходимость в двух ортогональных плоскостях отличается, как это показано на рисунке 7.26.

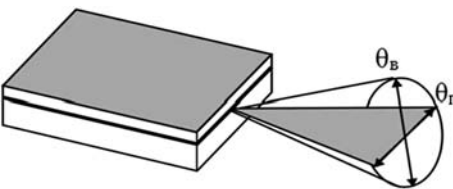


Рис. 7.26 Расходимость диодного лазера в двух взаимно перпендикулярных плоскостях

Расходимость в плоскости, параллельной плоскости активного слоя, оказывается намного меньше, чем в перпендикулярной плоскости.

В результате сечение лазерного луча на некотором расстоянии от выходной апертуры имеет форму эллипса. При необходимости можно компенсировать эллиптичность такого луча с помощью цилиндрической линзы (см. раздел 4.1.2, рис. 4.8а). Лазеры с вертикальным резонатором имеют относительно более симметричный луч с относительно низкой расходимостью, обусловленной большой площадью излучающей апертуры.



### 7.5.3. ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Ширина линии является еще одной важной характеристикой диодного лазера. В обычных полупроводниковых лазерах ширина спектральной линии усиления составляет 2–3 нм, т. е. около 1000 ГГц на длине волны 800 нм. В таком лазере может поддерживаться большое количество продольных мод. В полосковом лазере с пассивной волноводной структурой (описанном в разделе 7.4.4) созданы условия для доминирования одной спектральной линии, в результате чего ширина линии усиления значительно уже, как правило, порядка  $10^{-2}$  нм. Это соответствует частоте в несколько гигагерц на длине волны 800 нм. В случае лазеров с распределенной обратной связью, ширина линии еще меньше; обычно порядка  $10^{-4}$  нм, что соответствует полосе частот в несколько мегагерц на 800 нм.

Спектральная кривая полупроводниковых лазеров также сильно зависит от изменений температуры. С ростом температуры вся кривая и отдельные линии сдвигаются в длинноволновую сторону. Рисунок 7.27 показывает

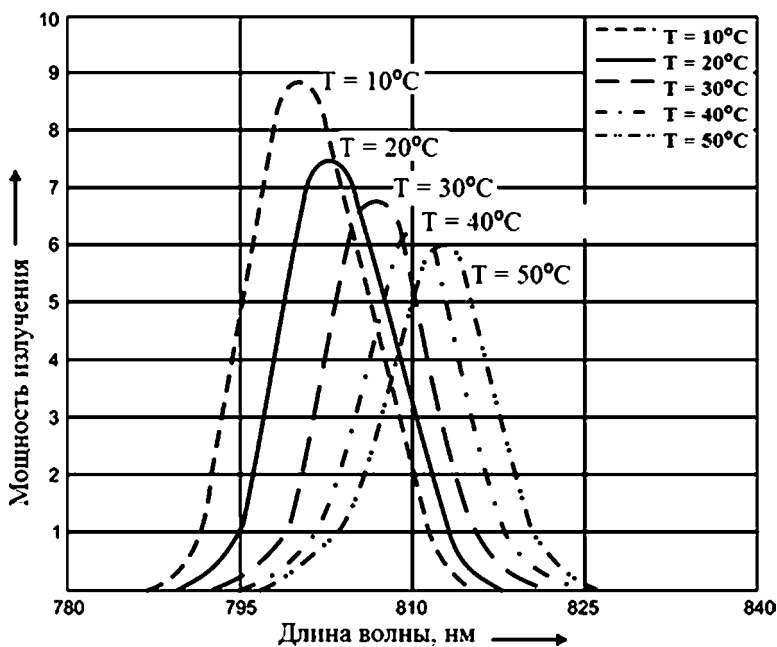


Рис. 7.27 Эффект увеличения температуры на выходную мощность и спектр лазера

Таблица 7.2

Тип лазера	Температурный коэффициент $\text{нм}\cdot\text{K}^{-1}$	
	Для всей полосы усиления	Для индивидуальной линии
GaAlAs	0,24	0,12
InGaAsP	0,30	0,08

эффект изменения температуры на спектр усиления. Влияние температуры обусловлено увеличением длины резонатора, сопровождающимся увеличением показателя преломления.

Типичные значения температурных коэффициентов приведены в таблице 7.2.

#### 7.5.4. ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛУЧА

Поляризации пучка является еще одним важным параметром. Диодные лазеры при токе инжекции выше порогового излучают, как правило, линейно поляризованный свет, поляризация которого определяется геометрией активной зоны и свойствами кристалла.

#### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 7

1. В полупроводниковых (диодных) лазерах, излучение связано с рекомбинацией электронов и дырок в активной зоне  $p-n$ -перехода. Только прямозонные полупроводниковые материалы пригодны для создания диодных лазеров. Комбинации полупроводников используются для изготовления диодных лазеров; наиболее важные из них включают в себя равное количество элементов из III–A и V–A групп периодической таблицы. При этом используются как тройные, так и четверные соединения.

2. В зависимости от структуры используемых полупроводниковых материалов диодные лазеры бывают гомо- и гетеропереходными, лазерами на квантовых ямах, лазерами с распределенной обратной связью, лазерами с вертикальным и внешним резонаторами, лазерами с оптической накачкой и квантово-каскадными лазерами.

3. Все слои в гомопереходном лазере изготовлены из одного и того же полупроводникового материала. Одним из таких примеров является GaAs/GaAs-лазеры. Однако эта простая структура лазерного диода крайне неэффективна и может быть использована только для демонстрации работы в импульсном режиме.

4. В лазерах на гетеропереходах активный слой и один или оба соседних слоя состоят из различных материалов. Если только один из смежных слоев сделан из другого материала, это называется простым гетеропереходом; если оба слоя разные, говорят о двойном гетеропереходе.

5. В диодных лазерах на гетеропереходах слой материала с малой шириной запрещенной зоны зажат между слоями материала с большей шириной запрещенной зоны. Одной из таких часто применяемых комбинаций является пара из арсенида галлия (GaAs) и алюминия галлия арсенида ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ). В таких структурах активная область (где свободные электроны и дырки существуют одновременно) сосредоточена в тонком среднем слое.

6. Поскольку излучение фотонов в диодном лазере происходит за счет рекомбинации электронов с дырками, более высокая концентрация электронов в квантовой яме приводит к увеличению эффективности и снижению порога генерации.

7. Лазеры могут иметь более чем одну квантовую яму. Увеличение структур с квантовыми ямами позволяет получить относительно более высокие выходные мощности.

8. Расширение понятия квантовой ямы также привело к созданию лазеров на квантовой проволоке и квантовых точках. Если квантовая яма может удерживать электроны только в одном направлении (плоскости), то структуры на квантовой проволоке и квантовых точках обеспечивают удержание в двух и трех измерениях, соответственно. Это приводит к дальнейшему увеличению КПД лазера.

9. В квантово-каскадном лазере лазерный переход происходит между разными энергетическими уровнями внутри зоны, а не через запрещенную зону. Это позволяет работать на более длинных волнах, которые могут быть настроены путем изменения толщины квантового слоя. Квантово-каскадные лазеры — компактные мощные полупроводниковые лазеры с быстрой перестройкой, излучающие в среднем инфракрасном и дальнем инфракрасном диапазоне длин волн.

10. Различные типы резонаторов используются для построения квантово-каскадных лазеров: Фабри — Перо, с распределенной обратной связью, внешних. Высокая выходная мощность, управляемость и возможность эксплуатации при комнатной температуре делают квантово-каскадные лазеры подходящими для широкого спектра приложений.

11. В лазерах с вертикальным резонатором оптический резонатор сориентирован в направлении тока инжекции. Луч лазера в этом случае выходит с поверхности пластины, а не из ее краев. Два зеркала либо выращивают эпитаксиально в качестве части диодной структуры, либо изготавливают отдельно и затем соединяют с полупроводниковым чипом, имеющим активную область. Лазер с вертикальным внешним резонатором является вариантом лазера с вертикальным резонатором, где одно из зеркал размещено с внешней стороны диодной структуры таким образом, что образуется свободное пространство в полости резонатора.

12. Диодные лазеры особенно чувствительны к электростатическим разрядам, электрическим помехам, таким как краткие пики напряжения питания и тока инжекции, превышающие установленные ограничения и способные привести к электрическому пробое.

13. Спектральная кривая полупроводниковых лазеров также сильно зависит от изменений температуры. С ростом температуры вся спектральная кривая и отдельные линии сдвигаются в длинноволновую область.

#### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 7

1. Подача тока в 50 мА на лазерный диод позволила снять с него 5 МВт выходной мощности излучения. При увеличении тока на 20% выходная мощность выросла на 100%. Определите дифференциальную эффективность лазерного диода [ $\text{Вт} \cdot \text{А}^{-1}$ ].

2. Диодный лазер с длиной волны 750 нм имеет длину 200 мкм при показателе преломления  $n = 3$ . Ширина полосы генерации составляет 50 нм. Вычислите частотный интервал и максимальное число продольных мод.

3. Допустим, полупроводниковый лазер имеет при температуре 20°C пороговый ток 10 мА. Характерная температура составляет:  $T_0 = 100^\circ\text{C}$ . Каким будет пороговый ток при 30°C?

4. Оцените ширину запрещенной зоны полупроводника, лазер на основе которого излучает в диапазоне 860–890 нм?

5. Полупроводниковый лазер выполнен в виде линейки лазерных диодов и используется для накачки твердотельных лазеров. Излучающая площадка имеет размер  $1 \cdot 70 \text{ мм}^2$ . Плотность мощности ее непрерывного излучения  $1000 \text{ Вт/см}^2$ . Определите КПД линейки лазерных диодов, если она потребляет 1750 Вт электроэнергии.

6. Плотность пиковой мощности полупроводникового лазера составляет  $3000 \text{ Вт/см}^2$ . Излучающая площадка имеет размер  $10 \cdot 60 \text{ мм}^2$ . Рассчитайте энергопотребление лазера, если частота следования импульсов 100 Гц, а КПД преобразования электрической энергии в излучение достигает 45%.

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 7

1. Как происходит перенос носителей заряда в полупроводниках?
2. Какие полупроводники называют прямозонными, а какие непрямозонными?
3. Назовите наиболее часто используемые в диодных лазерах материалы.
4. В чем особенности инверсной населенности в полупроводниках?
5. В чем различие между волноводом и резонатором полупроводникового лазера?
6. Чем отличаются конструкции лазеров на гомо- и гетеропереходах?
7. Какие лазеры называются лазерами на квантовых ямах?
8. В чем заключаются достоинства лазеров с распределенной обратной связью?
9. Какие наиболее важные свойства диодного лазера обеспечиваются вертикальным резонатором?
10. В каких случаях для полупроводникового лазера применяют внешний резонатор?
11. Что является источником оптической накачки диодных лазеров и в каких случаях такие лазеры интересны?
12. В чем принципиальное отличие между обычными полупроводниковыми и квантово-каскадными лазерами?
13. Перечислите достоинства квантово-каскадных лазеров.
14. Как температура влияет на характеристики полупроводникового лазера?
15. Как управляют расходимостью луча полупроводникового лазера?
16. Как управляют спектральными характеристиками полупроводниковых лазеров?

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 7

1. Тарасов, И. С. Полупроводниковые лазеры. Краткие материалы. — СПб. : Изд-во БГТУ «ВОЕНМЕХ», 2003.
2. Жуков, А. Е. Лазеры на основе полупроводниковых наноструктур. — СПб. : Элром, 2007.
3. Левинштейн, М. С. Барьеры / М. С. Левинштейн, Г. С. Симин. — М. : Наука, 1987. — (Сер. Б-ка Квант).
4. Govind, P. Semiconductor lasers / P. Govind, Agraval, Nikloy K. Dutta. 2<sup>nd</sup> ed. — Van Nostrand Reinhold, 1993.
5. Maini, A. K. Lasers and optoelectronics: fundamentals, devices and applications. — India : John Wiley and Sons Ltd, 2013.

---

## ГЛАВА ВОСЬМАЯ

# ДРУГИЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

### 8.1. ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ

#### 8.1.1. ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ С АКТИВНЫМИ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

В определенной мере жидкие растворы могут иметь преимущества перед газовыми средами. Поскольку концентрация активных ионов в них может быть того же порядка, что и в твердых телах, то по удельной энергии, получаемой с единицы объема, они на несколько порядков могут превосходить газовые лазеры, и в то же время объем жидких активных сред ограничен лишь объемами кювет. В жидкостях отсутствуют постоянные напряжения, и при больших плотностях энергии в активной среде не возникает необратимых разрушений, а также отсутствуют структурные неоднородности и включения.

Однако, в отличие от газов, электрическая накачка жидких активных сред неприменима, а сильная зависимость показателя преломления от температуры обуславливает значительные неоднородности, возникающие при оптической накачке активной среды, что приводит к ухудшению генерационных характеристик лазеров и увеличению расходимости лазерного пучка. Применение прокачки активной жидкости через лазерную кювету позволяет реализовать как периодический, так и непрерывный режим работы лазера.

В качестве активных частиц в жидкостных матрицах используются те же редкоземельные ионы, что и в твердотельных лазерах, а наиболее часто ион неодима  $\text{Nd}^{3+}$  (табл. 8.1). Жидкостные матрицы (растворители) делятся на два класса: металлоорганические (хелатные) и неорганические (апротонные).

Характерной особенностью растворов хелатов как рабочего тела лазеров является то, что в них возбуждение активного иона происходит не непосредственно под действием оптической энергии накачки, а в результате внутримолекулярной передачи энергии от органической части комплекса к возбуждаемому иону.

Это позволяет расширить возможный круг используемых ионов за счет частиц с узкими полосами собственного поглощения. Недостаток хелатных лазеров — невысокая энергетическая эффективность, что в первую очередь объясняется большим коэффициентом поглощения света накачки. В таблице 8.1 приведены характеристики двух типичных хелатных активных сред.

Таблица 8.1

Характеристика	Жидкие активные среды			
	Хелатные		Апротонные	
	Eu <sup>3+</sup> :CH <sub>3</sub> CN	Nd <sup>3+</sup> (NO <sub>3</sub> ) <sub>3</sub> : CCl <sub>4</sub>	Nd <sup>3+</sup> :SeOCl <sub>2</sub> : SnCl <sub>4</sub>	Nd <sup>3+</sup> :POCl <sub>3</sub> : SnCl <sub>4</sub>
Плотность, кг/м <sup>3</sup>	783	1,593	2400	1900
Температура плавления, К	228	250	270	270
Температура кипения, К	355	350	450	380
Длина волны, мкм	0,6117	1,054	1,056	1,0525

Особенность неорганических растворителей — отсутствие в них водорода (поэтому их называют апротонными) позволяет эффективно использовать четырехуровневую схему инверсной населенности в ионах Nd<sup>3+</sup> с поглощением света накачки собственными полосами поглощения Nd<sup>3+</sup>. Спектры поглощения растворов Nd<sup>3+</sup> в неорганических жидкостях и другие характеристики процесса образования инверсии в них схожи с аналогичными параметрами активных сред на основе стеклянных матриц.

Неорганические жидкие материалы имеют в своей основе двухкомпонентные растворы SeOCl или POCl<sub>3</sub> с галогенидами III–V групп. Растворы на основе SeOCl<sub>2</sub> токсичны и имеют большую вязкость, что препятствует прокачке жидкости, на основе POCl<sub>3</sub> нетоксичны и менее вязки. Однако обе жидкости весьма агрессивны, что сужает выбор возможных конструкционных материалов и требует тщательной герметизации кювет.

Тем не менее, жидкостные лазеры с активными ионами редкоземельных металлов потенциально могут оказаться интересными для ряда применений, в первую очередь, при разработке компактных систем большой мощности.

### 8.1.2. ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЯХ

Лазерное излучение в жидкостной среде лазеров на органических красителях генерируется в процессе флуоресцентных переходов в молекулах красящего вещества. В качестве активной среды лазера на красителе используются растворы органических красителей (например, растворы молекул родаминов, пиронина, трипафлавина, 3-аминофаламида и других в этиловом спирте, глицерине, воде, растворах серной кислоты). Молекулярная масса молекулы органических красителей лазеров составляет 200–600, что включает 20–60 атомов в молекуле.

Точную схему энергетических уровней изобразить невозможно. Количество колебательных степеней свободы этих молекул на каждом уровне превышает сотни, что приводит к большой ширине спектральных линий органических красителей и позволяет реализовать жидкостные лазеры с непрерывной перестройкой длин волн излучения в диапазоне порядка несколько сотен нанометров. Заменяя красители, можно обеспечить перекрытие всего видимого и части инфракрасного участков спектра.

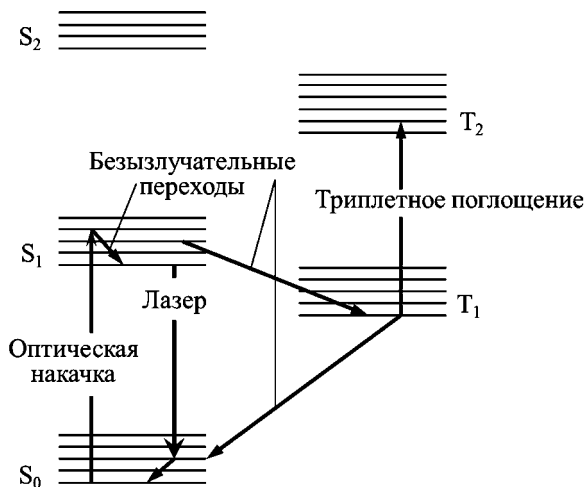


Рис. 8.1

Схема энергетических уровней и переходы у лазера на красителе

Электронные энергетические состояния делятся на синглетные и триплетные. Процессы поглощения, флуоресценции и фосфоресценции удобно иллюстрировать, пользуясь диаграммой (рис. 8.1), которую предложил польский физик Александр Яблонский в 1933 г. и которая носит его имя.

В синглетном состоянии спины электронов направлены в противоположные направления, в то время как в триплетном состоянии оба спина имеют одно направление. Самые низкие энергетические состояния в двух этих уровнях обозначены через S<sub>0</sub> и T<sub>1</sub>, а более высокие — через S<sub>1</sub>, T<sub>2</sub>, S<sub>2</sub> и т. д. Все эти электронные уровни значительно уширены за счет колебаний и вращений в молекуле и взаимодействий с растворителями.

Молекулы красителя в лазерной среде возбуждаются путем оптической накачки. На основе очень быстрых безызлучательных переходов возбужденные молекулы в течение пикосекунд сосредоточиваются на колебательном уровне S<sub>1</sub> со временем жизни около 1 нс, что намного дольше времени жизни нижнего лазерного уровня, которым является некоторый возбужденный колебательный уровень основного состояния S<sub>0</sub>. Через несколько наносекунд они переходят с большим квантовым выходом через излучательные переходы в колебательные уровни основного S<sub>0</sub> состояния. Излучаемый при этом свет сдвинут относительно поглощенного света к длинноволновой области (рис. 8.1 и 8.2).

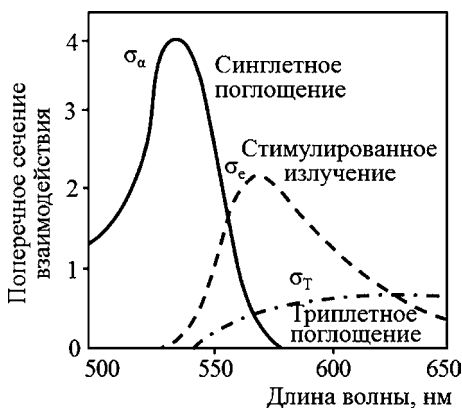


Рис. 8.2

Поперечные сечения поглощения и стимулированного излучения красителя в зависимости от длины волны

Молекулы с вышележащих колебательных уровней основного состояния  $S_0$  в результате столкновений с растворителем в течение пикосекунд переходят в самое нижнее состояние. Эти переходы между колебательными уровнями происходят безызлучательно, что приводит к нагреванию жидкого растворителя.

При интенсивной накачке  $S_1$  состояние получает высокую населенность. Поскольку разности энергий между отдельными  $S$  состояниями примерно равны, то при накачке происходят также переходы  $S_1 \rightarrow S_2$ , что препятствует генерации лазерного излучения.

В процессе накачки могут возникать потери на поглощение вышележащими синглетными состояниями ( $S_1 \rightarrow S_2$ ), а также на безызлучательные переходы в триплетное состояние ( $S_1 \rightarrow T_1$ ). Состояние  $T_1$  метастабильно ( $10^{-3}$ – $10^{-7}$  с), поэтому во время накачки в этом состоянии может оказаться большое число молекул красителя. Они могут в результате поглощения усиливаемого излучения перейти на вышележащие триплетные уровни, тем самым затрудняя или подавляя процесс генерации лазерного излучения.

Поскольку энергетические уровни молекул активной среды в лазерах на красителях представляют собой широкие полосы, содержащие множество колебательных и вращательных уровней, переход из возбужденного состояния  $S_1$  в невозбужденное  $S_0$  приводит к генерации лазерного излучения в широкой области длин волн.

Это позволяет создавать лазеры с перестраиваемой длиной волны. Для селекции по длинам волн в лазерное устройство обычно включают дифракционную решетку, используя ее вместо полупрозрачного зеркала.

Лазеры на красителях могут работать как в импульсном, так и в непрерывном режимах.

В качестве источников накачки импульсных лазеров на красителях часто используют импульсные лазеры в ультрафиолетовой или видимой области спектра: азотный лазер (337 нм), лазер на парах меди (510 нм), лазер на эксимере (УФ), рубиновый лазер (694 нм) или лазер с умноженной частотой Nd:YAG (532 нм и 355 нм). Эти лазеры накачки генерируют импульсы в наносекундном диапазоне при мощностях от 1 до 100 МВт.

Длительность накачки короче времени перехода в триплетной системе ( $S_1 \rightarrow T_1$ ), так что здесь невозможна сколько-нибудь значимая триплетная населенность. Поэтому могут использоваться и такие красители, которые в силу их короткого ( $S_1 \rightarrow T_1$ ) времени перехода не пригодны для накачки с применением лампы-вспышки. Световой импульс длиной 1 нс соответствует цугу волн в 30 см. Длина резонатора лазера на красителе должна быть значительно меньше, чтобы лазерная волна как можно чаще проходила через активную среду.

Излучение для накачки может вводиться в раствор красителя в продольном либо поперечном направлениях. В настоящее время при импульсных лазерах чаще используют поперечную накачку (рис. 8.3).

Излучение накачки фокусируется с помощью цилиндрической линзы. Это излучение интенсивно поглощается, и максимальная инверсия преобладает в тонком слое в фокальной линии шириной около 0,2 мм. Для селекции длины волны узкий лазерный пучок расширяется с помощью телескопа или нескольких призм и отражается на поворотной дифракционной решетке.



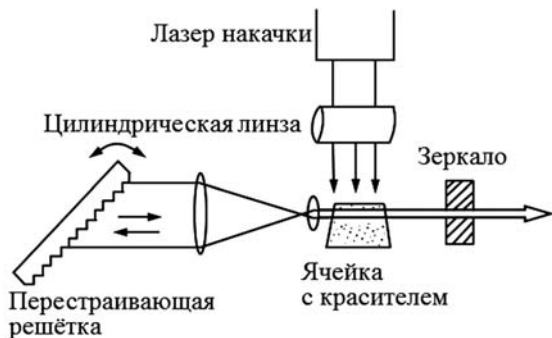


Рис. 8.3

Конструктивная схема лазера на красителях с поперечной накачкой

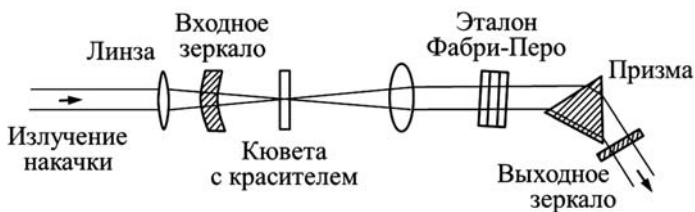


Рис. 8.4

Конструкция лазера на красителе с продольной накачкой

Основным поводом для такой дивергенции служит облучение большей поверхности решетки. В результате возрастает спектральная резкость излучения, так как разрешающая способность понижается с количеством эффективных штрихов решетки.

Достижимая ширина линий составляет около 0,1 нм. Далее в результате расширения уменьшается плотность мощности и расходимость пучка. Частота следования импульсов у лазеров накачки на YAG, легированном неодимом, или лазеров на эксимере составляет несколько сотен герц. С помощью лазеров на парах меди может быть достигнуто несколько десятков килогерц с КПД накачки  $\eta_{\text{нак}}$  порядка 50%.

Для накачки непрерывных лазеров на красителях используют непрерывные ионные лазеры ( $\text{Ar}^+$  и  $\text{Kr}^+$ ). При этом раствор красителя в виде свободно падающей струи протекает через зону фокуса излучения накачки. Из-за быстрого течения имеют место уменьшенная населенность и пониженное поглощение на триплетном уровне. Возможная конструктивная схема лазера на красителях с продольной накачкой показана на рисунке 8.4.

В этой конструкции пучки лазера накачки и лазера на красителе проходят коаксиально. Луч лазера, проходящий через входное зеркало резонатора, фокусируется с помощью линзы на струе раствора красителя. В этом случае зеркала резонатора приходится снабжать специальным покрытием с целью обеспечения пропускания волны накачки. Эталон Фабри — Перо и призма используются в качестве элементов селекции требуемой длины

Таблица 8.2

## Характеристики лазеров на красителях

Источник накачки	Средняя мощность	Пиковая мощность	Длительность импульсов	Ширина линий
Лампа-вспышка	100 Вт	$10^5$ Вт	0,1–10 мкс	Многомодовый: $10^{-1}$ – $10^{-2}$ нм Одномодовый: $10^{-4}$ нм
Nd:YAG-лазер (532; 355 нм)	1 Вт	$10^6$ Вт	10 нс	100 МГц
Экимерный лазер	10 Вт	$10^7$ Вт	1–10 нс	—
Непрерывный Ar <sup>+</sup> -лазер	20 Вт	—	Непрерывная	1 МГц

волны излучения лазера на красителе. В зависимости от используемого красителя может быть преобразовано до 30% поглощенной мощности.

В непрерывных лазерах на красителях в одномодовом режиме может быть достигнута высокая стабильность частоты (от мегагерц до килотгерц) вследствие температурной и механической стабилизации, а также на основе активного регулирования. Особенно высокие мощности в одномодовом режиме получают с помощью кольцевых лазеров.

Сравнительные характеристики лазеров на красителях, накачка которых осуществляется с применением ламп-вспышек и лазеров, приведены в таблице 8.2.

Благодаря большой ширине полосы лазеры на красителях пригодны для генерации сверхкоротких импульсов (вплоть до единиц фемтосекунд).

На иллюстрации 13 (см. цв. вкл.) представлен непрерывный одночастотный лазер на красителях DYE-SF-07, способный генерировать излучение на длинах волн от 570 до 700 нм производства компания «Техноскан».

Одночастотная генерация лазера достигается путем селекции частот излучения с использованием трех селектирующих элементов: трехкомпонентного двулучепреломляющего фильтра и двух эталонов Фабри — Перо. Выходная мощность излучения лазера превышает 1,2 Вт (в области максимального усиления активной среды) при накачке излучением мощностью 10 Вт (532/515 нм или всеми сине-зелеными линиями Ar-лазера).

## 8.2. РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА

В рассмотренных в главе 5 газовых ионных лазерах инверсия населенностей хотя и создавалась между возбужденными состояниями ионизированного газа (плазмы), но энергии лазерных переходов было достаточно только для излучения квантов оптического диапазона.

Поскольку рентгеновское излучение выходит за рамки оптического, но в то же время основные принципы формирования оптического излучения мо-

гут реализовываться практически на всей шкале электромагнитного излучения (см. «мазеры»), то будет логичным рассмотреть рентгеновские лазеры отдельно.

Рентгеновский лазер — это источник когерентного электромагнитного излучения в рентгеновском диапазоне, основанный на эффекте вынужденного излучения. В более широком смысле рентгеновскими лазерами называют любые устройства, способные генерировать когерентное рентгеновское излучение.

При создании коротковолновых лазеров необходимо преодолеть принципиальные трудности. Для поддержки инверсной заселенности верхних уровней мощность возбуждения должна быть намного больше той, которая рассеивается в виде спонтанного излучения в среде (тепловые потери и др.). Как известно, энергия кванта пропорциональна частоте излучения, и к тому же вероятность спонтанного излучения, бесполезно уносящего энергию внешнего источника возбуждения, пропорциональна третьей степени частоты излучения.

Учитывая это, получим, что мощность, необходимая для поддержания инверсной заселенности,  $W \sim \nu^4 \sim \lambda^{-4}$ . Так, например, для лазеров видимого диапазона с длиной волны около 500 нм требуется удельная пороговая мощность накачки порядка  $10^2 - 10^4$  Вт/см<sup>3</sup> (лампы-вспышки, химические реакции), то для лазера рентгеновского диапазона с длиной волны 0,5 нм плотность энергии накачки должна быть на уровне  $10^{10} - 10^{15}$  Вт/см<sup>3</sup>. Такой высокий уровень энергий при накачке может быть обеспечен в фокальном пятне мощного импульсного лазера или с помощью ядерного взрыва.

Рекомбинационный рентгеновский лазер, схема которого представлена на рисунке 8.5, излучает в мягком рентгеновском диапазоне с возбуждением многозарядных ионов селена с помощью мощного лазера оптического диапазона (неодимовый лазер).

Активной средой является 24-кратно ионизированный селен Se<sup>24+</sup>, образующийся при облучении тонкой (75 нм) полоски селена, напыленной на фольгу с  $d \approx 150$  нм. Пучок света от импульсного лазера с  $\lambda = 532$  нм, энергией  $\sim 1$  кДж и длительностью  $\sim 1$  нс фокусируется до интенсивности  $\sim 5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, в результате фольга взрывается и образуется плазма высокоионизированного Se в форме цилиндра с  $\varnothing \sim 200$  мкм.

В результате электронно-ионной рекомбинации плазмы остается долгоживущая составляющая — Ne-подобные ионы Se<sup>24+</sup>. Неупругие столкновения с электронами горячей плазмы ( $T_e \approx 1$  кэВ) приводят к возбуждению иона Se<sup>24+</sup> и возникает инверсия между еще долгоживущим возбужденным состоянием и основным состоянием с менее длитель-

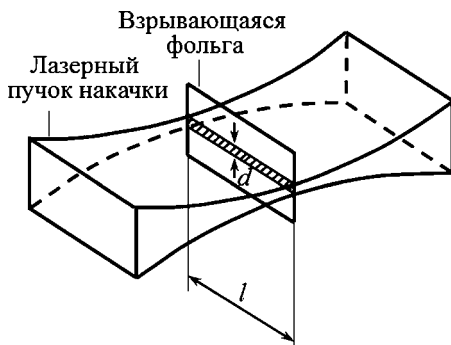


Рис. 8.5  
Схема рекомбинационного рентгеновского лазера

ным временем жизни. При этом наблюдалось излучение на двух линиях ( $\lambda = 20,63$  нм и  $\lambda = 20,96$  нм).

Серьезная техническая проблема создания рентгеновских лазеров заключается в высокой проникающей способности радиационного излучения, из-за которой очень трудно подобрать материалы для покрытий зеркал лазерных резонаторов. Многослойные диэлектрические зеркала рентгеновских лазеров обладают большими потерями и сложны в изготовлении. Для получения приемлемых коэффициентов отражения необходимо использовать большое число (сотни) диэлектрических слоев, а рассеяние света на столь большом числе поверхностей раздела приводит к очень большим потерям, а кроме того, зеркала могут не выдержать высокую интенсивность рентгеновского лазерного излучения.

Поэтому до сих пор рентгеновские лазеры работают без зеркал в резонаторе. Фактически это означает работу лазера со 100% -ными коэффициентами пропускания обоих зеркал. Усиление спонтанного излучения требует очень высоких значений коэффициента усиления или большой протяженности активной среды.

В конце прошлого века было предложено возможное решение этих проблем, которое заключалось в использовании ядерного взрыва вблизи торцов пучка тонких металлических стержней-струн длиной в несколько метров, что превратит их в плазменные нити. По мере остывания полностью ионизированной плазмы в течение порядка  $\sim 10$  нс начнется ее рекомбинация, в результате которой часть ионов окажется в возбужденных квантовых состояниях.

Это делает возможной лазерную генерацию рентгеновских пучков, которая начнется со спонтанного излучения квантов отдельными ионами. По мере прохождения через плазменную нить каждый импульс экспоненциально усилится, достигая большой интенсивности излучения вдоль исходной (и уже исчезнувшей) струны. Схема такого лазера и вариант его использования приведены на рисунке 8.6.

Если каждый из стержней перед подрывом боеголовки ориентировать в направлении цели, то мощный пучок рентгеновских фотонов мгновенно уничтожит ее, причем таких стержней (а значит, и целей) может быть много.

При этом временной масштаб событий настолько мал, что деформацией струн и плазменных нитей, а также изменением их пространственного положения можно пренебречь. С начала цепной реакции деления до разлета (со скоростью детонации  $\sim 1-2$  км/с) осколков делящегося ядра пройдут доли микросекунды, в это время продукты взрыва пролетят несколько миллиметров и еще не достигнут торцов стержней пучка.

В то же время уже высвобождающаяся энергия ядерного взрыва по большей части, в виде потока рентгеновских квантов, испускаемых атомами материала бомбы, распространяющаяся со скоростью света ( $3 \cdot 10^8$  м/с), уже достигнет стержней, обрушивая на них чудовищный ливень электромагнитной энергии, и через десятки наносекунд начнется лазерное излучение плазменных нитей. Оно продлится недолго, всего  $\sim 1$  нс, но этого хватит, чтобы направить точно к целям экстремально мощные и узко сфокусированные рентгеновские импульсы.



Рис. 8.6

Проект рентгеновского лазера с накачкой ядерным взрывом

Однако достаточно быстро стало понятно, что потенциальные возможности такой системы сильно преувеличены как с оптической, так и с энергетической точки зрения. Необходимая на космических дистанциях (более 1000 км) расходимость излучения требовала уменьшения дифракционного параметра  $\lambda / d$  до величины не более  $\sim 10^{-6} - 10^{-7}$  радиан, что при длине волны  $\lambda \sim 10^{-9} - 10^{-10}$  м приводит к поперечному сечению стержня в доли миллиметра. В то же время слишком тонкие стержни содержат слишком мало атомов, чтобы обеспечить необходимый выход энергии, даже если все ее атомы и ионы после рекомбинации окажутся в нужном возбужденном состоянии.

Кроме того, попытки провести демонстрационные эксперименты в наземных условиях оказались безуспешными, и от идеи создания сверхмощного рекомбинационного рентгеновского лазера пришлось отказаться.

Тем не менее возможности создания малогабаритного (настолевого) рекомбинационного рентгеновского лазера продолжают привлекать внимание разработчиков и исследования в этом направлении активно ведутся и сегодня.

### 8.3. ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

К настоящему времени основным кандидатом на роль источника мощного направленного лазерного излучения в диапазоне от терагерцового до рентгеновского считаются лазеры на свободных электронах. В отличие от газовых, жидкостных или твердотельных лазеров, где электроны возбуждаются в связанных атомных или молекулярных состояниях, в лазере на свободных электронах излучение генерируется моноэнергетическим пучком электронов,

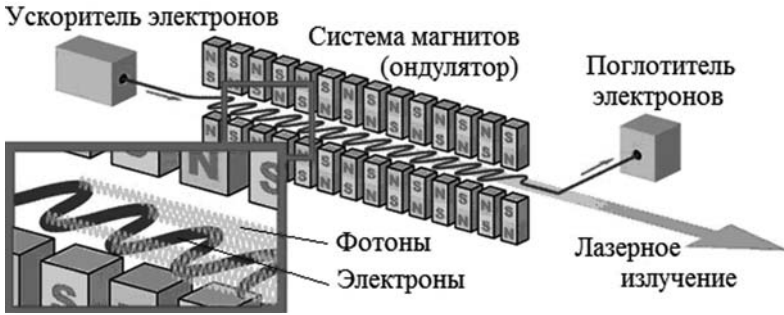


Рис. 8.7

Схема лазера на свободных электронах

распространяющимся в ондуляторе — периодической системе отклоняющих магнитов. Электроны, совершая периодические колебания, излучают фотоны, энергия (а следовательно, и спектральный диапазон) которых зависит от энергии электронов и параметров ондулятора (рис. 8.7).

Ондулятор представляет собой магнит, создающий сильное поперечное (как правило, вертикальное) знакопеременное магнитное поле. Его можно представить себе как последовательность коротких дипольных магнитов, полярность каждого следующего из которых противоположна предыдущему. Ондулятор устанавливается в прямолинейный канал, и ультррелятивистский пучок проходит в нем по извилистой траектории, близкой к синусоиде, излучая фотоны в узкий конус вдоль оси пучка.

Ондулятор, помещенный в резонатор (представляющий собой, например, два соосных зеркала), — простейшая модель лазера на свободных электронах. Магниты, из которых собран ондулятор, могут быть обычными электромагнитами либо сверхпроводящими, либо постоянными. Типичное магнитное поле ондулятора — до 10 Тл. Мощность получаемого синхротронного излучения — до сотен киловатт — зависит как от тока пучка, так и от поля, а также от количества полюсов ондулятора (от трех до нескольких десятков).

Инжектированные вдоль ондулятора электроны движутся в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, по траекториям, имеющим волнистый вид (рис. 8.7). Возникающее при этом ускорение электронов приводит к излучению в продольном направлении. Частоту излучения можно определить из выражения

$$\omega_q = (2\pi / \lambda_q) \cdot v_z \approx (2\pi / \lambda_q) \cdot c, \quad (8.1)$$

где  $\lambda_q$  — период магнитов;  $v_z$  — средняя продольная скорость электрона в вакууме, практически равная скорости света  $c$ .

Поскольку электрон излучает в своей системе координат, то частота его колебаний в ней будет определяться с учетом лоренцовского сокращения времени:

$$\omega' = \omega_q \cdot [1 - (v_z / c)^2]^{-1/2}. \quad (8.2)$$

С учетом того, что пучок испытывает также (релятивистский) доплеровский сдвиг, наблюдаемая длина волны излучения составит

$$\lambda_0 = (\lambda_q / 2) \cdot [1 - (v_z / c)^2], \quad (8.3)$$

что может быть заметно короче  $\lambda_q$ , поскольку  $v_z \approx c$ .

Учитывая характеристики движения электрона в магнитном поле ондулятора, получается, что при изменении энергии электронов от 10 до 10 000 МэВ излучаемый свет попадает в диапазон от терагерцового до рентгеновского.

Большой интерес вызывает возможность получения лазерного рентгеновского излучения, для чего необходим пучок электронов, разогнанный в синхротроне до скорости, близкой к скорости света. В качестве источника электронов используются ускорители различных типов, а также имеются проекты ускорения электронов сверхмощным лазерным излучением.

В настоящее время в мире ведутся интенсивные работы по созданию мощных лазеров на свободных электронах. В нашей стране уже запущена первая очередь мощного лазера на свободных электронах в Новосибирске (см. цв. вкл., ил. 14).

Максимальная энергия его многодорожечного ускорителя электронов должна достигать 40 МэВ. Ожидаемый диапазон длин волн излучения полномасштабного лазера на свободных электронах составляет от 5 до 300 мк при относительной ширине спектральной линии  $\Delta\lambda / \lambda$  не хуже  $3 \cdot 10^{-3}$  и выводимой мощности лазерного излучения 400 Вт.

Уже сейчас новосибирский лазер на свободных электронах является самым мощным (по средней мощности) в мире источником субмиллиметрового (терагерцового) монохроматического излучения.

Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах XFEL строится в Германии в Центре синхротронного излучения DESY (см. цв. вкл., ил. 15). Лазерная установка длиной 3,4 км расположена на глубине от 6 до 38 м под землей и протянулась от лаборатории DESY в Гамбурге до окраины Шенefeldта, где на территории 15 га построены административные здания, экспериментальные станции и лаборатории. Строительные работы начались в 2009 г., ввод в эксплуатацию запланирован в 2016 г., проведение первого эксперимента с одним лучом и двумя станциями — в 2017 г.

На сегодня в рамках межправительственных соглашений в проекте XFEL участвуют 14 стран. Использование главного ресурса установки — пучкового времени — будет осуществляться с учетом вклада каждой страны в создание установки. Доля участия России — вторая по значимости после Германии и составляет более 25% от общей стоимости проекта.

Проект XFEL откроет огромные возможности для изучения химических и физических процессов, происходящих в веществе, позволит выйти на новый уровень в исследованиях в области физики, химии, материаловедения, наук о жизни, биомедицине. Полученные в рамках проекта XFEL сверхъяркие ультракороткие рентгеновские импульсы со свойствами, аналогичными лазерному излучению, предоставят возможность буквально поэтапно «видеть» молекулярные и атомарные процессы, происходящие за фемтосекунды, в материалах и биомолекулах.

### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 8

1. Концентрация активных ионов в лазерах на жидких растворах такая же, как в твердых телах, поэтому по удельной энергии, получаемой с единицы объема, они на несколько порядков могут превосходить газовые лазеры, и в то же время объем жидких активных сред ограничен лишь объемами кювет.

2. Применение прокачки активной жидкости через лазерную кювету позволяет реализовать как периодический, так и непрерывный режим работы лазера.

3. В качестве активных части в жидкостных матрицах используются те же редкоземельные ионы, что и в твердотельных лазерах.

4. Жидкостные лазеры с активными ионами редкоземельных металлов не показали своих преимуществ ни перед газовыми, ни перед твердотельными лазерами и не нашли широкого применения.

5. Лазерное излучение в жидкостной среде лазеров на основе растворов органических красителей генерируется в процессе флуоресцентных переходов в молекулах красящего вещества.

6. Количество колебательных степеней свободы этих молекул на каждом уровне превышает сотни, что приводит к большой ширине спектральных линий органических красителей и позволяет реализовать жидкостные лазеры с непрерывной перестройкой длин волн излучения в диапазоне порядка несколько сотен нанометров.

7. Молекулы красителя в лазерной среде возбуждаются путем оптической накачки. Излучаемый при этом свет сдвинут относительно поглощенного света к длинноволновой области.

8. Лазеры на красителях могут работать как в импульсном, так и в непрерывном режимах.

9. Благодаря большой ширине полосы лазеры на красителях пригодны для генерации сверхкоротких импульсов (вплоть до единиц фемтосекунд).

10. Для лазера рентгеновского диапазона с длиной волны около 0,5 нм плотность энергии накачки должна быть экстремально высокой: около  $10^{10}$ – $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>.

11. В лазере на свободных электронах излучение генерируется моноэнергетическим пучком электронов, распространяющимся в ондуляторе — системе магнитов, создающих сильное поперечное знакопеременное магнитное поле, вынуждающее электроны, ускоряясь на поворотах, излучать кванты света.

12. В качестве источника электронов используются ускорители различных типов, а также имеются проекты ускорения электронов сверхмощным лазерным излучением.

### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 8

1. Ячейка с усиливающей средой имеет размер 10 см, а ее коэффициент усиления слабого сигнала достигает  $0,025$  см<sup>-1</sup>. Два зеркала с одинаковой отражательной способностью поставлены на торцах ячейки. Считая потери на рассеяние незначительными, определите необходимый для лазерной генерации коэффициент пропускания зеркал.



2. Какова минимальная длительность импульса лазера на красителях с шириной полосы генерации 20 ГГц?

3. Лазер на красителе (родамин 6G) имеет ширину линии 80 ТГц. Центральная длина волны составляет 0,6 мкм. Вычислите максимальную и минимальную длину волны лазерного пучка.

4. Для лазера из предыдущей задачи определите время и длину когерентности, если длина резонатора составляет 20 см.

5. Лазер на красителе генерирует излучение в диапазоне от 560 до 650 нм. Определите минимальную длительность импульса при синхронизации мод.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 8

1. Чем объясняется интерес к лазерам на жидких активных средах?
2. В чем особенности спектров поглощения и излучения органических красителей, используемых для лазерных активных сред?
3. Каким образом осуществляется накачка лазеров на органических красителях?
4. Каким способом обеспечивается получение ультракоротких импульсов в лазерах на органических красителях?
5. Как получают одночастотную генерацию в лазерах на органических красителях?
6. В чем заключаются принципиальные трудности создания лазеров рентгеновского диапазона?
7. Что является источником накачки в лазерах на свободных электронах?
8. Каким образом получается активная среда лазеров на свободных электронах?
9. Как можно управлять длиной волны излучения лазеров на свободных электронах?

### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 8

1. *Борейшо, А.* Устройство и действие лазеров. — СПб. : БГТУ «ВОЕНМЕХ», 1998.
2. *Аникеев, Ю. Г.* Лазеры на неорганических жидкостях / Ю. Г. Аникеев, М. Е. Жаботинский, В. Б. Кравченко. — М. : Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. — 248 с.
3. *Шефер, Ф. П.* Лазеры на красителях / Ф. П. Шефер, Б. Б. Снэйвли, К. Шенк [и др.] ; под ред. Ф. П. Шефера. — М. : Мир, 1976. — 329 с.
4. *Элтон, Р.* Рентгеновские лазеры. — М. : Мир, 1994. — 335 с.
5. *Арбатов, А. Г.* Космическое оружие: дилемма безопасности / А. Г. Арбатов, А. А. Васильев, Е. П. Велихов [и др.] ; под ред. Е. П. Велихова, Р. З. Сагдеева, А. А. Кокошина. — М. : Мир, 1986. — 182 с.
6. *Маршалл, Т.* Лазеры на свободных электронах. — М. : Мир, 1987. — 240 с.



ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ИЗЛУЧЕНИЯ СО СРЕДАМИ**

**Г**лава 9 охватывает вопросы распространения лазерного излучения в атмосфере, начиная с рассмотрения влияния атмосферной экстинкции на величину энергии, дошедшей до цели, и заканчивая вопросами влияния турбулентности и теплового самовоздействия на расходимость и соответственно на размер фокального пятна. Также приводятся сведения о программном моделировании задач прохождения лазерного излучения через атмосферу с учетом указанных факторов.

Глава 10 посвящена проблематике прохождения излучения через водную среду, где весьма интенсивное ослабление излучения вызвано главным образом процессами поглощения в гидросреде. Кроме того, в этой главе описывается помеха многократного обратного рассеяния, формирующая фоновую засветку подводного фотоприемника, а также метод стробирования по дальности, позволяющий эту помеху скомпенсировать.

Тепловое самовоздействие, рассмотренное в главе 9, представляет собой самый низкопороговый нелинейный эффект взаимодействия излучения и среды (вещества). Дальнейшее увеличение интенсивности излучения влияет на внутриатомные энергетические процессы, что приводит к возникновению уникальных оптических эффектов. Эти эффекты называются нелинейными из-за характера процессов, их вызывающих, и рассматриваются в главе 11.

Наконец, в главе 12 описываются вопросы воздействия лазерного излучения на вещество. Глава охватывает вопросы теплового воздействия, характерного для низких интенсивностей излучения, а также рассматривает актуальные вопросы взаимодействия излучения с веществом при значительно более высоких плотностях мощности, при которых инициируются уникальные абляционные и фотоядерные процессы.

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

**П**ри отсутствии взаимодействия лазерного излучения со средой (например, при распространении излучения в вакууме) распределение интенсивности излучения в дальней зоне будет определяться только дифракционной расходимостью и иметь вид дифракции Фраунгофера (см. раздел 3.3.1), как показано на рисунке 9.1.

Однако, при распространении излучения в реальной среде, например в атмосфере, происходит размытие энергии в пятне лазерного луча (рис. 9.1). Связано это с тем, что турбулентность среды, а также тепловое самовоздействие излучения сильно увеличивают расходимость лазерного луча сравнительно с дифракционной. Кроме того, процессы рассеяния и поглощения (рис. 9.2) на частицах среды приводят к ослаблению энергии (экстинкции) лазерного излучения по мере прохождения трассы.

Среди вопросов взаимодействия света с веществом (со средой) наиболее важными для науки и техники являются аспекты распространения излучения в атмосфере. Связано это в первую очередь с многообразием практических применений лазеров, основанных на прохождении излучения по атмосферным трассам. С другой стороны, лазеры активно используются как инструмент для исследования свойств и природы самой атмосферы, а эти сведения важны для значительно более широкого круга практических задач.

С точки зрения оптических свойств атмосфера является аэрозольно-газовой средой. В пространстве, заполненном молекулами, газовыми неоднородностями и конденсированными частицами, наблюдается снижение полной мощности распространяющегося излучения, а также изменение его

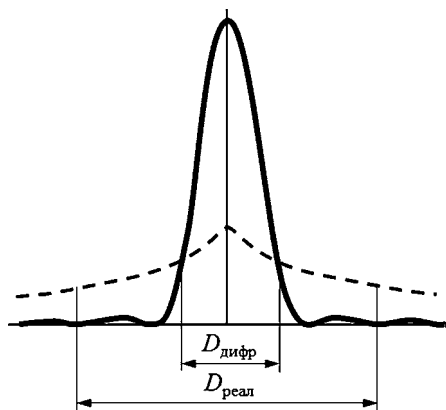


Рис. 9.1  
Распределение интенсивности  
излучения в дальней зоне



Рис. 9.2  
Основные типы взаимодействия излучения с атмосферой

пространственного распределения, по сравнению с рассчитанным по скалярной теории дифракции.

Влияние атмосферы на распространение лазерного излучения выражается:

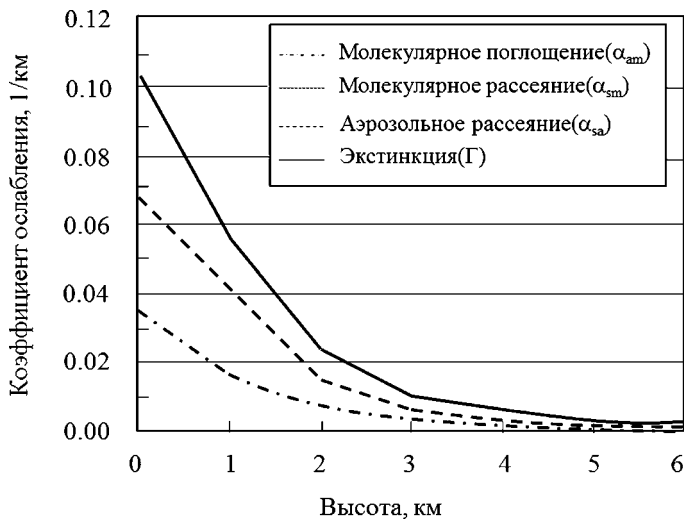
- в ослаблении энергии за счет аэрозольного поглощения и рассеяния, а также молекулярного поглощения и рассеяния атмосферными газами;
- в случайном перераспределении энергии в поперечном сечении пучка за счет случайных фокусировок и дефокусировок волнового поля на турбулентных неоднородностях показателя преломления, что приводит к ухудшению пространственной когерентности излучения, случайным блужданиям пучка как целого и возникновению флуктуаций интенсивности;
- в нелинейном взаимодействии лазерного излучения с атмосферными газами и аэрозолем при высоких плотностях энергии, когда преодолеваются энергетические пороги возникновения нелинейных эффектов.

Для широкого круга практических задач при умеренных плотностях электромагнитной энергии взаимодействие излучения со средой не зависит от интенсивности самого излучения, и все особенности распространения света в различных средах объясняются его ослаблением в результате рассеяния и поглощения.

Ослабление (экстинкция) излучения атмосферой изменяется вдоль трассы распространения пучка и определяется процессами поглощения газами и аэрозолем, а также молекулярным и аэрозольным рассеянием. Коэффициент экстинкции  $\Gamma$  [1/м] выражается как

$$\Gamma = \alpha_{am} + \alpha_{aa} + \alpha_{sm} + \alpha_{sa}, \quad (9.1)$$

где  $\alpha_{am}$  — коэффициент молекулярного поглощения излучения атмосферными газами;  $\alpha_{aa}$  — коэффициент поглощения излучения атмосферным аэро-



**Рис. 9.3**  
 Поглощение, рассеяние и суммарная экстинкция для  $\lambda = 1,315$  мкм в зависимости от высоты над уровнем моря

зодем;  $\alpha_{sm}$  и  $\alpha_{sa}$  — коэффициенты молекулярного и аэрозольного рассеяния соответственно.

Величина экстинкции сильно зависит от состояния атмосферы (газового состава, концентрации аэрозолей, атмосферного давления и температуры, влажности), высоты, а также длины волны излучения. Наиболее сильными факторами в ближней ИК-области спектра являются аэрозольное рассеяние и молекулярное поглощение (рис. 9.3).

### 9.1. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Молекулярное поглощение является результатом взаимодействия оптического излучения с атомами и молекулами среды ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $Ar$  и т. д.). Коэффициент поглощения зависит от типа и концентрации молекул газов. Изменение значения коэффициента поглощения для различных частот определяет спектр поглощения. Природа этого спектра обусловлена возможными энергетическими состояниями среды, создаваемыми главным образом за счет электронных переходов, колебаний атомов и вращения молекул.

Вероятность поглощения фотонов молекулами среды определяется, как известно, структурой энергетических уровней молекул и длиной волны излучения. Поэтому молекулярное поглощение очень сильно зависит от конкретных характеристик среды (в первую очередь, от ее состава) и спектральных характеристик лазерного излучения.

Для некоторых молекул, например двуокиси углерода ( $CO_2$ ), водяных паров ( $H_2O$ ), азота ( $N_2$ ) и кислорода ( $O_2$ ), уширение спектральных линий может приводить к появлению целых полос поглощения. Увеличение давления

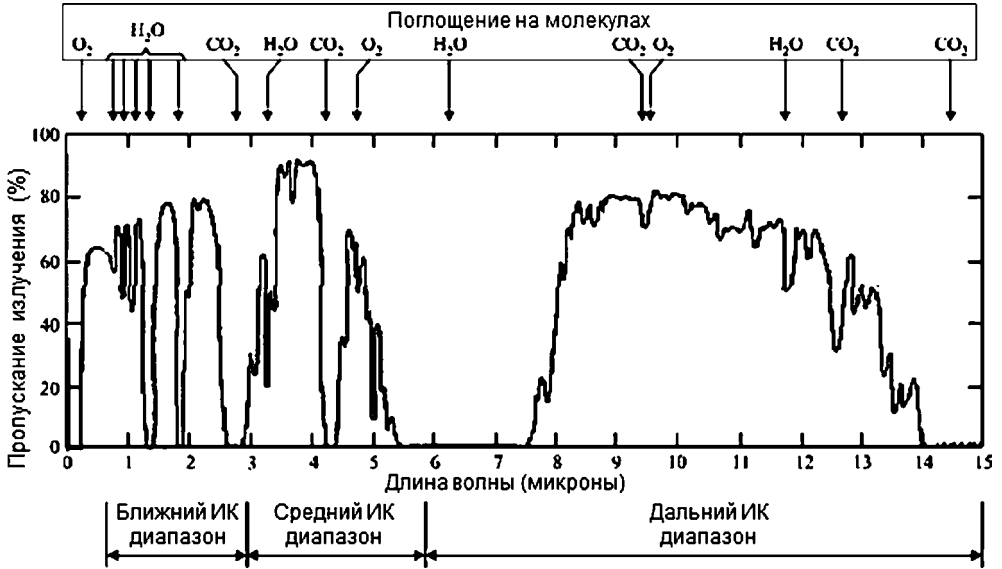


Рис. 9.4

Прозрачность (пропускание) атмосферы из-за молекулярного поглощения

или температуры среды приводит к уширению спектральных линий поглощения вследствие столкновительного и доплеровского механизмов уширения.

Таким образом, молекулярное поглощение определяет существование в атмосфере окон прозрачности и полос поглощения. На рисунке 9.4 приведена спектральная зависимость прозрачности атмосферы на высоте 1820 м над уровнем моря, определяемая молекулярным поглощением.

## 9.2. МОЛЕКУЛЯРНОЕ РАССЕЯНИЕ

В прозрачной однородной среде плоская волна (волна с плоским волновым фронтом) распространяется только в прямом направлении (вдоль нормали к фронту), не испытывая рассеяния в стороны. Например, параллельный пучок света в чистом воздухе или в высококачественном стекле почти не виден при наблюдении сбоку, так как свет почти не рассеивается в стороны. В то же время при наличии в среде частиц и неоднородностей, даже очень мелких, пучок света отчетливо виден со всех сторон.

Опыт показывает, что рассеяние света происходит даже в среде, тщательно очищенной от посторонних примесей или включений. Причиной этого являются флуктуации плотности газовой среды и, как следствие, флуктуации показателя преломления, вызываемые хаотическим тепловым движением молекул. Такой тип рассеяния называют молекулярным. Молекулярное или рэлеевское рассеяние оптического излучения происходит в случаях, когда длина волны значительно больше размеров рассеивающих частиц.



Наиболее известный пример — молекулярное рассеяние солнечного света в земной атмосфере, которым объясняется голубой цвет неба. Этот эффект легко наблюдаем благодаря большой толщине рассеивающего слоя газа, в то время как рассеяние в чистом веществе, как правило, очень слабое. Рассеяние света на мельчайших частицах и молекулах, для которого выполняется закон Рэлея, называют рэлеевским рассеянием.

Оценить коэффициент ослабления  $k_m(\lambda)$  [м<sup>-1</sup>], вызванный молекулярным рассеянием, можно по формуле

$$k_m(\lambda) \approx A \cdot \lambda^{-4}, \quad (9.2)$$

где  $A$  [м<sup>-1</sup>·м<sup>4</sup>] — коэффициент, зависящий от комплексного показателя преломления частиц, их размеров и концентрации, который может быть оценен как

$$A = 1,09 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{P \cdot T_0}{T \cdot P_0}, \quad (9.3)$$

где  $P$ ,  $P_0$  — текущее атмосферное давление и давление на уровне моря соответственно;  $T$  и  $T_0$  — текущая температура и температура на уровне моря.

Выражения (9.2) и (9.3) справедливы для очень мелких частиц и неоднородностей, размер которых много меньше длины волны излучения. Если же в среде находятся частицы, размеры которых сравнимы или превышают длину волны падающего излучения, то взаимодействие излучения с этими частицами не может быть описано законом Рэлея.

### 9.3. ОСЛАБЛЕНИЕ НА АЭРОЗОЛЕ

Рассеяние на аэрозоле, или рассеяние Ми, происходит в случае, когда размер частиц равен или близок длине волны лазера. Аэрозолем называют неоднородности атмосферы, представляющие собой взвешенные, т. е. имеющие очень медленные скорости падения, чрезвычайно мелкие частички твердых или жидких веществ (туман, пыль, дым, капли воды, кристаллы льда). Размеры таких неоднородностей, как правило, лежат в пределах от 0,01 до 100 мкм.

Влияние неоднородностей атмосферы на условия ослабления сигнала в атмосфере зависит от их химического состава, размера и концентрации. Ослабление излучения в средах рассчитывается по закону Бугера, характеризующего свойства среды пропускать излучение. Пропускание излучения  $T$  на дистанции  $(z_2 - z_1)$  определяются по формуле

$$T = \exp \left\{ - \int_{z_1}^{z_2} k_\lambda(z) dz \right\}, \quad (9.4)$$

где  $k_\lambda$  [м<sup>-1</sup>] — показатель ослабления среды для излучения с длиной волны  $\lambda$ . В общем случае показатель ослабления складывается из показателей рассеяния и поглощения.

В более общем виде для всех частиц это положение состоит в том, что показатель ослабления  $k_\lambda$  в законе Бугера пропорционален концентрации взаимодействующих с излучением частиц  $n(z)$  [м<sup>-3</sup>] и сечению ослабления  $S_\lambda(z)$  [м<sup>2</sup>] на длине волны  $\lambda$  в расчете на одну частицу:

$$k_\lambda(z) = n(z) \cdot S_\lambda(z). \quad (9.5)$$

Сечение ослабления  $S_\lambda(z)$  [м<sup>2</sup>] определяется как отношение потока поглощаемой частицей энергии к интенсивности падающего на частицу излучения.

Теоретическое решение задачи о взаимодействии плоского волнового фронта электромагнитного излучения со сферическими частицами, размеры которых могут быть одного порядка или больше длины волны, впервые было разработано Густавом Ми в 1908 г. Схематическое изображение процессов, происходящих при взаимодействии света с такой частицей, представлено на рисунке 9.5.

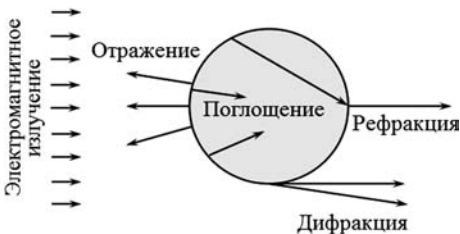


Рис. 9.5

Ослабление излучения частицей

Отраженный дифрагированный и рефрагированный свет называется рассеянным. Ослабление излучения складывается из рассеяния и поглощения.

Закон Бугера для объема с одинаковыми (монодисперсными) частицами (без учета молекулярного ослабления) при их концентрации  $n_p$ :

$$T_p = \exp(-S_{\lambda p} \cdot n_p \cdot z), \quad (9.6)$$

где  $S_{\lambda p}$  — сечение ослабления на частицах.

Для среды, содержащей частицы различных размеров и переменной концентрации, расчет ослабления существенно усложняется:

$$T_p = \exp \left\{ - \int_{z_1}^{z_2} \int_0^\infty S_{\lambda p}(d_p) \cdot f(z, d_p) \cdot dz \cdot dd_p \right\}, \quad (9.7)$$

где  $f(z, d_p)$  — функция распределения частиц по размерам, показывающая количество частиц с размером от  $d_p$  до  $d_p + dd_p$ , содержащееся в единице объема.

Таким образом, ослабление излучения, проходящего через среду, определяется совокупностью процессов рэлеевского рассеяния на частицах, размеры которых намного меньше длины волны, молекулярного поглощения и ослабления на крупных частицах, размеры которых сравнимы или превышают длину волны излучения.

Вклад в суммарное ослабление рэлеевского рассеяния незначителен для большинства случаев, интересных для практики, поэтому им, как правило, пренебрегают. В этом случае закон Бугера для среды, содержащей поглощающие молекулы с концентрацией  $n_m(z)$  и сечением поглощения  $S_{\lambda m}(z)$  и монодисперсные частицы с концентрацией  $n_p(z)$ , сечением ослабления  $S_{\lambda p}(z)$ , выражается следующим соотношением:

$$T = \exp \left\{ - \int_{z_1}^{z_2} [n_m(z) \cdot S_{\lambda m}(z) + n_p(z) \cdot S_{\lambda p}(z)] dz \right\} =$$

$$= \exp \left\{ - \int_{z_1}^{z_2} n_m(z) \cdot S_{\lambda m}(z) dz \right\} \cdot \exp \left\{ - \int_{z_1}^{z_2} n_p(z) \cdot S_{\lambda p}(z) dz \right\} = T_m \cdot T_p. \tag{9.8}$$

Отсюда видно, что коэффициенты пропускания среды, обусловленные молекулярным поглощением и ослаблением излучения на частицах, могут рассматриваться независимо друг от друга.

### 9.4. АТМОСФЕРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Лазерное излучение, распространяясь в атмосфере, испытывает энергетические потери не только за счет явлений рассеивания и поглощения, но также под влиянием атмосферной турбулентности. При прохождении лазерного луча через слой атмосферы, в котором имеется перепад показателя преломления (температуры и скорости движения воздуха), происходит его отклонение от первоначального направления. Степень отклонения зависит от относительных размеров луча и температурной неоднородности.

Степень влияния турбулентности атмосферы зависит от относительных размеров диаметра луча  $D_n$  и размера неоднородности  $s$ . Если  $D_n / s \ll 1$ , то основное действие турбулентности сводится к отклонению пучка в целом. При  $D_n / s \approx 1$  неоднородности действуют как линзы, если  $D_n / s \gg 1$ , небольшие области луча дифрагируют независимо друг от друга, искажая волновой фронт лазерного пучка. На рисунке 9.6 схематично представлены искажения, вносимые турбулентностью с разными характерными размерами на излучение.

Флуктуации показателя преломления приводят к увеличению расходимости лазерного пучка, вариациям мощности, потере пространственной и временной когерентности излучения. На практике это приводит к хаотическому смещению изображения или его частей в плоскости изображения.

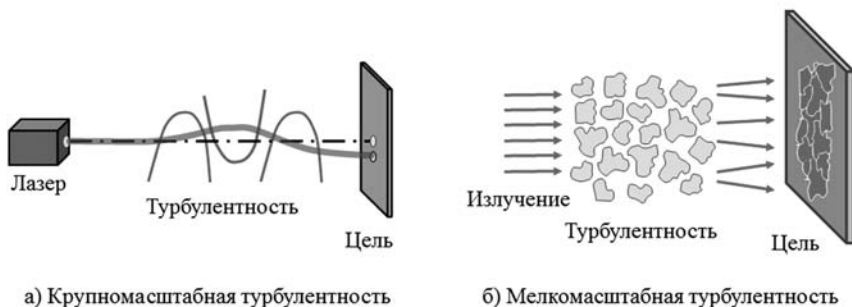


Рис. 9.6

Типы турбулентности и ее влияние на прохождение лазерного излучения

## 9.5. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ АТМОСФЕРЫ

В плотных слоях атмосферы существенную роль играют оптические неоднородности воздушной среды, определяемые погодными условиями, которые могут существенно влиять на прохождение излучения даже при умеренных плотностях мощности лазерного излучения.

Эффективность передачи энергии лазерного излучения определяется следующими факторами:

- поглощением и рассеянием;
- молекулярным составом атмосферы;
- характеристиками и концентрацией атмосферного аэрозоля;
- воздействием турбулентности;
- дифракционной расходимостью;
- динамической ошибкой наведения;
- тепловым самовоздействием пучка.

Тепловое самовоздействие пучка лазерного излучения в условиях быстро движущихся целей (и/или носителей) не играет заметной роли, даже если уровень плотности лазерного излучения может приблизиться к пороговым значениям.

Прогресс в элементной базе систем наведения (моментные двигатели, оптические гироскопы, сигнальные процессоры, а также программные и аппаратные средства моделирования и управления движением) позволяет сегодня построить одноконтурные системы наведения, имеющие настолько малую динамическую ошибку наведения, что этот фактор в действительности тоже перестает быть ограничивающим.

Поэтому в настоящее время конкуренция лазерных источников определяется тремя факторами: поглощением и рассеянием в атмосфере, турбулентностью и дифракционной расходимостью.

### 9.5.1. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ГАЗОВОГО СОСТАВА

Для определения коэффициента пропускания лазерного излучения слоем атмосферы необходима обширная информация о составе и концентрации различных газов и паров, концентрации и распределении по размерам аэрозольных частиц, а также о зависимостях этих параметров от высоты.

Основное поглощение лазерного излучения в атмосфере обусловлено парами воды, углекислым газом и озоном, кроме того, необходимо учитывать поглощение кислородом и различными примесями. Однако коэффициент поглощения может очень резко меняться в зависимости от расположения линий спектра излучения лазера по отношению к узким спектральным линиям поглощения молекул атмосферных газов.

В ультрафиолетовой части спектра наиболее сильно поглощают излучение молекулы озона  $O_3$ , однако их концентрация в нижних слоях атмосферы незначительна.

Наиболее заметный вклад в молекулярное поглощение излучения видимого и инфракрасного диапазона вносят молекулы углекислого газа и особенно воды. Количественные оценки коэффициента поглощения затрудняются сильной зависимостью содержания паров воды в атмосфере (влажности воздуха) от различных факторов. Поэтому показатель молекулярного поглощения на парах воды определяется согласно соотношению

$$k_{\lambda, \text{H}_2\text{O}} = \alpha(\lambda) \cdot \beta(\lambda), \quad (9.9)$$

где  $\alpha(\lambda)$  [мм<sup>-1</sup>] — показатель поглощения излучения парами воды на 1 мм осажденного слоя воды;  $\beta(\lambda)$  [мм·км<sup>-1</sup>] — толщина осажденного слоя воды на трассе в 1 км, который получится, если при заданном сечении слоя весь содержащийся в атмосфере пар превратить в воду.

Толщина осажденной воды  $\delta_0$  на длине 1 км на уровне моря зависит от температуры  $T_{\text{возд}}$  и влажности воздуха  $\chi$ :

$$\delta_0 = 216,7 \cdot 10^4 \cdot \frac{\chi \cdot p_{\text{H}_2\text{O}}}{T_{\text{возд}}}, \quad (9.10)$$

где  $p_{\text{H}_2\text{O}}$  — давление насыщающих паров воды при данной температуре воздуха.

Если размерность  $p_{\text{H}_2\text{O}}$  [МПа], то  $\lg p_{\text{H}_2\text{O}} = A/T_{\text{возд}} + B$ , где  $A = 2263$ , а  $B = 5,064$  для  $T_{\text{возд}} = (273-395)$  К и  $A = 2676$ ,  $B = 6,582$  для  $T_{\text{возд}} = (175-273)$  К. Зависимость толщины осаждаемого слоя воды от высоты имеет вид

$$\delta(H) = \delta_0 \exp(-0,515H), \quad (9.11)$$

где  $H$  — высота, [км].

Углекислый газ оказывает заметное влияние только на поглощение излучения СО- и СО<sub>2</sub>-лазеров, а также НF химического лазера, однако его вклад в суммарное поглощение более чем на порядок меньше, чем вклад водяного пара.

Расчеты ослабления излучения на наклонных траекториях необходимо проводить с учетом переменных по высоте свойств атмосферы, а следовательно, и изменений показателей поглощения. Суммарный показатель молекулярного поглощения вычисляется сложением показателей поглощения на различных типах поглощающих молекул:

$$k_{\lambda, m} = \sum_i k_{\lambda, m_i}. \quad (9.12)$$

### 9.5.2.

#### ОЦЕНКА ОСЛАБЛЕНИЯ НА АЭРОЗОЛЕ

Коэффициент ослабления на аэрозольных частицах можно приближенно оценить с использованием понятия метеорологической дальности видимости (МДВ).

МДВ — это расстояние в километрах, на котором отношение контраста источника  $C_{\text{МДВ}}$ , наблюдаемого на этом же расстоянии, к контрасту источника

на нулевом расстоянии снижается до 2%. Контраст источника определяется выражением

$$C_{\text{МДВ}} = (R_{\text{н}} - R_{\text{ф}}) / R_{\text{ф}}, \quad (9.13)$$

где  $R_{\text{н}}$  — светимость источника;  $R_{\text{ф}}$  — светимость фона.

Тогда коэффициент аэрозольного ослабления:

$$k_{\lambda,p} \approx (3,91 / \text{МДВ}) \cdot (0,55 / \lambda)^b, \quad (9.14)$$

где  $b = 0,585 (\text{МДВ})^{1/3}$ , где  $\lambda$  выражена в [мкм], МДВ — в [км].

Значения МДВ зависят от конкретных метеорологических условий и изменяются от 0,05 км для очень сильного тумана до более чем 20 км для чистого воздуха.

### 9.5.3. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОСАДКОВ

Оценить ослабление излучения вследствие влияния дождя можно, воспользовавшись графиком на рисунке 9.7, где показаны типичные изменения ослабления излучения при осадках [дБ/км], наблюдаемые в видимом и инфракрасном диапазонах, в зависимости от интенсивности дождя.

Для расчета ослабления интенсивности лазерного луча, вызванного влиянием снега, можно воспользоваться эмпирической зависимостью величины ослабления от интенсивности снегопада, описываемой следующим соотношением:

$$\sigma_s = a \cdot S^b, \quad (9.15)$$

где  $\sigma_s$  — ослабление в снеге [дБ/км];  $S$  — интенсивность снегопада [мм/ч];  $a$  и  $b$  — функции от длины волны  $\lambda$  [нм].

Для мокрого снега:  $a \approx 10^{-4} \cdot \lambda$  [нм] + 3,8;  $b \approx 0,7$ .

Для сухого снега:  $a \approx 5,4 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda$  [нм] + 5,5;  $b \approx 1,4$ .

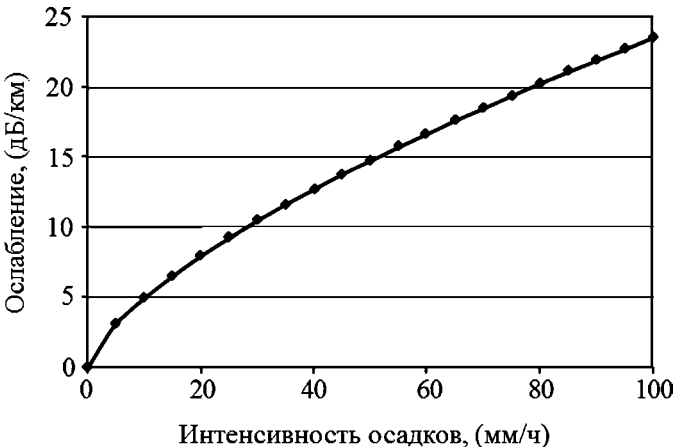


Рис. 9.7

Зависимость ослабления излучения в атмосфере от интенсивности дождя

### 9.5.4. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В турбулентной среде случайным образом формируются распределенные ячейки (физический объем) с различными коэффициентами преломления. Частота, с которой они эволюционируют, находится в диапазоне от 0,01 до 200 Гц. Такие флуктуации показателя преломления влияют на расходимость лазерного пучка, проходящего через среду.

Суммарная угловая расходимость  $\Theta$  лазерного излучения определяется дифракционной расходимостью луча, его дрожанием относительно линии юстировки, оптическим качеством излучения (параметр  $M^2$ ), а также расходимостью, вызванной атмосферной турбулентностью (в ряде практически важных случаев тепловое самовоздействие можно не учитывать):

$$\Theta^2 = (\Theta_D^2 + \Theta_J^2)M^2 + \Theta_T^2, \quad (9.16)$$

где  $\Theta_D$  [град] — угол дифракционной расходимости;  $\Theta_J$  [град] — угол расходимости, связанный с дрожанием луча;  $M^2$  — параметр, описывающий оптическое качество излучения;  $\Theta_T$  [град] — угол расходимости, связанный с турбулентностью.

Характеристики излучения на выходной апертуре лазера, включая оптическое качество луча, подробно обсуждались в главах 2 и 3. Для удобства приведем здесь некоторые сведения.

Оптическое качество излучения — мера его совершенства, т. е. указывает, насколько близко реальное значение  $M^2$  к теоретическому пределу ( $M^2 = 1$ ). Ухудшение качества луча влияет как на дифракционную составляющую расходимости, так и на составляющую, обусловленную дрожанием луча. Для ряда лазеров (химические, твердотельные, волоконные и др.) достигнуты значения качества луча 1,1–1,4.

Дифракционную расходимость определяют по следующим формулам:

1) для круговой заполненной апертуры:

$$\Theta_D = 2,44(\lambda / D_r); \quad (9.17)$$

2) для кольцевой апертуры:

$$\theta_D = 2,44 \cdot \frac{\lambda}{D_r} \cdot \frac{m}{(m-1)}, \quad (9.18)$$

где  $\lambda$  [м] — длина волны излучения;  $D_r$  [м] — диаметр выходной апертуры лазерной системы (например: диаметр телескопа системы формирования излучения);  $m$  — увеличение неустойчивого резонатора.

Дрожание луча относительно линии юстировки есть изменение углового положения луча относительно одной оси. Это изменение считается одинаковым для любой поперечной оси. Для получения наилучших характеристик лазера дрожание луча, обусловленное всей системой, должно составлять не более трети дифракционного угла, т. е.

$$\Theta_J = 0,33 \cdot \Theta_D. \quad (9.19)$$

Расходимость, обусловленную турбулентностью, можно оценить следующим образом:

$$\Theta_T \approx 2 \cdot 2,016 \cdot \lambda^{-0,2} \cdot (C_n^2 \cdot L)^{0,6}, \tag{9.20}$$

где  $L$  [м] — расстояние до объекта;  $C_n^2$  [м<sup>-2/3</sup>] — структурная характеристика атмосферы. Величина  $C_n^2$  зависит от высоты, времени суток и географического положения.

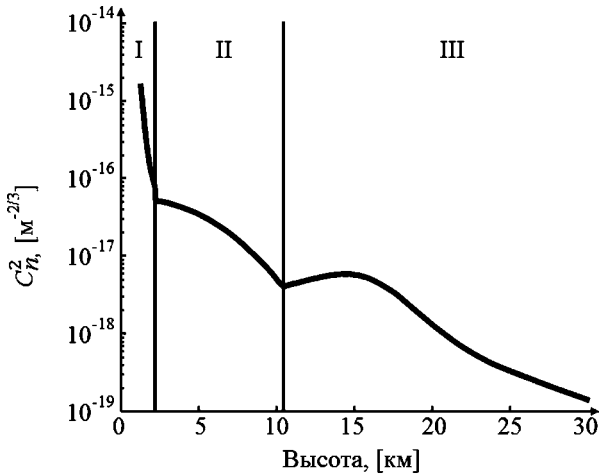


Рис. 9.8

Зависимость турбулентности (параметр  $C_n^2$ ) от высоты согласно модели турбулентности Clear-1 Night [9.8]

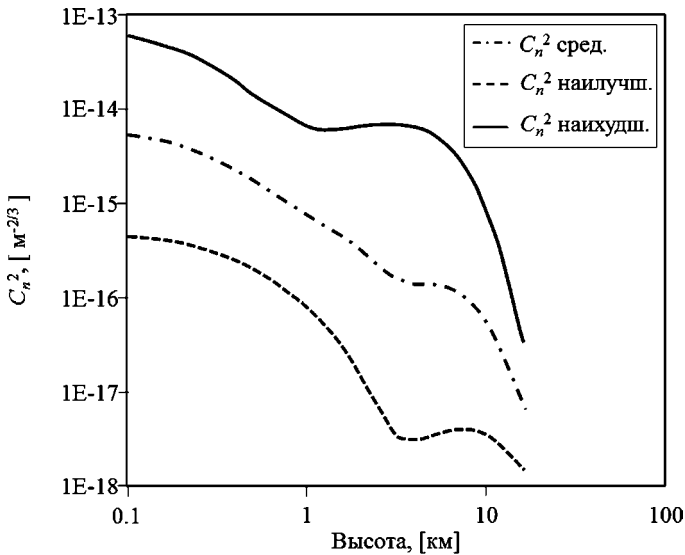


Рис. 9.9

Зависимость структурной характеристики атмосферы  $C_n^2$  от высоты



Для средних атмосферных условий вблизи поверхности Земли можно оценить  $10^{-5} < C_n^2 < 10^{-14} \text{ [м}^{-2/3}\text{]}$ . Распределение  $C_n^2$  по высоте над поверхностью для спокойной ночной атмосферы приведено на рисунках 9.8 и 9.9.

Величина  $C_n^2$  зависит от высоты, времени суток и географического положения. Характерный профиль  $C_n^2$  рассчитывают по следующим соотношениям:

1) для наилучших условий распространения излучения в атмосфере (по наименьшим из наблюдавшихся значениям  $C_n^2$ ):

$$\begin{aligned} & \lg[C_n^2(h) - 5,19 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-0,86h}] = \\ & = -18,34 + 0,29h - 2,84 \cdot 10^{-2} \cdot h^2 + 7,43 \cdot 10^{-4} \cdot h^3; \end{aligned} \quad (9.21)$$

2) для наихудших условий распространения излучения в атмосфере (по наибольшим из наблюдавшихся значениям  $C_n^2$ ):

$$\begin{aligned} & \lg[C_n^2(h) - 9,5 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-2,09h}] = \\ & = -14,39 + 0,17h - 3,48 \cdot 10^{-2} \cdot h^2 + 9,59 \cdot 10^{-4} \cdot h^3; \end{aligned} \quad (9.22)$$

3) для характеристики средних условий распространения построен третий профиль  $C_n^2$  путем интерполяции первых двух:

$$\lg[C_n^2(h)]_{\text{ср}} = \frac{1}{2} \cdot \{ \lg[C_n^2(h)]_{\text{наилуч}} + \lg[C_n^2(h)]_{\text{наихуд}} \}, \quad (9.23)$$

где  $h$  — высота, [км].

Профили  $C_n^2$ , построенные по моделям (9.21)–(9.23), приведены на рисунке 9.8.

Амплитуда углового дрожания  $\sigma_\alpha$  изображения (джиттер) определяется дистанцией до объекта, размером приемной апертуры и величиной турбулентности  $C_n^2$  следующим образом:

$$\sigma_\alpha = \sqrt{2,9 \cdot C_n^2 \cdot L \cdot r \cdot \frac{1}{3}}, \quad (9.24)$$

где  $L$  [м] — дистанция до изображаемого объекта;  $C_n^2$  [м<sup>-2/3</sup>] — структурная постоянная турбулентности;  $r$  — радиус лазерного луча.

### 9.5.5. СОЧЕТАНИЕ ОСЛАБЛЯЮЩИХ ФАКТОРОВ В АТМОСФЕРЕ

Все параметры атмосферы, вызывающие ослабление лазерного излучения, быстро уменьшаются с высотой над поверхностью Земли. Сочетание этих факторов сильно зависит от геометрии трассы. Выделим девять типов трасс (см. табл. 9.1).

На горизонтальных приземных трассах ключевую роль играет состояние атмосферы и погода, определяющие ослабление излучения, тем более что в этом случае рассматриваемые дальности из-за рельефа местности не превышают 5–7 км. Для таких трасс преимущество в дифракционной

Таблица 9.1

## Виды атмосферных трасс прохождения лазерного излучения

Мишень	Лазерный комплекс		
	Земля	Воздух	Космос
Земля	Земля — земля: приземные горизонтальные трассы	Воздух — земля	Космос — земля
Воздух	Земля — воздух: источник расположен на уровне моря, цель — на высоте 1–2 км или выше, угол наклона трассы к горизонту $\geq 20^\circ$	Воздух — воздух	Космос — воздух
Космос	Земля — космос: вертикальные трассы длиной $\geq 200$ км, источник расположен на уровне моря	Воздух — космос	Космос — космос

расходимости, которое имеют коротковолновые лазеры, снижается из-за их сильной зависимости от погоды.

Следует отметить, что «турбулентная» составляющая угла расходимости зависит от длины волны как  $\lambda^{-1/5}$ , тогда как дифракционная — как  $\lambda^{-1}$ . Это означает, что в условиях сильной турбулентности для небольших дистанций лазеры с длинноволновым излучением имеют определенное преимущество. Так, например, при низком содержании атмосферной влаги, высокой турбулентности и наличии дымки ( $C_n^2 = 10^{-13}$ , зима, дымка) облученность мишени  $\text{CO}_2$ -лазером становится даже выше, чем у более коротковолновых ТТЛ и НХЛ.

В то же время непрерывно растущие возможности адаптивных оптических систем, способных скомпенсировать влияние атмосферной турбулентности, открывают новые возможности корректировки волнового фронта и для коротковолновых СОИЛ и ТТЛ.

Для наклонных трасс, начиная с углов  $\geq 20\text{--}30^\circ$ , влияние приземного слоя становится малым и, следовательно, преимущество коротковолновых лазеров (в условиях сильной турбулентности) — все более ощутимым. Для больших расстояний предельные возможности концентрации излучения при наличии современной адаптивной оптики определяются только дифракционной расходимостью. На длинных вертикальных трассах главную роль также играет дифракционная расходимость.

Как показано на рисунке 9.10, для коротковолновых лазеров ( $\lambda \sim 1\text{--}2$  мкм) с расходимостью излучения на уровне дифракционного ( $M^2 \sim 2$ ) в идеальных погодных условиях размер пятна на цели оказывается порядка сантиметра, в то время как в неблагоприятных условиях этот размер увеличивается более чем на порядок. Оценки выполнены для кольцевой апертуры (увеличение резонатора 1,5) по уровню мощности 50%. Расходимость лазерного излучения на уровне 2–3 дифракционных предела ( $\sim 4$  угловых секунд на дистанции 3 км) вполне доступна для современных лазерных технологий.

Трассы типа земля — космос зависимы от погоды, поэтому лазерные источники предпочтительно размещать в районах с хорошим астроклиматом. Подъем лазерного источника даже на 1–2 км над уровнем моря карди-

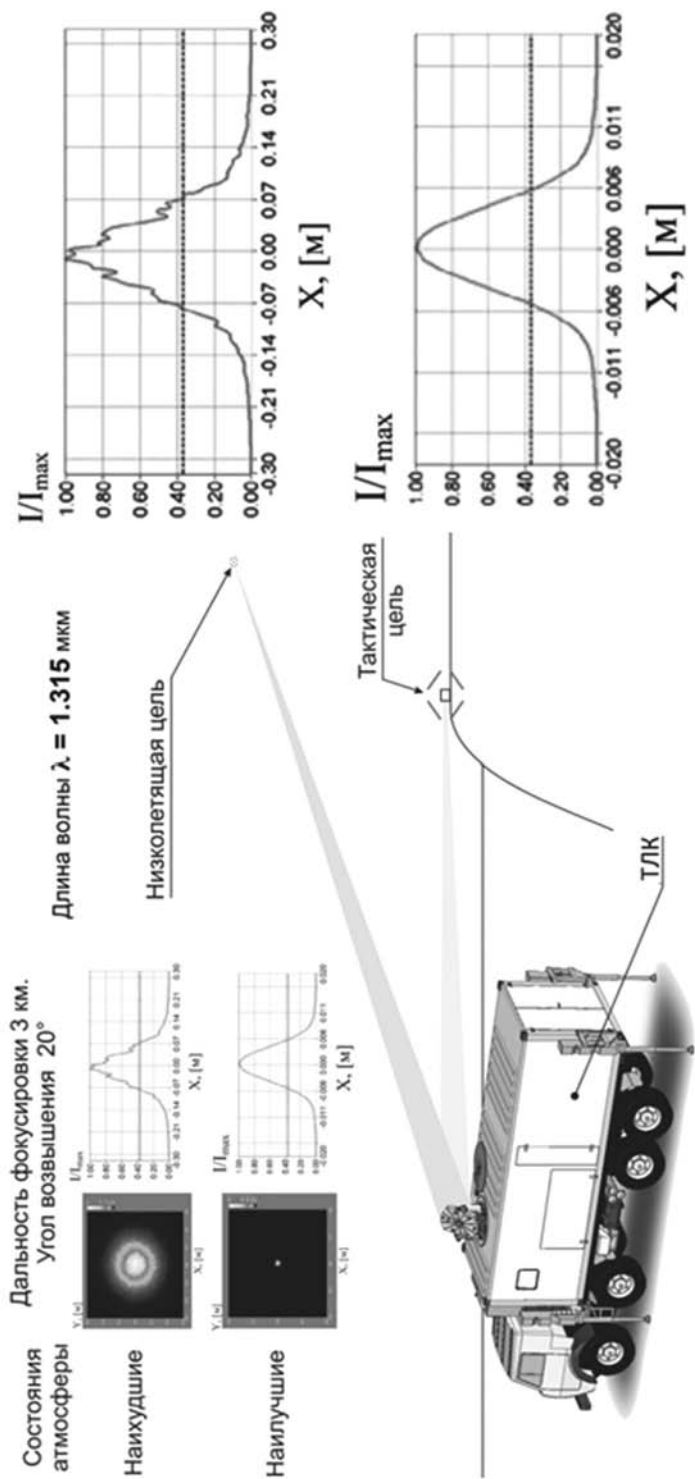


Рис. 9.10 Влияние состояния атмосферы на размер пятна на цели для приземных трасс (предоставлено НПП «Лазерные системы»)

нально меняет ситуацию. Содержание аэрозоля резко падает, атмосферная турбулентность практически перестает влиять.

*Для трасс воздух — воздух и воздух — космос* зависимости от погодных условий нет. Главной проблемой становится динамическая ошибка наведения, которая возникает из-за сильных вибраций авиационной платформы и турбулентного обтекания выходных окон лазерной системы.

*Для трасс типа воздух — земля и космос — земля* приземный слой не оказывает пагубного влияния. Практически, действительно проблемным для распространения мощного лазерного излучения является только приземный слой атмосферы толщиной несколько сотен метров.

Таким образом, только на горизонтальных приземных трассах лазерные системы со сравнительно большими длинами волн могут иметь преимущество.

В то же время сильно зависящая от погоды лазерная система, работающая на горизонтальной приземной трассе, на каком бы типе лазеров она ни была построена, может в какой-то момент оказаться неспособной обеспечить конечный результат. Это обстоятельство не позволяет рассматривать работу лазеров на горизонтальных приземных трассах в качестве реального сценария специального применения.

Необходимо также иметь в виду непрерывный технический прогресс в элементной базе систем позиционирования (моментные двигатели, гироскопы, сигнальные процессоры, а также программные и аппаратные средства моделирования и управления движением) и адаптивных оптических систем. Именно достижения в этих областях позволяют сегодня строить одноконтурные системы наведения там, где раньше приходилось использовать схемы с двумя контурами. При этом такие системы имеют настолько малую динамическую ошибку, что этот фактор, как и многие другие, казавшиеся очень важными, в действительности уже перестает быть серьезным препятствием.

## 9.6. ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

При прохождении лазерного излучения через среду в ней происходит накопление поглощенной энергии, в результате чего в области локализации пучка вдоль направления распространения формируется протяженная тепловая линза. Наведенные таким образом изменения показателя преломления среды вызывают дополнительные искажения лазерных пучков. Изучение этого явления, получившего название теплового самовоздействия, было начато практически с момента создания лазеров.

Исследования показали, что тепловая нелинейность заметно проявляется не только в сильно поглощающих жидкостях и твердых телах, но и в атмосфере, где коэффициент поглощения мал. Это обусловило большой интерес к проблеме теплового самовоздействия лазерных пучков в атмосфере, так как с увеличением мощности лазеров вклад этого явления становится значительным.

### 9.6.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

Тепловое самовоздействие в турбулентной атмосфере представляет собой нестационарный нелинейный процесс, при котором происходит изменение показателя преломления и оптических параметров среды вследствие нагрева за счет поглощенной атмосферными газами и аэрозолем энергии лазерного луча, что приводит в последующих по ходу пучка сечениях к перераспределению интенсивности излучения. Характер проявления нелинейных искажений лазерного пучка существенно зависит от режима источника излучения, геометрии пучков и метеорологических условий на атмосферной трассе.

Основные свойства теплового самовоздействия определяются поглощением лазерной энергии в среде распространения, а также течением (движением) этой среды. Поглощение определяет количество тепловой энергии, возможной для изменения показателя преломления, а течение среды задает время, в течение которого она может влиять на распространяющийся в ней пучок, вплоть до момента выхода среды за пределы луча.

Для теплового самовоздействия непрерывного и квазинепрерывного лазерного излучения в газовой атмосфере характерен изобарный процесс формирования термической линзы, искажающей пучок. В этом случае плотность среды (согласно уравнению состояния для идеального газа) обратно пропорциональна ее температуре, а значит, изменение показателя преломления  $\delta n$ , пропорционального плотности, может быть выражено через изменение температуры  $\delta T$ :

$$\delta n \approx \frac{\partial n}{\partial T} \cdot (T - T_0) = n'_T \cdot \delta T. \quad (9.25)$$

Изобарическое приближение адекватно при нормальных атмосферных условиях. Исключение составляет случай быстрого сканирования непрерывного лазерного излучения высокой мощности, когда скорость перемещения пучка относительно среды превышает звуковой барьер, в случае же импульсного излучения — когда длительность лазерного импульса  $\tau_p$  сравнима с временем распространения звука  $\tau_s$  через пучок:

$$\tau_p = \tau_s = d / c_s, \quad (9.26)$$

где  $d$  — размер пучка, а  $c_s$  — скорость звука в среде.

Следует отметить, при распространении в атмосфере лазерных импульсов сверхмалой длительности вклад эффектов теплового самовоздействия в пространственное перераспределение световой энергии пренебрежимо мал. Связано это с тем, что время термализации энергии лазерного излучения на несколько порядков превышает фемтосекундный диапазон. Поэтому для мощного фемтосекундного излучения процессы самовоздействия связаны с сильными нелинейно-оптическими эффектами, такими как эффекты керровской самофокусировки в воздухе и десамофокусировке в плазме, рассматриваемыми в главе 11.

### 9.6.2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОВОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

В случае корректности изобарического приближения распределение показателя преломления по поперечному сечению пучка определяется тепловым балансом, описываемым с помощью нестационарного уравнения вынужденного теплопереноса для самонаведенных возмущений температуры среды:

$$\rho_0 \cdot c_p \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial t} + V_x \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + V_y \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \alpha \cdot I, \quad (9.27)$$

где  $T(x, y, z, t)$  — возмущения температурного поля, наведенные лазерным пучком;  $V_x$  и  $V_y$  — поперечные компоненты вектора скорости движения среды (ветра);  $\rho_0$  и  $c_p$  — плотность среды и ее удельная теплоемкость при постоянном давлении соответственно;  $\alpha$  — невозмущенный коэффициент ослабления излучения атмосферой;  $I(x, y, z, t)$  — интенсивность излучения.

Тепловой баланс в среде устанавливается за счет факторов охлаждения, обусловленных вынужденной конвекцией, сканированием, температуропроводностью, естественной конвекцией, турбулентным перемешиванием.

Ослабление излучения атмосферой изменяется вдоль трассы распространения пучка и определяется процессами поглощения газами и аэрозолем, а также молекулярным и аэрозольным рассеянием. Соответственно коэффициент ослабления  $\alpha$  выражается как

$$\alpha = \alpha_{ag} + \alpha_{aa} + \alpha_{sg} + \alpha_{sa}, \quad (9.28)$$

где  $\alpha_{ag}$  — коэффициент молекулярного поглощения излучения атмосферными газами;  $\alpha_{aa}$  — коэффициент поглощения излучения атмосферным аэрозолем;  $\alpha_{sg}$  и  $\alpha_{sa}$  — коэффициенты молекулярного и аэрозольного рассеяния соответственно.

Интенсивность излучения  $I$  пропорциональна квадрату скалярной комплексной амплитуды поля  $E$ :  $I(x, y, z, t) \approx \{E(x, y, z, t)\}^2$ , и может быть выражена как

$$I = \frac{c \cdot n_0}{8\pi} \cdot E \cdot E^*, \quad (9.29)$$

где  $E^*$  — сопряженная комплексная амплитуда;  $n_0$  — невозмущенное значение показателя преломления среды;  $c$  — скорость света в вакууме.

### 9.6.3. ПРОГРАММНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ ПРИ ТЕПЛОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ

Практические применения лазерных технологий в задачах, связанных с распространением излучения через атмосферу, требуют учета и минимизации вносимых ею искажений. Достигается это двумя принципиальными путями: оптимизацией параметров лазерного излучения (начальной мощ-

ности, длины волны, размеров апертуры, амплитудно-фазового распределения в сечении пучка) на стадии проектирования лазерной системы и активной коррекцией волнового фронта излучения в процессе эксплуатации изделия.

Оба подхода требуют использования метода численного моделирования распространения мощного лазерного излучения на реальных атмосферных трассах в условиях турбулентности при нестационарном тепловом самовоздействии.

Современные компьютерные технологии позволяют программно выполнить поставленную задачу моделирования (см. цв. вкл., ил. 16) распространения непрерывного (квазинепрерывного) и импульсного излучения по всем видам атмосферных трасс (вертикальные, горизонтальные, наклонные, с любым взаимным расположением источника и мишени) с расчетом:

- профиля показателя преломления вследствие влияния атмосферной турбулентности, скорости ветра и теплового самовоздействия;
- коэффициентов молекулярного и аэрозольного поглощения и рассеяния.

Примером успешной реализации этой задачи является программный пакет Института оптики атмосферы им. В. Е. Зуева Российской академии наук, включающий:

- программу *IBeam.vi*, позволяющую генерировать распределение комплексной амплитуды поля на выходной апертуре (см. цв. вкл., ил. 17);
- программу *SimulationS.vi*, позволяющую моделировать распространение лазерного излучения в атмосфере для заданных параметров начального

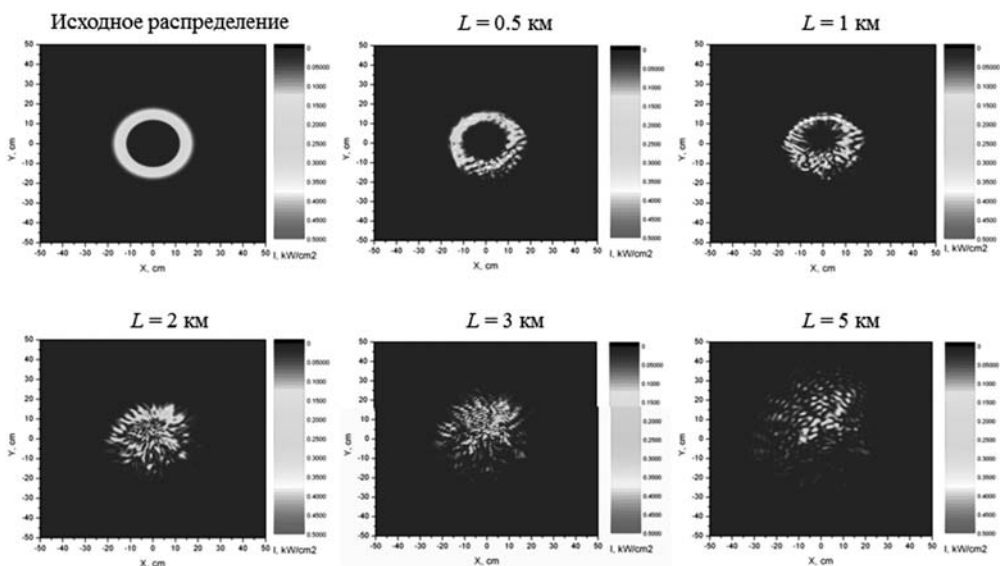


Рис. 9.11

Моделирование распространения излучения ХЖИЛ лазера (1,315 мкм; 100 кВт; тропики;  $\text{Sp}_2$  — средний; наклон трассы 45°; диаметр телескопа 35 см; фокусировка на дистанции 5 км):

программный пакет ИОА им. В. Е. Зуева РАН.

распределения поля, геометрии распространения и атмосферных условий, моделируемых с помощью программы *DBProfiles* либо заданных самим пользователем;

- программу *DataProcessing.vi*, выполняющую обработку получаемых результатов моделирования.

На иллюстрации 18 (см. цв. вкл.) представлен результат моделирования атмосферного искажения лазерного коллимированного пучка с круглой апертурой. Отчетливо видно характерное влияние теплового самовоздействия (*thermal blooming*), приводящего к появлению колец на распределении интенсивности луча. Показано влияние ветрового потока, смещающего лазерное пятно влево по оси  $x$  за счет более интенсивных процессов охлаждения в области справа.

На рисунке 9.11 демонстрируется моделирование прохождения через атмосферу, характерную для тропических широт, излучения 100-киловаттного кислород-йодного лазера ( $\lambda = 1,315$  мкм). Видно, что в рассматриваемом случае преобладает влияние атмосферной турбулентности на искажение пучка.

#### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 9

1. При распространении излучения в атмосфере происходит размытие и ослабление энергии в пятне лазерного луча за счет рассеяния и поглощения на частицах, турбулентности и теплового самовоздействия.

2. Ослабление (экстинкция) излучения атмосферой изменяется вдоль трассы распространения пучка и определяется процессами поглощения газами и аэрозолем, а также молекулярным и аэрозольным рассеянием.

3. Наиболее сильными факторами являются аэрозольное рассеяние и молекулярное поглощение.

4. Молекулярное поглощение определяет существование в атмосфере окон прозрачности и полос поглощения. Основное поглощение лазерного излучения в атмосфере обусловлено парами воды, углекислым газом и озоном, кроме того, необходимо учитывать поглощение кислородом и различными примесями.

5. Рассеяние света происходит даже в среде, тщательно очищенной от посторонних примесей или включений. Причиной этого являются флуктуации плотности газовой среды и, как следствие, флуктуации показателя преломления, вызываемые хаотическим тепловым движением молекул. Такой тип рассеяния называют молекулярным (рэлеевским).

6. Влияние аэрозолей на условия ослабления сигнала в атмосфере зависит от химического состава, размера и концентрации частиц. Ослабление излучения в средах рассчитывается по закону Бугера, характеризующему свойства среды пропускать излучение.

7. Ослабление излучения, проходящего через среду, определяется совокупностью процессов рэлеевского рассеяния на частицах, размеры которых намного меньше длины волны, молекулярного поглощения и ослабления на крупных частицах, размеры которых сравнимы или превышают длину волны излучения.



8. При прохождении лазерного луча через турбулентный слой атмосферы, в котором имеется перепад показателя преломления (температуры и скорости движения воздуха), происходит его отклонение от первоначального направления. При этом степень влияния турбулентности зависит от масштаба неоднородностей и относительных размеров диаметра луча.

9. Все параметры атмосферы, вызывающие ослабление лазерного излучения, быстро уменьшаются с высотой над поверхностью Земли. Сочетание этих факторов сильно зависит от геометрии трассы.

10. При прохождении лазерного излучения через среду в ней происходит накопление поглощенной энергии, в результате чего в области локализации пучка вдоль направления распространения формируется протяженная тепловая линза и наведенные таким образом изменения показателя преломления среды вызывают дополнительные искажения лазерных пучков.

11. Характер проявления нелинейных искажений лазерного пучка существенно зависит от режима источника излучения, геометрии пучков и метеорологических условий на атмосферной трассе.

12. Современные компьютерные технологии позволяют программно выполнить поставленную задачу моделирования распространения непрерывного (квазинепрерывного) излучения по всем видам атмосферных трасс и определить профили показателя преломления вследствие влияния атмосферной турбулентности, скорости ветра и теплового самовоздействия, а также рассчитать коэффициенты молекулярного и аэрозольного поглощения и рассеяния.

### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 9

1. Гауссов пучок с длиной волны 10,6 мкм с начальной апертурой 3 мм распространяется на дистанцию в 1 км в воздухе. Считая коэффициент  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ , определите диаметр необходимой приемной апертуры, чтобы поймать все 100% мощности.

2. Для случая, описанного в предыдущей задаче, оцените рэлеевское рассеяние на протяжении трассы «источник — приемник».

3. Лазерный целеуказатель генерирует импульсное излучение с параметрами 100 мДж, 20 нс. Полный угол расходимости составляет 0,5 мрад. Атмосферная экстинкция может быть оценена как  $0,2 \text{ км}^{-1}$ . Определите размер пятна и плотность пиковой мощности на дистанции в 6 км.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 9

1. В чем заключается основное влияние атмосферы на распространение лазерного излучения?
2. На каких объектах происходит молекулярное рассеяние в атмосфере?
3. Чем определяется расходимость лазерного луча при распространении излучения в реальной атмосфере?
4. Назовите основные физические процессы, обуславливающие ослабление излучения частицами аэрозоля?
5. Какова картина распространения интенсивности излучения в дальней зоне?
6. Чему равен коэффициент экстинкции?
7. От чего зависит плотность мощности излучения на мишени?

8. Что наиболее сильно ослабляет энергию излучения по трассе прохождения для ближней ИК-области спектра?
9. На что влияет тепловое самовоздействие лазерного излучения при прохождении лазерного луча в атмосфере?
10. Как учитывается расходимость, обусловленная турбулентностью?
11. Как вычисляется дифракция для круговой и кольцевой апертуры?
12. Как определяется полный угол расходимости?
13. Как определяется диаметр фокального пятна по уровню 50% энергии?

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 9

1. *Шифрин, К. С.* Рассеяние света в мутной среде. — М. ; Л. : Гос. Изд-во технической литературы, 1951. — 288 с.
2. *Зуев, В. Е.* Оптика турбулентной атмосферы / В. Е. Зуев, В. А. Банах, В. В. Показов. — Л. : Гидрометеиздат, 1988. — 270 с.
3. *Матвеев, М. Т.* Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. — Л. : Гидрометеиздат, 1976. — 639 с.
4. *Зуев, В. Е.* Оптические модели атмосферы / В. Е. Зуев, Г. М. Креков. — Л. : Гидрометеиздат, 1986. — 225 с.
5. *Аксенов, В. П.* Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / В. П. Аксенов, В. А. Банах, В. В. Валув [и др.]; под ред. В. А. Банаха. — Новосибирск : СО РАН, 1998. — 341 с.
6. *Делоне, Н. Б.* Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Курс лекций. — М. : Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989.
7. Данные о распространении радиоволн, требуемые для разработки наземных оптических линий для связи в свободном пространстве. Рекомендация Международного союза электросвязи МСЭ-R P.1817-1. — февр. 2012.
8. *Даути, Дж.* Анализ химических лазерных систем // Аэрокосмическая техника. — 1990. — № 2. — С. 53–59.
9. *Stupl, J.* Assessment of Long Range Laser Weapon Engagements: The Case of the Airborne Laser / J. Stupl, G. Neuneck // Science and Global Security. — 2010. — Vol. 18. — P. 1–60.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОДЕ

**С**пектральная полоса пропускания воды почти совпадает с видимым диапазоном (рис. 10.1). Более того, это практически единственная область в оптическом диапазоне, прозрачная для нашего зрения, как в воде, так и в атмосфере. Вероятно, такое совпадение можно объяснить тем, что в процессе эволюции жизнь на Земле развивалась в двух средах.

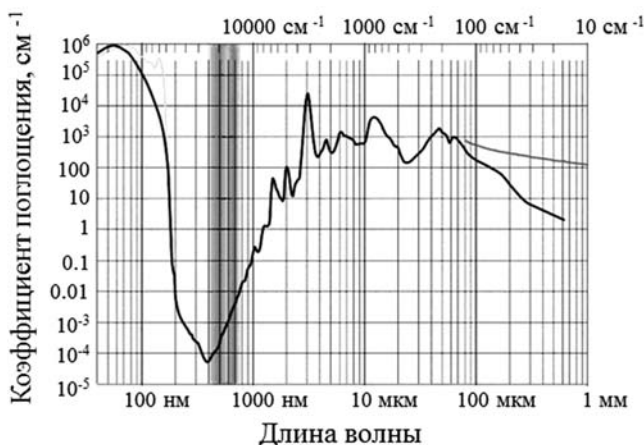


Рис. 10.1  
Спектральное ослабление лазерного излучения в воде

### 10.1. ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОДЕ

Распространение света в воде сопровождается поглощением и рассеянием. Фотон, излучаемый в воду, испытывает большое число актов рассеяния, прежде чем он поглотится. Наименьший коэффициент ослабления излучения обеспечивается для области спектра с центральной длиной волны около

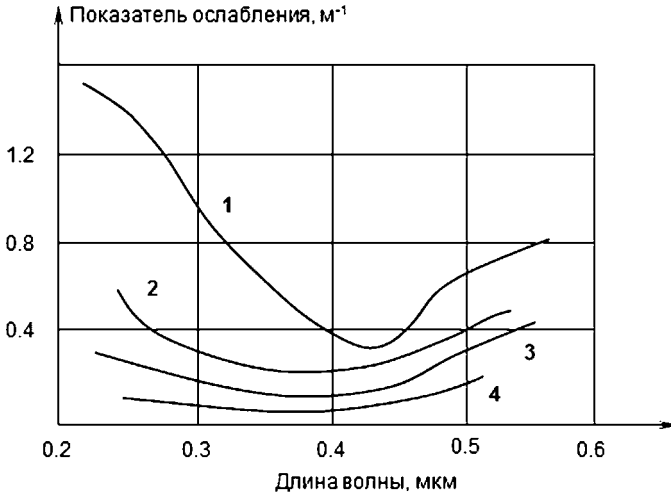


Рис. 10.2

Зависимость показателя ослабления от длины волны в воде:

1 — в морском заливе; 2 — в гидролаборатории; 3 — в плавательном бассейне; 4 — профильтрованная морская вода.

0,4–0,5 мкм (рис. 10.2). Сильное влияние на ослабление излучения в воде оказывает наличие в ней взвешенных частиц и планктона.

Среди лазеров, излучение которых может быть использовано для передачи в воде, наиболее перспективными являются аргоновый лазер, лазер на парах меди, а также лазеры на иттрий-алюминиевом гранате или стекле с неодимом, работающие на второй гармонике ( $\lambda = 532$  нм). В последнее время также появились полупроводниковые лазеры, работающие в зеленой, синей и даже фиолетовой области спектра, которые могут стать лидерами в качестве источников излучения в подводных лазерных системах связи.

Коэффициент ослабления  $k_\lambda$  [ $\text{м}^{-1}$ ] лазерного излучения в морской воде может быть записан как сумма коэффициентов рассеяния  $r_\lambda$  и поглощения  $\alpha_\lambda$ :

$$k_\lambda(h) = r_\lambda(h) + \alpha_\lambda. \quad (10.1)$$

Основное влияние на уменьшение светового потока в водной среде оказывает ослабление, вносимое оптическими неоднородностями, что описывается законом Бугера в дифференциальной форме:

$$B(D) = B_0 \cdot e^{-\alpha_\lambda D}, \quad (10.2)$$

где  $B(D)$  — яркость излучения в зависимости от дистанции  $D$ ;  $B_0$  — яркость источника;  $\alpha_\lambda$  — коэффициент поглощения лазерного излучения.

Коэффициент рассеяния  $r_\lambda$  [ $\text{м}^{-1}$ ] можно определить как

$$r_\lambda(h) = f(h) + b(h), \quad (10.3)$$

где  $f(h)$  и  $b(h)$  — коэффициенты рассеяния излучения в направлении вперед и назад соответственно;  $h$  — глубина.

В первом приближении можно считать ослабление независимым от глубины. Для типичных морских вод и длины волны излучения 532 нм (вторая гармоника излучения Nd:YAG-лазера) имеем следующие значения коэффициентов:  $k_\lambda = 0,23 \text{ м}^{-1}$ ,  $r_\lambda = 0,16 \text{ м}^{-1}$ ,  $\alpha_\lambda = 0,07 \text{ м}^{-1}$ . В этом случае отношение (индекс) анизотропии  $\xi = f/b$  составит порядка 10.

В реальности физические свойства океанской воды изменяются не только в зависимости от географического расположения, но и вертикальной глубины. Естественная вода разделяется на два типа: океанскую (голубая) и прибрежную, в свою очередь, эти два типа делятся на три подгруппы — I–III, и группы с 1-й по 9-ю соответственно.

На рисунке 10.3 представлено относительное пропускание для разных тип вод по классификации Жерлова на 10 м приповерхностной воды в зависимости от длины волны. Тип I — очень чистая океанская вода, II — мутная тропическая или субтропическая вода, III — среднеширотная вода, 1–9 — прибрежная вода с различной замутненностью.

Ослабление оптического излучения в воде обусловлено поглощением самой водой, растворенными веществами, органическими составляющими и рассеянием на молекулах воды, растворов и частицах как органической, так и неорганической природы. Коэффициент оптического ослабления различен для каждого типа воды и меняется в пределах от 0,02 до 3  $\text{м}^{-1}$ .

Вследствие сильного ослабления лазерного излучения в воде глубина проникновения лазерного излучения невелика. Максимальная измеримая лазером глубина зависит от прозрачности воды и, как правило, в три раза больше глубины Секки. Глубина Секки — старый эмпирический метод количественной оценки прозрачности воды. Она равна глубине, на которой стандартный черно-белый диск становится не виден невооруженным глазом.

Максимальная глубина проникновения лазерного излучения составляет 40–50 м в прозрачных океанских водах, 20–40 м в прибрежных и менее 20 м в более мутных внутренних водах.

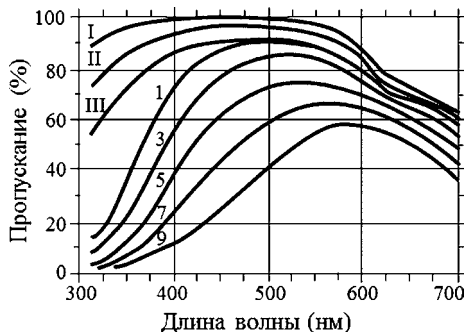


Рис. 10.3  
Относительное пропускание морских вод

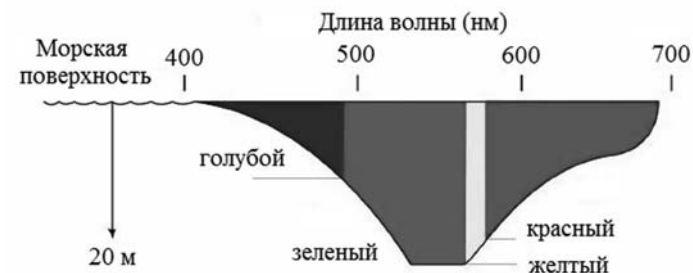


Рис. 10.4  
Глубина проникновения лазерного излучения в морскую воду

Другие факторы, ограничивающие глубину распространения, включают в себя высокие поверхностные волны, густой туман и осадки, солнечный блеск, наличие густой придонной растительности и иловых отложений. На рисунке 10.4 схематично представлены типичные глубины проникновения лазерного излучения в толщу воду в зависимости от длины волны.

## 10.2. ПОМЕХА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В реальных условиях распространения света в гидросреде ослабление излучения не исчерпывается процессами поглощения, всегда имеет место прирост световой энергии в направлении  $n$  за счет многократного рассеяния с других направлений от  $n'$ .

Это приводит к тому, что во всех задачах приема излучения в подводных системах (например, при подводной фото- и видеосъемке) необходимо учитывать не только ослабление лучистой энергии источника (осветителя), но и фоновую засветку. Яркость засветки камеры от многократного рассеяния фотонов, т. е. яркость фона, снижающего контраст изображения, обычно на (1–2) порядка ниже яркости, формирующей это изображение.

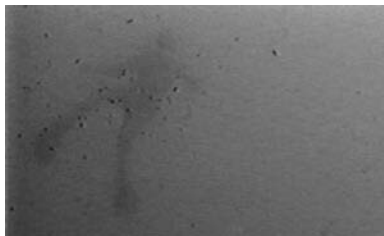


Рис. 10.5  
Фотография водолаза,  
выполненная с расстояния 5–6 м

На рисунке 10.5 представлено фото водолаза, дальность до которого от фотокамеры составила 5–6 м. Прозрачность воды, измеренная по диску Секки, составила 13 м.

Как видно из рисунка 10.5, в воде наблюдалось большое количество оптических неоднородностей, влияющих на формирование фоновой засветки при включении осветителей. Это влияние уменьшало контраст изображения. В результате на столь малой дальности было получено низкое качество изображения.

Для повышения качества подводного изображения необходимо компенсировать ослабление светового потока. Теоретически этого следует добиваться за счет увеличения силы света, однако данный путь ведет к увеличению вуалирующей дымки (помехи обратного рассеяния). Опыт показывает, что преодолеть вуалирующую дымку увеличением мощности осветительных прожекторов нельзя.

Например, увеличение мощности осветительной установки в 10 раз приводит к увеличению дальности видимости под водой всего лишь на 15%, так как с ростом мощности светильников прожекторного типа растет яркость вуалирующей дымки.

Одним из путей компенсации ослабления светового потока является сокращение времени взаимодействия света с водной средой, т. е. применение импульсных источников подсветки, например лазерных осветителей, работающих совместно со стробируемыми камерами (см. раздел 10.3).

### 10.3. МЕТОД СТРОБИРОВАНИЯ ПО ДАЛЬНОСТИ

Практические приложения, связанные с распространением лазерного излучения через атмосферу или водную среду, охватывают в том числе задачи подсветки лазером объектов наблюдения с целью получения их изображения. В связи с этим заслуживает упоминания метод стробирования лазерных импульсов по дальности (*Gated Viewing*), предложенный академиком А. А. Лебедевым в 1936 г.

Сущность метода стробирования сводится к следующему. Объект наблюдения освещается короткими световыми импульсами, длительность которых значительно меньше времени распространения света до объекта и обратно. При этом объект наблюдается в оптический прибор, снабженный быстродействующим затвором, открывающимся в такт с посылкой световых импульсов на определенное время.

В том случае, когда временная задержка  $t_3$  между моментом излучения импульса и моментом открывания затвора равна удвоенному времени, необходимому для прохождения светом расстояния до объекта и обратно, наблюдатель будет видеть только сам объект и участок пространства, непосредственно его окружающий:

$$t_3 = 2 \cdot \frac{L}{c}, \quad (10.4)$$

где  $L$  — расстояние до объекта наблюдения, а  $c$  — скорость света в среде.

Ложные сигналы, полученные при отражении от близлежащих предметов, исключаются, так как приходят на фотоприемник в момент закрытого положения затвора, что позволяет проводить наблюдения сквозь туман, листву и т. д.

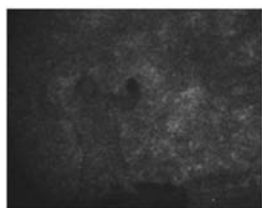
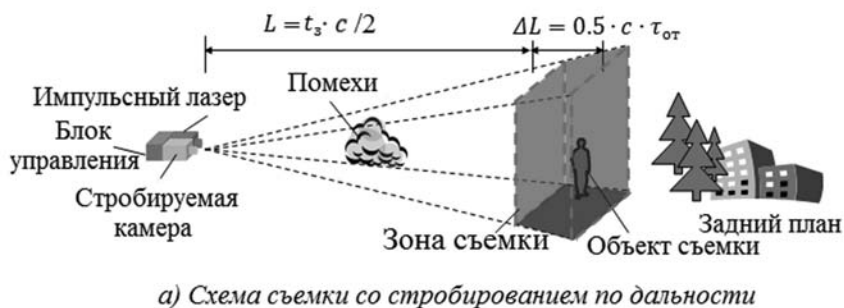
Глубина пространства  $\Delta L$ , изображение которого мы получаем с помощью метода стробирования по дальности, определяется как временем открытого состояния затвора  $\tau_{от}$ , так и длительностью светового импульса  $\tau_{имп}$ :

$$\begin{cases} \Delta L = 0,5 \cdot c \cdot \tau_{от}, & \tau_{от} < \tau_{имп}, \\ \Delta L \approx 0,5 \cdot c \cdot \tau_{имп}, & \tau_{от} > \tau_{имп}. \end{cases} \quad (10.5)$$

Так как объект наблюдения воспринимается в пределах очень узкой глубины просматриваемого пространства ( $\Delta L \sim 1$  м), то фон за объектом отсекается. Это позволяет наблюдать малоконтрастные объекты, которые не видны ни ночью в пассивные или активные оптико-электронные приборы, ни даже днем в обычные оптические наблюдательные приборы (см. рис. 10.6).

Таким образом, метод стробирования по дальности обеспечивает возможность обнаружения и последующего наблюдения объектов на дальностях, превышающих возможности наблюдения обычными средствами телевизионного видения.

Особую актуальность эта методика приобретает для подводных исследований, где уже, начиная с глубин в несколько десятков метров, царит почти полная темнота и значит, всегда необходимо использовать интенсивное



б) фото без стробирования



в) фото объекта в зоне съемки



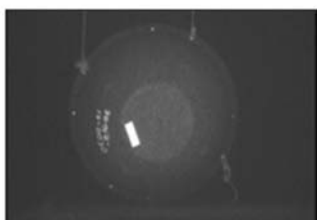
г) фото заднего плана

Рис. 10.6

Схема съемки со стробированием по дальности (а) и изображения, полученные без (б) и при использовании лазерной подсветки со стробированием по дальности (в и г)



Изображение, полученное с обычной камеры



Изображение, полученное со стробируемой камеры

Рис. 10.7

Схема увеличения дальности видимости под водой



освещение целей. В то же время значительное рассеяние света даже в чистой океанской воде приводит к сильному фоновому сигналу, приходящему из ближней зоны на приемные элементы фото- и видеокамер. Поэтому единственный путь повышения дальности видимости случае подводной съемки — это стробирование излучения от источника подсветки по дальности для подавления помехи интенсивного обратного рассеяния (рис. 10.7).

### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 10

1. Распространение лазерного излучения в воде сопровождается довольно сильным затуханием и рассеянием. Наименьший коэффициент ослабления излучения обеспечивается для сине-зеленой области видимой части электромагнитного спектра.

2. Ослабление оптического излучения в воде обусловлено поглощением самой водой, растворенными веществами, органическими составляющими и многократным рассеянием на молекулах воды, растворах и частицах как органической, так и неорганической природы.

3. Другие факторы, ограничивающие глубину распространения, включают в себя высокие поверхностные волны, густой туман и осадки, солнечный блеск, наличие густой придонной растительности и иловых отложений.

4. Максимальная глубина проникновения лазерного излучения составляет 40–50 м в прозрачных океанских водах, 20–40 м в прибрежных и менее 20 м в более мутных внутренних водах.

5. Метод стробирования по дальности обеспечивает возможность обнаружения и последующего наблюдения объектов на дальностях, превышающих возможности наблюдения обычными средствами телевизионного видения.

### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 10

1. Экстинкция морской воды на заданной длине волны достигает  $0,4 \text{ м}^{-1}$ . Оцените дальность действия системы подводной связи, если мощность лазерного источника 2 Вт, а минимально регистрируемый приемником сигнал (с учетом фона засветки) составляет 0,01 Вт.

2. Определите временную задержку между моментом излучения лазером-подсветчиком импульса и моментом открывания затвора на стробируемой камере, если расстояние до объекта 50 м.

3. Определите глубину пространства, изображение которого мы получаем с помощью метода стробирования по дальности, если время открытого состояния затвора составляет 5 нс, а длительность лазерного импульса подсветки — 10 нс.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 10

1. Чем определяется ослабление света при прохождении через воду?
2. Как классифицируется вода по типам и группам в зависимости от оптических свойств?
3. Назовите методы количественной оценки прозрачности воды.
4. Что такое помеха обратного рассеивания?
5. Объясните основные принципы метода стробирования по дальности как средства подавления помехи обратного рассеивания.

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 10

1. *Показеев, К. В.* Оптика океана : учеб. пособие / К. В. Показеев, Т. О. Чаплина, Ю. Д. Чашечкин. — М. : МАКС Пресс, 2010. — 216 с.
2. *Мартынов, В. Л.* Расчет дальности излучения лазеров под водой // Вопросы оборонной техники : науч.-техн. журн. Вып. 9—10, — М., 2008. — (Сер. 16).
3. *Мартынов, В. Л.* Беспроводная подводная оптическая связь // Изобретательство : науч.-практ. журн. — Т. VIII, № 10. — М., 2008.
4. *Борейшо, В. А.* Военные применения лазеров / В. А. Борейшо [и др.]; под ред. А. С. Борейшо. — СПб. : Балт. гос. тех. ун-т, 2015. — 96 с.
5. *Долин, Л. С.* Справочник по теории подводного видения / Л. С. Долин, И. М. Левин. — Л. : Гидрометеоиздат, 1991.
6. *Карасик, В. Е.* Лазерные системы видения / В. Е. Карасик, В. М. Орлов. — М. : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2001.

---

## ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ

# НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЛАЗЕРНОЙ ОПТИКЕ

**В** настоящее время импульсные лазеры позволяют без фокусировки достигать интенсивностей излучения в выходной апертуре порядка  $I = 10^7$ – $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. В мощных лазерных системах достигнуты интенсивности порядка  $I = 10^{18}$ – $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. При таких высоких интенсивностях излучения напряженность электрического поля  $E$  световой волны становится сравнимой или даже превышает напряженность внутриатомного электрического поля  $E_a$  среды, в которой распространяются лазерные пучки.

В частности, в таких световых полях перестает выполняться принцип суперпозиции и электромагнитные волны вместо того, чтобы распространяться независимо друг от друга, начинают взаимодействовать между собой и средой, демонстрируя уникальные оптические эффекты, называемые нелинейными из-за характера процессов, их вызывающих. Среда, в которой реализуются нелинейные эффекты, также называется нелинейной.

Нелинейные эффекты в лазерной технике используются для выполнения ряда задач, например для параметрического преобразования частоты излучения или в задачах сжатия лазерных импульсов.

В оптических волокнах, для которых характерны весьма малые поперечные сечения волноводов, распространение излучения с высокой интенсивностью сочетается с очень большой длиной взаимодействия. В результате, нелинейные эффекты играют большую роль в волоконной оптике.

Как правило, интенсивность нелинейных эффектов зависит от уровня пиковой мощности излучения, однако бывают случаи, когда эффекты, связанные с нелинейностью, достигаются при относительно низких уровнях мощности излучения. Из нелинейных эффектов, возникающих при распространении оптического излучения в атмосфере, наиболее низкопороговым является тепловое самовоздействие (см. раздел 9.6 и 11.1.1), когда вследствие накопления поглощенной энергии излучения в области локализации пучка вдоль направления распространения формируется протяженная тепловая линза и наведенные изменения показателя преломления вызывают дополнительные искажения лазерных пучков.

Сильные же нелинейные эффекты наблюдаются при интенсивностях излучения, достаточных для ионизации среды, что может привести к оптическому пробое, вполне возможно даже связанному с разрушением материала.

## 11.1. САМОФОКУСИРОВКА. ЭФФЕКТ КЕРРА. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### 11.1.1. ТЕРМОЛИНЗИРОВАНИЕ В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ И СТЕКЛАХ

Важной областью, где процессы теплового самовоздействия лазерного излучения вызывают пристальный интерес, являются активные среды лазеров. Особенно остро влияние фактора теплового самовоздействия наблюдается в активных элементах твердотельных лазеров, для которых прокачка активной среды невозможна, а необходимый процесс охлаждения кристаллов и стекол затруднен их относительно низкой теплопроводностью. Наводимое за счет теплового самовоздействия изменение показателя преломления формирует в активной среде «тепловую линзу», искажающую волновой фронт излучения. Процесс получил название термолинзирования.

В процессе работы твердотельных лазеров неизбежны тепловые потери (см. раздел 2.2.1), приводящие к нагреву активной среды (кристаллической, стеклянной или керамической). Процесс тепловыделения в этом случае связан с поглощением в активной среде излучения накачки и квантовым КПД твердотельного лазера.

Изменение оптических свойств кристалла (стекла, керамики) связано как с температурным изменением показателя преломления ( $dn/dT$ ), так и с зависимостью показателя преломления от температурных напряжений ( $dn/d_{x,y}$ ).

Если при наличии излучения температура среды в данной точке повышается на величину  $\Delta T$ , то показатель преломления становится равным

$$n(\Delta T) = n(0) + (dn/dT)\Delta T. \quad (11.1)$$

При отводе тепла через боковую поверхность активного образца происходит преимущественное охлаждение его периферийной области, поэтому температура образца достигает максимальной величины в его приосевой области

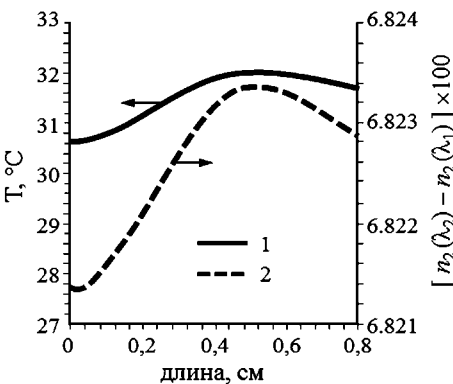


Рис. 11.1  
Формирование тепловой линзы  
в кристалле PPLN (MgO:PPLN)  
с постоянной концентрацией лития  
при накачке 18 Вт:

1 — температура; 2 — разность показателей преломления.

и постепенно понижается в направлении от оси к периферии. Отсюда следует, что при выполнении неравенства  $dn/dT > 0$  приосевая область активного образца становится оптически более плотной по сравнению с периферийной областью. Если же, напротив, имеет место неравенство  $dn/dT < 0$ , то приосевая область активного образца оказывается оптически менее плотной.

В оптически неоднородных средах пучки отклоняются в область с более высоким значением показателя преломления, поэтому при  $dn/dT > 0$  распространяющееся вдоль активного образца генерируемое излучение будет

фокусироваться, тогда как при  $dn/dT < 0$  оно будет, напротив, дефокусироваться. В первом случае активный образец уподобляется собирающей, а во втором — рассеивающей линзе. В этом и заключается эффект термолинзирования, или тепловой линзы в кристаллах и стеклах.

На рисунке 11.1 приведен пример формирования тепловой линзы в нелинейном кристалле, а именно распределение температуры и показателя преломления по длине кристалла.

Эффект тепловой линзы играет важную роль при формировании излучения в твердотельном лазере. При этом возможно заметное уменьшение эффективности съема энергии с единицы объема активной среды или даже срыв генерации. Один из способов борьбы с эффектом тепловой линзы заключается в компенсации этого эффекта за счет внесения в резонатор дополнительных элементов, корректирующих волновой фронт генерируемого излучения (например, линз). Другие же способы связаны с ослаблением термических искажений резонатора за счет конструктивных и технических решений для конкретного лазера.

### 11.1.2. ЭФФЕКТ КЕРРА

Оптические свойства среды при слабых интенсивностях световых потоков, характерных для обычных источников, описываются такими независящими от интенсивности волновыми характеристиками, как показатель преломления:  $n = c/u$  ( $u$  — фазовая скорость света в среде) и показатель поглощения  $k_\lambda$ .

По мере распространения в среде на расстоянии  $L$  световая волна затухает по закону:  $I = I_0 \cdot \exp(-k_\lambda L)$ . Взаимодействие света со средой состоит из последовательных элементарных взаимодействий с ее атомами или молекулами.

В электрическом поле волны  $E$  атомы или молекулы среды поляризуются: отрицательно заряженные электроны под действием поля смещаются относительно положительно заряженных ядер, появляется электрический дипольный момент, причем смещение определяется величиной и знаком напряженности поля, изменяющегося с круговой частотой  $\omega = 2\pi\nu$ . С той же частотой начинает колебаться электрон, который и сам становится источником поля.

В линейной оптике предполагается, что частота переизлученного электроном светового поля точно такая же, как и у падающей волны, а эти поля различаются только фазами и амплитудами. Сдвигом фаз между падающим и переизлученным полями объясняется отличие от единицы показателя преломления, а потери энергии при элементарном акте взаимодействия волны с атомом являются причиной поглощения световой волны.

**Эффект Керра**, или квадратичный электрооптический эффект, — это явление изменения значения показателя преломления оптического материала пропорционально квадрату напряженности приложенного электрического поля.

В частности, показатель преломления при высокой интенсивности света изменяется в соответствии с формулой

$$\Delta n = n_2 \cdot I, \quad (11.2)$$

где  $n_2$  — нелинейный показатель преломления;  $I$  — интенсивность излучения.

В лазерных пучках, плотность мощности (интенсивность) которых достигает  $I = 10^{12} - 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, напряженность поля  $E$  становится сравнимой с внутриатомным электрическим полем  $E_a$ . Колебания электрона, возбуждаемые световой волной, в этом случае уже нельзя рассматривать как гармонические, а переизлученное поле отличается от падающего не только сдвигом фаз и амплитудой, но и частотой.

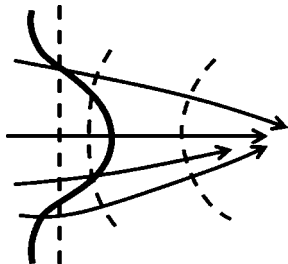


Рис. 11.2  
Схематическое изменение хода пучков, вследствие изменения показателя преломления (пунктиром — фазовый фронт, сплошной жирной линией — распределение интенсивности)

В результате возникает зависимость оптических характеристик среды от интенсивности излучения, которая приводит к принципиально новым нелинейным эффектам, не существующим в обычной линейной оптике, например к *самофокусировке света* (рис. 11.2).

Причиной самофокусировки излучения с высокой интенсивностью является изменение показателя преломления  $n$  в сильном световом поле  $E$  за счет появления поправки  $n_E$ , зависящей от свойств среды:

$$n = n_0 + n_E E^2, \quad (11.3)$$

где  $n_0$  — показатель преломления, фигурирующий в линейной оптике.

Физические причины появления нелинейной добавки к показателю преломления не исчерпываются нелинейным откликом находящихся на внешних орбитах (оптических) электронов. Важную роль может играть также *электрострикция*: в нелинейной среде световая волна может приводить к изменению давления, а следовательно, плотности и связанного с ней показателя преломления. Важной причиной изменения показателя преломления является нагрев среды лучом.

Из соотношения (10.2) видно, что ограниченный интенсивный пучок света делает среду оптически неоднородной: показатель преломления среды определяется теперь интенсивностью распространяющейся волны. Это приводит к явлению *нелинейной рефракции*. Ее характер определяется знаком нелинейной добавки  $n_E E^2$ . В среде с  $n_E > 0$  области максимальной интенсивности света являются одновременно и наиболее оптически плотными. В этом случае нелинейная рефракция приводит к *самофокусировке*, так как луч в неоднородной среде отклоняется в сторону больших значений показателя преломления.

Для вывода оценок самофокусировки лазерного излучения рассмотрим пучок радиуса  $r$ , распространяющийся в нелинейной среде с  $n_E > 0$ . Вне пучка показатель преломления  $n_0$ , а внутри  $n = n_0 + n_E E^2$ . Лучи, падающие на границу изнутри пучка, переходят из более плотной в менее плотную среду, и, следовательно, для них возможен эффект полного внутреннего отражения. Критический угол самофокусировки:

$$\varphi_0 = \arccos \frac{n_0}{n_0 + n_E \cdot E^2}. \quad (11.4)$$

Лучи с  $\varphi > \varphi_0$  отклоняются от оси пучка, лучи с  $\varphi < \varphi_0$  отклоняются к оси пучка (рис. 11.3).

В пучке, фазовый фронт которого на входе в среду является плоским, угол  $\varphi_0$  определяется дифракцией:  $\varphi_D = 0,61\lambda / (n_0 2r)$ . При  $\varphi_0 < \varphi_D$  пучок расходится меньше, чем в линейной среде. При  $\varphi_0 = \varphi_D$  нелинейная рефракция полностью компенсирует дифракционную расходимость и форма пучка остается неизменной при распространении его в нелинейной среде. Этот режим называется *самоканализацией светового пучка*. При  $\varphi_0 > \varphi_D$  лучи отклоняются к оси пучка, т. е. происходит самофокусировка.

В последнее десятилетие стремительный прогресс в создании мощных фемтосекундных лазеров ( $1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$ ) возродил интерес к явлению самофокусировки, одним из вариантов развития которого является образование в конденсированных средах или газах протяженных высокоэнергетичных филаментов лазерного излучения.

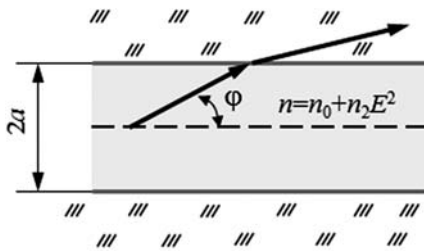


Рис. 11.3  
К оценке условий самофокусировки

### 11.1.3. ФИЛАМЕНТАЦИЯ

Филаментация в общем смысле является процессом распространения лазерного излучения внутри самоуправляемой структуры или филаментов — тонких длинных «плазменных нитей» с высокой концентрацией энергии, образованных вследствие динамического равновесия между самофокусировкой лазерного излучения за счет эффекта Керра и дефокусировкой за счет прохождения лазерного излучения через плазму малой плотности (см. цв. вкл., ил. 19). Схематическое изображение фокусирующе-дефокусирующих циклов лазерного пучка при распространении его в филаменте представлено на рисунке 11.4.

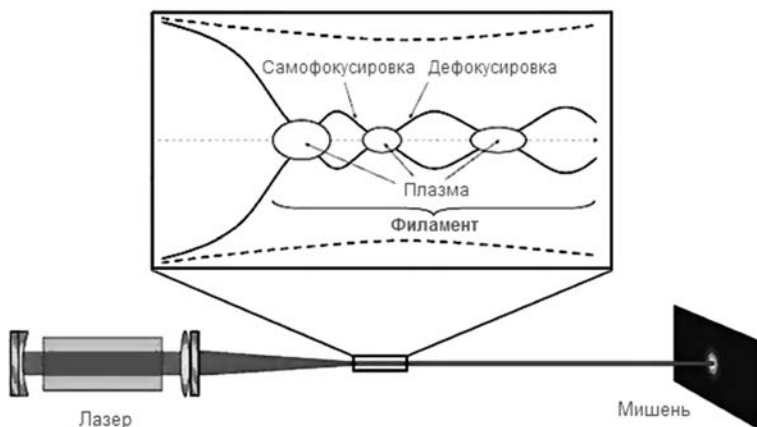


Рис. 11.4  
Филаментация лазерного излучения

Филаментация лазерного импульса начинается при интенсивности излучения порядка  $5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и сопровождается сверхуширением его частотного спектра. Такое излучение с низкой временной когерентностью, но с сохранением высокой пространственной когерентности носит название суперконтинуум (см. цв. вкл., ил. 20). Спектр суперконтинуума может покрывать одну и более октав оптического спектра (октава спектра — диапазон от длины волны до ее удвоенного значения, например от 400 до 800 нм и т. д.). Расширение спектра обычно достигается при распространении оптического импульса через сильно нелинейное устройство.

## 11.2. ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

Лазерное излучение в некоторых спектральных диапазонах получают не с помощью генерации на соответствующих квантовых переходах, а с использованием процессов нелинейного преобразования частоты света. В некоторых случаях это единственный способ получить лазерное излучение с требуемыми характеристиками.

Генерация второй гармоники (также называется удвоением частоты или сокращением ГВГ) является нелинейно-оптическим процессом, в котором фотоны взаимодействуют с нелинейным материалом, попарно формируя новые фотоны с удвоенной энергией и, следовательно, с удвоенной частотой и длиной волны вполовину меньшей начальной (рис. 11.5).

Под поляризацией среды понимают дипольный момент, приобретаемый атомами или молекулами среды под действием световой волны. При небольших интенсивностях излучения поляризация линейно зависит от напряженности поля:

$$P = \chi E, \quad (11.5)$$

где  $\chi$  — линейная восприимчивость среды.

Даже в сильных лазерных полях отличие связи поляризации и электрического поля от линейной не слишком велико и зависимость (5.4) для больших интенсивностей можно записать в виде степенного ряда:

$$P = \chi E + \chi E^2 + \Theta E^3 + \dots \text{ или } P = P_{\text{л}} + P_{\text{нл}}, \quad (11.6)$$

где  $P_{\text{л}} = \chi E$ , а  $P_{\text{нл}}$  — остальная часть ряда.

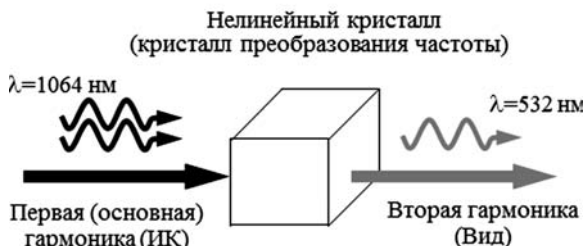


Рис. 11.5

Генерация второй гармоники в кристалле



Таблица 11.1

Параметры нелинейных кристаллов

Параметр	КТР	ВВО	ЛВО	СЛВО
Химическая формула	КТiОРО <sub>4</sub>	Ва(ВО <sub>2</sub> ) <sub>2</sub>	LiВ <sub>3</sub> О <sub>5</sub>	СsLiВ <sub>6</sub> О <sub>10</sub>
Диапазон пропускания [мкм]	0,35–5,5	0,19–3,5	0,16–2,6	0,16–2,6
Порог разрушения (для 1064 нм) [ГВт/см <sup>2</sup> ]	>0,5	1,5	2,5	> 2,5
Угловая апертура ввода излучения [мрад·см]	20	<1	2	1,4
Угол сноса излучения [град]	1,3	5,5	<1	1,8
Стойкость к влажности	Высокая	Низкая	Низкая	Средняя

Поскольку отношение каждого последующего члена ряда к предыдущему пропорционально  $1/Ea$ , то все последующие члены уменьшаются очень быстро. В поле монохроматической волны с координатой  $r$  и частотой  $\nu$  нелинейная часть поляризованности имеет вид

$$P_{\text{нл}} = \chi E_0^2 \cos^2(\varphi_0 - \nu\tau) = \chi E_0^2 [(1 + E_0^2 \cos 2(\varphi_0 - \nu\tau))/2] = 1/2^* \chi E_0^2 + 1/2^* \chi E_0^2 \cos(2\varphi_0 - 2\nu\tau). \quad (11.7)$$

Первый член не зависит от времени. Это значит, что в нелинейной среде при прохождении через нее интенсивной световой волны возникает статическая поляризованность, создающая постоянное однородное электрическое поле, как в плоском конденсаторе, т. е. происходит оптическое детектирование электрического поля. Второй член в правой части уравнения (4.10) изменяется с удвоенной частотой основной волны  $2\nu$ . Этим объясняется генерация второй гармоники в нелинейной среде.

Генерация второй гармоники в нелинейных кристаллах, как правило, используется для преобразования невидимого инфракрасного излучения лазеров в видимое. Так, например, производят зеленые лазеры на длине волны 532 нм. Полупроводниковый лазерный диод (808 нм) используется для оптической накачки лазера на кристалле Nd:YAG для получения генерации на основной длине волны 1064 нм. Полученное излучение направляется в нелинейный кристалл, где происходит удвоение частоты света до соответствующей второй гармоники (532 нм).

Параметры некоторых нелинейных кристаллов, используемых для генерации второй гармоники, приведены в таблице 11.1.

### 11.3. ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ

Комбинационное рассеяние света — неупругое рассеяние оптического излучения на молекулах вещества (твердого, жидкого или газообразного), сопровождающееся заметным изменением частоты излучения. В спектре рассеянного излучения появляются спектральные линии, которых нет в спектре первичного (возбуждающего) света. Число и расположение появившихся линий определяется молекулярным строением вещества.

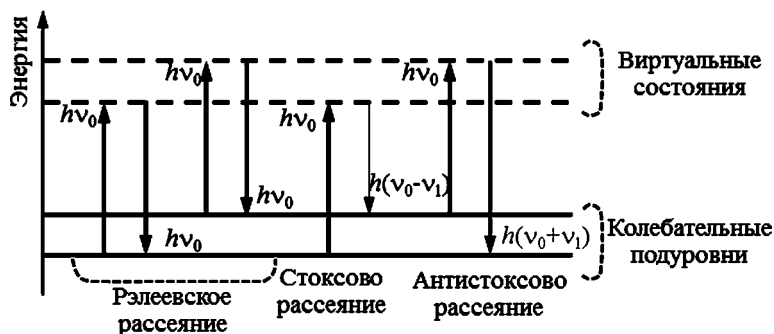


Рис. 11.6  
Переходы при вынужденном комбинационном рассеянии

Комбинационное или рамановское рассеяние света давно используется для изучения колебательных спектров молекул и оптической ветви колебаний кристаллических решеток. К примеру, ячейка, содержащая исследуемое вещество (жидкость, газ или кристалл), облучается светом с частотой  $\nu_0$ . Спектральный анализ рассеянного излучения обнаруживает присутствие линий, смещенных вниз по частоте на величину, равную колебательным частотам облучаемого образца ( $\nu_0 - \nu_1$ ). Этот тип рассеяния называется *стоксовым рассеянием*.

В спектре рассеянного излучения присутствуют также частоты, равные сумме частот падающего излучения и колебательных частот вещества ( $\nu_0 + \nu_1$ ). Это так называемое *антистоксовое рассеяние*, интенсивность которого на несколько порядков меньше интенсивности стоксовой компоненты. Указанные два типа рассеяния приведены на рисунке 11.6.

#### 11.4. ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Обращением волнового фронта называется эффект, при котором волновой фронт излучения, рассеянного назад в нелинейной среде, в точности воспроизводит сколь угодно сложную структуру волнового фронта падающего пучка, отличаясь лишь противоположным направлением распространения.

Интерес к этому эффекту связан с возможностью использования его для коррекции волновых фронтов лазерного излучения и повышения оптического качества луча (параметр  $M^2$ ). В активных средах мощных лазеров присутствуют оптические неоднородности, связанные с особенностями протекающих в них рабочих процессов, что приводит к существенному искажению волнового фронта выходящего излучения и, следовательно, к увеличению расходимости лазерного луча.

Обращенный волновой фронт формируется с помощью различных физических механизмов и схемных решений, одним из которых является использование нелинейно отражающей поверхности — ОВФ-зеркала (рис. 11.7). Обращение волнового фронта позволяет осуществить самокомпенсацию искажений, вносимых фазовыми неоднородностями активной среды. При этом,

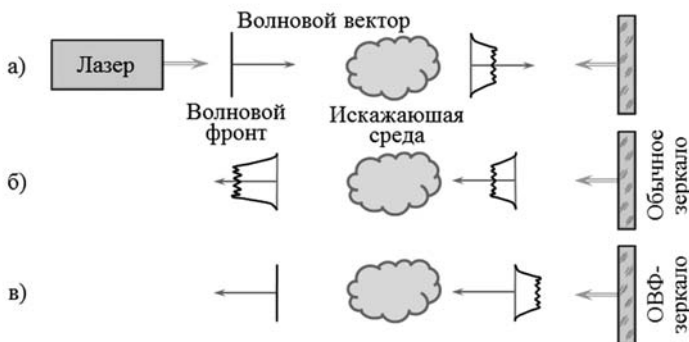


Рис. 11.7 Схематичное представление использования ОВФ-зеркала

что особенно важно, компенсируются не только статические, но и динамические фазовые искажения.

На выходе излучения из лазера формируется плоский волновой фронт, однако при прохождении через любую искажающую среду (накачивающий элемент, или атмосферу с ее неоднородностями) волновой фронт искажается (рис. 11.7а). При использовании обычного зеркала обратно отраженный пучок будет иметь искаженный волновой фронт, направленный по ходу волнового вектора (рис. 11.7б). При повторном прохождении через среду фронта искажения только усилятся.

При использовании ОВФ-зеркала (*phase-conjugate mirror*) отраженный волновой фронт будет направлен в противоположную сторону от волнового вектора, словно «время обратилось вспять» (рис. 11.7в). Иными словами, фронт будет искажен в обратную сторону, т. е. там, где были минимумы, будут максимумы, и наоборот. При повторном прохождении искажающей среды волновой фронт восстановится, т. е. на выходе он будет изначально плоским.

Распространенным механизмом для реализации ОВФ является четырехволновое смешение (ЧВС) внутри активного элемента, используемое при реализации схем петлевых резонаторов с высоким качеством пучка, намного более высоким, чем при использовании резонатора Фабри — Перо.

ЧВС создается в результате самопересечения внутрирезонаторных пучков излучения, возникающих из спонтанной люминесценции, и их интерференции, при которой возникают так называемые решетки коэффициента усиления (и/или преломления). Возникающую пространственную модуляцию коэффициента усиления можно рассматривать как динамическую объемную голограмму (рис. 11.8). Появление искажений изменяет фронт, записывающий голограмму и, как следствие, восстанавливает фронт, поэтому система способна компенсировать искажения динамически.

Согласно принципам голографии пучок, встречный к опорному, генерирует пучок, встречный к объектному.

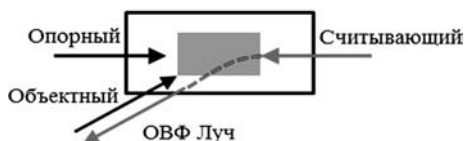


Рис. 11.8 Схема записи и считывания динамической голограммы в активном элементе — реализации ОВФ

Это значит, что при реализации в активной среде четырехволнового смешения (рис. 11.8) будет сгенерирован ОВФ-луч, распространяющийся в противоположном направлении входящему (объектному) пучку. Так как объектный луч пришел на ОВФ-зеркало с искаженным (на неоднородностях активной среды) фронтом, то сгенерированный на ОВФ-зеркале луч с обращенным волновым фронтом при прохождении через те же неоднородности, вызывавшие искажения фронта объектного пучка, нивелирует их негативное воздействие. Таким образом механизм обращения волнового фронта позволяет создавать мощные лазерные системы с высоким качеством излучения.

### ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 11

1. При высоких интенсивностях излучения, когда напряженность электрического поля световой волны становится сравнимой или даже превышает напряженность внутриатомного электрического поля среды, в которой распространяются лазерные пучки, электромагнитные волны начинают взаимодействовать между собой и средой, вызывая уникальные оптические эффекты, называемые нелинейными.

2. Примером слабого (низкопорогового) нелинейного эффекта является тепловое самовоздействие, возникающее при распространении оптического излучения в атмосфере.

3. Сильные нелинейные эффекты наблюдаются при интенсивностях излучения, достаточных для ионизации среды, что может привести к оптическому пробую, вполне возможно даже связанному с разрушением материала.

4. Эффект Керра, или квадратичный электрооптический эффект, — это явление изменения значения показателя преломления оптического материала пропорционально квадрату напряженности приложенного электрического поля.

5. Филаментацией называется процесс распространения лазерного излучения внутри самоуправляемых структур или филаментов — тонких длинных «плазменных нитей» с высокой концентрацией энергии, образованных вследствие динамического равновесия между самофокусировкой лазерного излучения за счет эффекта Керра и дефокусировкой за счет прохождения лазерного излучения через плазму.

6. Филаментация лазерного импульса сопровождается сверхуширением его частотного спектра. Такое излучение с низкой временной когерентностью, но с сохранением высокой пространственной когерентности носит название суперконтинуум.

7. Генерация второй гармоники является нелинейно-оптическим процессом, в котором фотоны взаимодействуют с нелинейным материалом, попарно формируя новые фотоны с удвоенной энергией и, следовательно, с удвоенной частотой и длиной волны в половину меньшей начальной.

8. Вынужденное комбинационное рассеяние света — неупругое рассеяние лазерного излучения на молекулах вещества (твердого, жидкого или газообразного), сопровождающееся заметным изменением частоты излучения.

9. Обращением волнового фронта называется эффект, при котором волновой фронт излучения, рассеянного назад в нелинейной среде, в точности

воспроизводит сколь угодно сложную структуру волнового фронта падающего пучка, отличаясь лишь противоположным направлением распространения.

### ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 11

1. Какой должна быть пиковая мощность импульсного твердотельного лазера, фокусируемого на диаметр 5 мкм, чтобы возникла напряженность поля  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>? (Это значение превышает напряженность поля, действующего в атомах на электроны.)

2. Рассчитайте диапазон длин волн, соответствующих второй гармонике лазера на красителях, излучающего в диапазоне 0,38–1 мкм.

3. Вторая гармоника лазера имеет длину волны 532 нм. Определите основную длину волны и тип лазера.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 11

1. Какие условия приводят к возникновению нелинейных оптических эффектов при прохождении света через вещество?
2. В чем заключаются особенности теплового самовоздействия лазерного излучения в активных средах?
3. Что такое эффект тепловой линзы в лазерном кристалле?
4. Какая оптическая характеристика изменяется при высокой интенсивности излучения с эффектом Керра?
5. Что является причиной самофокусировки излучения лазера?
6. Какие физические процессы происходят при филаментации лазерного излучения?
7. Что приводит к сверхширению лазерного спектра?
8. В чем особенности суперконтинуума применительно к спектру лазерного излучения?
9. Чем объясняется появление высших гармоник при прохождении лазерного излучения через нелинейные среды?
10. Что такое комбинационное рассеяние света?
11. В чем отличие стоксова и антистоксова рассеяния?
12. Какие физические явления вызывают возникновение эффекта обращения волнового фронта?

### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 11

1. Слабко, В. В. Нелинейная оптика. Презентационные материалы. Версия 1.0 [Электронный ресурс]: наглядное пособие / В. В. Слабко, А. В. Закарлюка. — Электрон. дан. (8 Мб). — Красноярск : ИПК СФУ, 2008.
2. Федин, А. В. Управление временной и пространственной структурой излучения Nd-лазеров с помощью насыщающихся элементов на основе кристаллов LiF:F<sup>2+</sup> : дис. д-ра наук. — М., 2004.
3. Беспрозванных, В. Г. Нелинейная оптика : учеб. пособие / В. Г. Беспрозванных, В. П. Первадчук. — Пермь : Изд-во Перм. гос. техн. ун-та, 2011. — 200 с.
4. Квасов, Н. Т. Оптика : учеб.-метод. пособие / Н. Т. Квасов, Ю. И. Савилова, Т. А. Зарембовская. — Минск : БГУИР, 2009. — 136 с.
5. Чекалин, С. В. От самофокусировки световых пучков — к филаментации лазерных импульсов / С. В. Чекалин, В. П. Кандидов // УФН. — Т. 83, № 2. — 2013.
6. Кандидов, В. П. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения / В. П. Кандидов, С. А. Шлепов, О. Г. Косарева // Квантовая электроника. — 2009. — № 3(39).
7. Беспалов, В. И. Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. — Горький : ИПФ АН СССР, 1979. — 205 с.

---

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ

# ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАТЕРИАЛЫ

**П**роцесс взаимодействия лазерного излучения с различными поверхностями достаточно сложен и зависит от многих свойств как самой поверхности, так и внутренних слоев материала. Для простоты будем рассматривать только ту часть падающего излучения, которая поглощается в приповерхностном слое, поскольку отраженная часть легко учитывается соответствующим коэффициентом (отражения)  $k_{\text{отр}}$ .

## 12.1. НАГРЕВ И ИСПАРЕНИЕ

Минимально возможный размер пятна лазерного луча  $d$  на расстоянии  $L$  от источника задается так называемым дифракционным пределом и его примерно можно оценить как

$$d \approx (\lambda / D_{\text{вых}}) \cdot L, \quad (12.1)$$

где  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения;  $D_{\text{вых}}$  — диаметр выходной апертуры лазера.

Аналогичное рассмотрение случая, когда пучок фокусируется в точку, показывает, что вместо точки в фокальной плоскости образуется пятно поперечным размером:

$$d \approx (\lambda / D) \cdot f, \quad (12.2)$$

где  $f$  — фокусное расстояние оптической системы;  $D$  — диаметр пятна на выходной апертуре фокусирующей системы.

С точки зрения эффективности лазерного воздействия важно, чтобы размеры пятна на мишени были минимальными, т. е. расстояние до цели должно равняться фокусному расстоянию. При расфокусировке размеры пятна возрастают:

$$d^2 \approx \left( \frac{\lambda}{D} \cdot L \right)^2 + \left( \frac{D}{L} \cdot \Delta L \right)^2, \quad (12.3)$$

где  $\Delta L / L$  — степень расфокусировки.

Однако если размер сфокусированного пятна на мишени достаточно мал, то мала и «глубина резкости»  $\Delta L$ , т. е. повышаются требования к точности системы наведения.

Для непрерывного излучения плотность энергии лазерного излучения  $q$  [Дж/м<sup>2</sup>], поглощенного поверхностью мишени, составляет

$$q \approx \frac{(1 - k_{\text{отр}}) \cdot P \cdot t}{L^2 \cdot \theta^2}, \quad (12.4)$$

где  $P_{\text{ср}}$  [Вт] — средняя мощность источника;  $t$  [с] — длительность работы лазера;  $L$  [м] — расстояние до мишени;  $\theta$  [рад] — угол расходимости лазерного излучения.

В случае импульсного излучения:

$$q \approx \frac{(1 - k_{\text{отр}}) \cdot E_{\text{имп}}}{L^2 \cdot \theta^2}, \quad (12.5)$$

где  $E_{\text{имп}}$  [Дж] — энергия лазерного импульса.

Параметр  $B$  [Дж/рад<sup>2</sup>] называется яркостью и определяет количество энергии, выделяемое источником в единицу телесного угла. Это важная энергетическая характеристика лазерного источника.

$$B \approx (P \cdot t) / \theta^2 \approx E_{\text{имп}} / \theta^2. \quad (12.6)$$

Если ввести понятие энергетического порога поражения  $q_0$ , то, используя параметр  $B$ , написать формулу для дистанции поражения цели лазерным лучом (для простоты будем считать в дальнейшем  $k_{\text{отр}} = 0$ ):

$$R \approx (B / q_0)^{1/2}. \quad (12.7)$$

Для процесса поглощения важны длительность лазерного импульса и температуропроводность материала. Если температуропроводность материала велика, то даже за небольшое время действия лазерного импульса успевает прогреться значительная толщина приповерхностного слоя. В случае низкой температуропроводности материала вся энергия лазерного излучения выделяется в виде тепла только в том слое, где произошло поглощение излучения. Этот слой может успеть расплавиться, испариться и даже ионизироваться, а весь остальной материал останется холодным. Характер поведения материала стенки определяется его коэффициентом температуропроводности  $\chi$ , имеющим размерность [м<sup>2</sup>/с].

С помощью этого коэффициента можно определить, за какое время сможет прогреться слой вещества толщиной  $\delta$  [м]:

$$t_{\text{прогр}} = \delta^2 / \chi. \quad (12.8)$$

Можно решить и обратную задачу: на какую глубину проникает тепло при импульсном нагреве поверхности с длительностью импульса  $\tau_{\text{имп}}$ .

$$\delta = \sqrt{\chi \cdot \tau_{\text{имп}}}. \quad (12.9)$$

Таблица 12.1

## Теплофизические свойства некоторых материалов

Материал	Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	Теплоемкость $c_p$ , кДж/(кг·К)	Теплопроводность $a$ , кВт/(м·К)	Температуропроводность $\chi$ , м <sup>2</sup> /с
Алюминий	$2,7 \cdot 10^{-3}$	0,92	0,21	$8,4 \cdot 10^{-5}$
Титан	$4,5 \cdot 10^{-3}$	0,53	0,02	$9,3 \cdot 10^{-6}$
Сталь	$7,8 \cdot 10^{-3}$	0,50	0,03	$1,2 \cdot 10^{-5}$
Углерод	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,75	0,34	$2,2 \cdot 10^{-4}$
Магний	$1,74 \cdot 10^{-3}$	1,00	0,1	—
Медь	$8,9 \cdot 10^{-3}$	0,38	0,401	$1,11 \cdot 10^{-4}$
Фенолформальдегидные смолы	$1,73 \cdot 10^{-3}$	0,8	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$
Углепластики	$(1,3-1,9) \cdot 10^{-3}$	0,6-1,5	$(0,75-0,90) \cdot 10^{-3}$	$(5,0-8,0) \cdot 10^{-7}$
Стеклопластики	$(1,6-2,2) \cdot 10^{-3}$	0,7-4,2	$(0,21-0,33) \cdot 10^{-3}$	$(0,3-1,0) \cdot 10^{-7}$

Таблица 12.2

## Термодинамические характеристики некоторых материалов

Материал	Температура плавления $T_{пл}$ , К	Теплота плавления $L_{пл}$ , кДж/кг	Температура кипения $L_{кип}$ , К	Теплота испарения $L_{исп}$ , кДж/кг
Алюминий	933	393	2772	$1,09 \cdot 10^4$
Титан	1941	315	3560	$1,00 \cdot 10^4$
Сталь	1720-1790	205	3135	$0,64 \cdot 10^4$
Углерод	—	—	4300	$5,92 \cdot 10^4$

Величина  $\chi$  определяется плотностью материала  $\rho$  [кг/м<sup>3</sup>], изобарной удельной теплоемкостью  $c_p$  [кДж/(кг·К)] и теплопроводностью материала  $a$  [кВт/(м·К)]:

$$\chi = a / (c_p \cdot \rho). \quad (12.10)$$

Значения коэффициента температуропроводности  $\chi$  и другие теплофизические свойства некоторых материалов, в том числе конструкционных, применяемых в ракетной технике, приведены в таблице 12.1.

Если длительность импульса лазерного выстрела удовлетворяет соотношению  $\tau_{имп} \gg t_{прогр}$ , то происходит обычный нагрев и оценить воздействие лазерного излучения можно в рамках классической теории теплопроводности при граничных условиях второго рода.

При оценках порога разрушения лазерным излучением элементов конструкции авиационных и ракетных систем можно ограничиться более простыми соотношениями для тонких пластин.

Так, можно оценить плотность мощности лазерного излучения  $I$  [кВт/м<sup>2</sup>], необходимую для прогрева пластины толщиной  $\delta$  за время воздействия до ее разрушения:

$$I = [c_p \cdot (T_{пл} - T_0) + L_{пл}] \cdot \rho \cdot \delta / \tau, \quad (12.11)$$

где  $T_0$  [К] — начальная температура;  $T_{пл}$  [К] — температура плавления;  $L_{пл}$  [кДж/кг] — удельная теплота плавления.

Термодинамические характеристики некоторых конструкционных материалов приведены в таблице 12.2.



Разумное время удержания лазерного пятна на одном месте быстро движущейся цели составляет порядка нескольких секунд (допустим,  $\tau \sim 2$  с) на небольших дистанциях в несколько километров, и тогда можно оценить интенсивность лазерного луча, достаточную для разрушения стенки алюминиевого бака ракеты толщиной  $\sim 2$  мм. Используя табличные данные, получим величину  $I \approx 2,5$  МВт/м<sup>2</sup>. Важным условием достаточности ущерба является размер пятна. Считается, что для не слишком больших целей невосполнимый ущерб возникнет при размере пятна не менее 0,15 м.

Тогда дошедшее до цели излучение должно иметь мощность около 50 кВт, а с учетом потерь на отражение от поверхности и ослабления по трассе полная мощность лазера должна быть не менее 100 кВт при времени работы  $\tau \sim 2$  с даже для не слишком больших дистанций. При этом для титана и стали выходная мощность должна быть как минимум удвоена, а для разрушения элементов конструкций из углеродных материалов увеличена еще больше.

## 12.2. ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ

Импульсные режимы определяются условием  $\tau_{\text{имп}} \ll t_{\text{прогрева}}$ , при этом характер воздействия на среду становится совсем другим. Известно, что лазерные технологии позволяют получать лазерные импульсы большой пиковой мощности, но небольшой длительности. Поэтому для оценок воздействия импульсных лазеров удобнее пользоваться понятием энергии, а не мощности излучения.

Совокупность сложных физико-химических процессов, быстрого плавления и испарения материала мишени под действием высокоэнергетических коротких лазерных импульсов, сопровождающихся взрывным формированием парогазового (пароплазменного) облака, движущегося нормально к облучаемой поверхности, получила название *лазерной абляции*.

Построить строгую теоретическую модель, описывающую все многообразие протекающих практически одновременно процессов слишком сложно, да и вряд ли рационально, поскольку необходимо будет варьировать в очень широком диапазоне характеристики лазерного излучения и различные свойства материалов мишеней, что приведет чрезмерному усложнению вычислений. Очевидно, что ключевым моментом достижения абляционного режима при воздействии лазерным излучением на различные объекты является получение высокой пиковой мощности лазерного импульса. При этом следует иметь в виду, что использование высокоэнергетических лазерных импульсов в плотных слоях атмосферы возможно в ограниченных ситуациях и требует очень больших апертур. Наиболее рациональным для мобильных систем кажется их использование в верхних слоях атмосферы и, еще лучше, в безвоздушном пространстве.

Простые оценки плотности энергии лазерного импульса, приходящегося на единицу поверхности мишени  $q_{\text{min}}$  [Дж/м<sup>2</sup>], необходимой для испарения материала:

$$q_{\text{min}} \approx \rho \cdot L_{\text{исп}} \cdot \delta \approx \rho \cdot L_{\text{исп}} \cdot \sqrt{\chi \cdot \tau_{\text{имп}}}, \quad (12.12)$$

не являются универсальным решением, поскольку могут быть использованы только при условии, что абляционный режим реализуется. Однако, несмотря на сравнительную простоту выражения, оно вполне правильно определяет основные факторы, работающие после начала лазерной абляции.

Уникальность абляционного режима заключается в том, что величина пороговых значений мощности и энергии лазерного импульса слабо зависит как от свойств материала, так и от длины волны падающего излучения. Объясняется это тем, что лазерный луч только в самом начале процесса взаимодействует с веществом объекта, нагревая и ионизируя его, в результате чего над поверхностью тела появляется тонкий, но плотный плазменный слой. Большая часть лазерного импульса поглощается именно этим, сгенерированным им самим, плотным слоем плазмы, обладающей свойством абсолютно черного тела поглощать любое падающее на него излучение (рис. 12.1).

Значительная база данных, накопленная в ходе экспериментальных исследований, позволила оценить пороговое значение мощности лазерного импульса, требуемое для достижения абляционного режима. Оказалось, что все экспериментальные данные минимальных значений плотности энергии на поверхности материала приблизительно укладываются на одну полосу (рис. 12.2). Аналитически пороговая плотность мощности лазерного излучения на цели оценивается эмпирической формулой:

$$q_{\min} \approx 4,79 \cdot 10^8 \cdot \sqrt{\tau_{\text{имп}}}, \quad (12.13)$$

справедливой при длительности импульса, превышающей  $10^{-12}$  с, и очень похожей на приведенную выше формулу (12.2).

Длительность лазерного импульса твердотельного лазера (ТТЛ) в режиме модуляции добротности резонатора составляет порядка  $\tau \sim 10^{-8}$  с, чему соответствует  $q_{\min} \sim 10^5$  Дж/м<sup>2</sup>, обеспечивающий режим абляции.

Масса вещества  $m$ , которая может быть испарена лазерным импульсом с энергией  $E_{\text{имп}} \approx q \cdot S$ , определяется балансовым уравнением:

$$m \approx E_{\text{имп}} / [c_p \cdot (T_{\text{кип}} - T_0) + L_{\text{исп}}] \approx E_{\text{имп}} / L_{\text{исп}}, \quad (12.14)$$

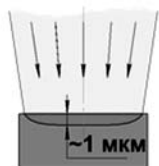
где  $S$  [м<sup>2</sup>] — площадь облученной поверхности;  $T_0$  [К] — начальная температура;  $T_{\text{кип}}$  [К] — температура кипения;  $L_{\text{исп}}$  [кДж/кг] — удельная теплота испарения.

Отсюда следует, что отнесенная к энергии лазерного импульса величина испаренной массы постоянна для каждого материала мишени:

$$\frac{m}{E_{\text{имп}}} \approx [c_p \cdot (T_{\text{кип}} - T_0) + L_{\text{исп}}]^{-1}. \quad (12.15)$$

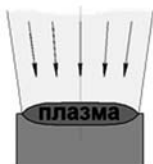
Для алюминия эта величина составляет  $\sim 80 \cdot 10^{-9}$  (кг/Дж), что совпадает с известными экспериментальными данными.

Разумный размер зоны воздействия на поверхности цели составляет  $\sim 0,15$  м. Большие размеры пятна могут превышать размер потенциальных объектов воздействия, тогда как зона поражения меньшего размера может не привести к желаемому эффекту воздействия. Для того чтобы испарить элемент алюминиевой пластины диаметром 0,15 м и толщиной  $\sim 2$  мм потребуется лазерный



1. [t ~ 10 пс]

Лазерное излучение падает на поверхность твёрдого тела и поглощается. Происходит сильный нагрев тонкого слоя < 1 мкм.



2. [t ~ 1 нс]

Над поверхностью тела образуется тонкий плотный слой плазмы, которая поглощает большую часть энергии лазерного импульса.



3. [t ~ 1 мкс]

Слой плазмы адиабатически расширяется. Отток плазмы придаёт телу реактивный импульс.

Рис. 12.1

Механизм воздействия наносекундного импульсного излучения на объект в вакууме в режиме лазерной абляции

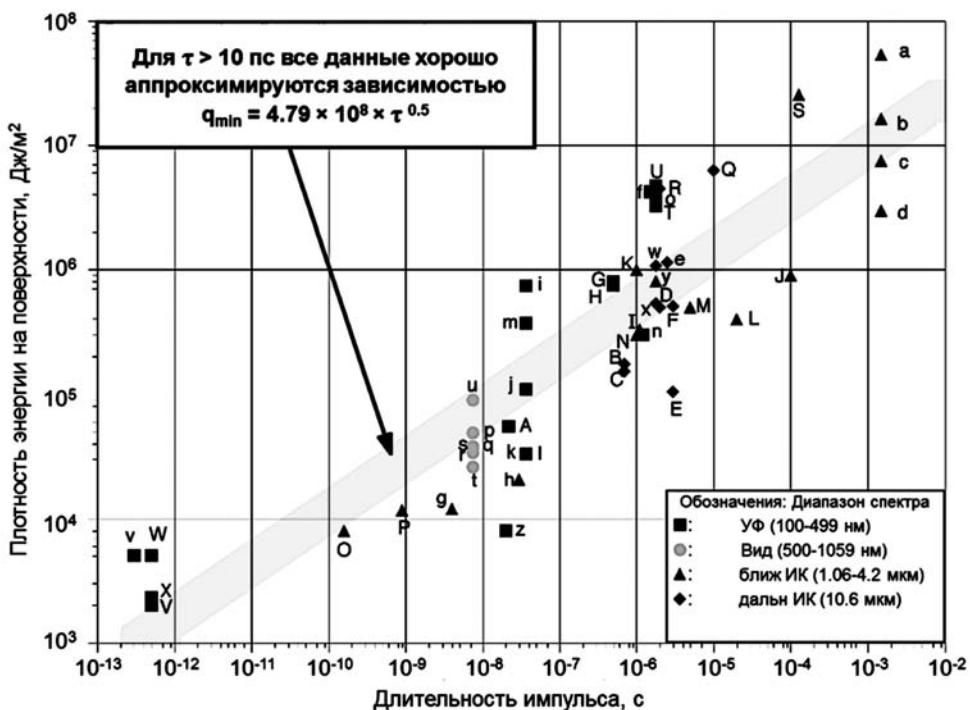


Рис. 12.2

Зависимость плотности энергии на мишени от длительности импульса, требуемой для достижения режима лазерной абляции

импульс энергией  $E_{\text{имп}} \approx \rho \cdot \delta \cdot S \cdot L_{\text{исп}} \approx 1,3$  МДж. Значение  $q \sim 10^7$  Дж/м<sup>2</sup> в этом случае заведомо соответствует режиму абляции. Кстати, в данном случае вместо одного мегаджоульного импульса можно использовать пачку из сотни импульсов  $\sim 10$  кДж энергии каждый, что существенно проще с технической точки зрения. При этом условие достижения режима абляции ( $q_{\text{мин}} \geq 10^5$  Дж/м<sup>2</sup>) останется в силе.

Воздействие ультракоротким импульсом на движущуюся цель имеет важное преимущество из-за отсутствия проблем с удержанием луча на цели, поскольку даже при скоростях в километры в секунду за  $\tau \sim 10^{-8}$  с пятно на поверхности мишени сместится не более чем на несколько сантиметров.

Условие полного испарения материала в зоне воздействия не всегда рационально с энергетической точки зрения, поскольку требует более чем на порядок больше затрат энергии на поражение и чрезмерно с практической точки зрения, так как разрушение элемента конструкции может произойти гораздо раньше.

Здесь стоит обратить внимание на то, что формирование парогазового (пароплазменного) облака при расширении продуктов испарения материала в режиме лазерной абляции носит взрывной характер и может вызывать реактивный импульс, прикладываемый нормально к площади воздействия лазерного луча. Воздействие такого реактивного импульса на поверхность цели может ее разрушить, а кроме того, приложение реактивной силы к движущемуся объекту ограниченной массы может привести к неприемлемому изменению его траектории и, следовательно, решению задачи противодействия. Такие решения активно обсуждаются при рассмотрении идей лазерных реактивных двигателей и очистки околоземного пространства от космического мусора.

Оценить силовое воздействие на мишень можно, положив, что температура оттекающей плазменной струи должна быть не меньше  $T_{\text{кип}}$  материала цели, а приобретаемая продуктами испарения скорость оттока равна скорости звука в газе:

$$v = \frac{E_{\text{имп}}}{L_{\text{исп}}} \sqrt{\frac{\gamma \cdot R \cdot T}{\mu}}, \quad (12.16)$$

где  $\gamma = c_p / c_v$  — показатель адиабаты (для одноатомного газа  $\gamma = 1,67$ );  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — температура;  $\mu$  — молекулярная масса.

При обсуждаемых выше условиях воздействия лазерного импульса на алюминиевую поверхность ( $T_{\text{кип}} = 2772$  К,  $\mu = 27$ ) скорость звука составит  $v = 1200$  м/с.

Тогда из условия сохранения количества движения можно определить скорость  $V$ , приобретаемую мишенью в направлении лазерного импульса в результате абляции:

$$V = \frac{m \cdot v}{M} \approx \frac{E_{\text{имп}}}{M \cdot L_{\text{исп}}} \sqrt{\frac{\gamma \cdot R \cdot T}{\mu}}, \quad (12.17)$$

где  $M$  — масса мишени.

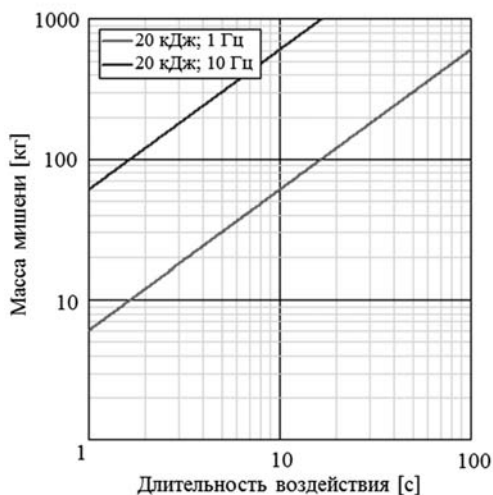
Обозначим зависимость (1.3), зависящую только от параметров материала мишени часть как коэффициент  $c_m$  [Н·с/Дж]:

$$c_m \approx \sqrt{\frac{\gamma \cdot R \cdot T}{\mu}} \cdot L_{\text{исп}}. \tag{12.18}$$

Тогда приращение скорости мишени от воздействия лазерного импульса можно оценивать по формуле

$$V \approx c_m \cdot E_{\text{имп}} / M. \tag{12.19}$$

Полученная отсюда величина  $c_m = 10^{-4}$  [Н·с/Дж] для алюминия хорошо совпадает с результатами экспериментальных исследований, согласно которым для широкого круга материалов и различных значений энергии импульса  $c_m$  имеет значения в диапазоне  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  [Н·с/Дж].



**Рис. 12.3**  
Длительность воздействия лазерным излучением, необходимая для изменения скорости объекта на 0,2 м/с, в зависимости от его массы

На рисунке 12.3 приведены результаты расчета необходимого времени воздействия лазерными импульсами с энергией 20 кДж и частотой 1 и 10 Гц для изменения скорости объекта (мишени) на 0,2 м/с. При этом предполагается, что размер мишени больше размера пятна падающего лазерного излучения.

### 12.3. ФОТОЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Создание в последние годы мощных фемтосекундных лазеров положило начало новой области исследований, связанной с изучением взаимодействия очень интенсивных лазерных импульсов с веществом. При фокусировке луча таких лазеров плотность мощности падающего на мишень излучения может существенно превышать рассмотренные выше режимы, приводящие к абляции вещества ( $10^7$ – $10^{10}$  МВт/м<sup>2</sup>), и достигать  $10^{18}$  МВт/м<sup>2</sup> и более. Уже при интенсивности лазерного импульса  $10^{13}$ – $10^{14}$  МВт/м<sup>2</sup> напряженность

электрического поля в нем достигает значения, сравнимого с внутриатомными полями, поэтому любое вещество под воздействием такого импульса мгновенно ионизируется, а образующиеся электроны при интенсивностях поля выше  $10^{16}$  МВт/см<sup>2</sup> обладают релятивистскими энергиями и приобретают скорости, сравнимые со скоростью света.

В этих условиях лазерное излучение в плазме преобразуется в потоки заряженных частиц. При этом происходит формирование и ускорение потока электронов, других частиц и  $\gamma$ -излучения, направленного внутрь мишени по направлению лазерного луча, как показано на рисунке 12.4.

В результате воздействия сверхмощных лазерных импульсов на твердотельные мишени оказывается возможным получать достаточно узконаправленные пучки релятивистских частиц (с энергиями, достигающими нескольких десятков МэВ) без использования громоздких ускорителей. Помимо высокоэнергетических электронов, вследствие их взаимодействия с мишенью могут генерироваться гамма-кванты и потоки протонов или легких ионов.

Такие процессы называются фотоядерными. Пучки сверхвысокоэнергетических частиц, получаемые в компактных («настоольных») установках, могут использоваться во многих практических целях, включая ядерную энергетику, нанотехнологии, медицину.

Весьма перспективным представляется и их применение в военных технологиях для функционального поражения чувствительных элементов и другого оборудования. Так, например, мощный ультракороткий лазерный импульс может на больших расстояниях обеспечить генерацию высокоэнергетических заряженных частиц и  $\gamma$ -излучения, способных вывести из строя электронику внутри замкнутых металлических объемов без их фактического разрушения. Естественно, что такие сценарии могут быть реализованы только в безвоздушном пространстве.

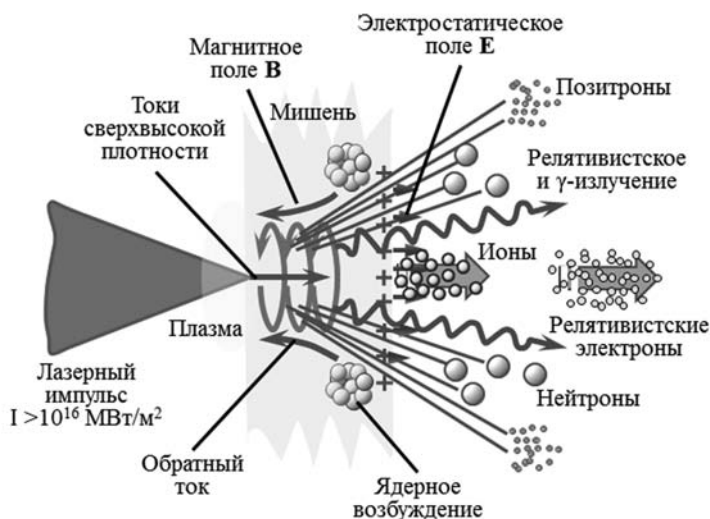


Рис. 12.4

Схема взаимодействия экстремально коротких лазерных импульсов с мишенью

## ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 12

1. Для процесса поглощения важны длительность лазерного импульса и температуропроводность материала:

- если температуропроводность материала велика, то даже за небольшое время действия лазерного импульса успевает прогреться значительная толщина приповерхностного слоя;
- при низкой температуропроводности материала вся энергия лазерного излучения выделяется в виде тепла только в том слое, где произошло поглощение излучения.

2. Лазерной абляцией называется совокупность сложных физико-химических процессов, быстрого плавления и испарения материала мишени под действием высокоэнергетических коротких лазерных импульсов, сопровождающихся взрывным формированием парогазового (пароплазменного) облака, движущегося нормально к облучаемой поверхности.

3. Уникальность абляционного режима заключается в том, что величина пороговых значений мощности и энергии лазерного импульса слабо зависит как от свойств материала, так и от длины волны падающего излучения, поскольку большая часть лазерного импульса поглощается сгенерированным им самим, плотным слоем плазмы, обладающей свойством абсолютно черного тела поглощать любое падающее на него излучение.

4. При сверхвысоких интенсивностях лазерного импульса напряженность электрического поля в пучке становится сравнимой с внутриатомными полями, поэтому любое вещество под воздействием такого импульса мгновенно ионизируется, а образующиеся электроны могут обладать релятивистскими энергиями и приобретать скорости, сравнимые со скоростью света. Помимо высокоэнергетических электронов, вследствие их взаимодействия с мишенью могут генерироваться гамма-кванты и потоки протонов или легких ионов. Такие процессы называются фотоядерными.

## ЗАДАЧИ К ГЛАВЕ 12

1. Оцените минимальную необходимую для достижения абляционного режима воздействия плотность энергии на мишени  $q_{\min}$ . Материал мишени сталь. Длительность импульса излучения ТТЛ составляет 5 нс. Сравните значения  $q_{\min}$ , рассчитанные по теоретической (12.12) и эмпирической (12.13) формулам, с продемонстрированными экспериментальными значениями  $q_{\min}$ , приведенными на рисунке 12.2 для четырех диапазонов длин волн, представленных на рисунке.

2. Рассчитайте длительность абляционного воздействия на мишень массой 1250 кг, обеспечивающего суммарное приращение скорости 1 м/с. Диаметр пятна  $d_{\text{п}}$  [м] лазерного излучения длиной волны  $\lambda$  [м], формируемый на расстоянии  $L$  [м] телескопом диаметром  $d_{\text{тел}}$  [м], определяется согласно соотношению  $d_{\text{п}} = 2,44 (\lambda / d_{\text{тел}})L$ . Рассчитайте диаметр телескопа таким образом, чтобы пятно излучения неодимового лазера первой гармоники ( $\lambda = 1,06$  мкм) на дистанции в 100 км имело в 2 раза меньший диаметр, чем габаритные размеры мишени, равные 2,5 м. Энергия импульса  $E_{\text{имп}}$  [Дж] должна быть минимальной для достижения абляционного режима воздействия. Длительность

лазерного импульса составляет 20 нс. Частота следования импульсов 10 Гц. Материал мишени углепластик.

3. Решите предыдущую задачу для случая титан-сапфирового лазера (длина волны 800 нм, длительность импульса 35 пс, частота следования импульсов 100 Гц).

4. Оптическая система формирует на мишени из алюминия с толщиной стенки 1 мм пятно диаметром 10 см. Оцените необходимую для испарения этого участка мишени энергию лазерного импульса длительностью 18 пс. Сравните полученную интенсивность (плотность мощности) на мишени с минимально необходимой, обеспечивающей режим воздействия. Рассчитайте достаточную для ее обеспечения энергию лазерного импульса. Рассчитайте количество таких импульсов, достаточное для испарения указанного выше участка мишени. Оцените необходимое время удержания лазерного луча на мишени, если частота следования импульсов 50 Гц.

5. Оцените, какую массу вещества можно испарить с мишени из титана, лазерным импульсом с энергией 150 и 500 мДж. Начальная температура 290 К.

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ К ГЛАВЕ 12

1. Как длительность импульса и температуропроводность материала мишени влияют на характер воздействия лазерного излучения на материалы?
2. Чем отличаются режимы испарения абляции материала под воздействием лазерного излучения?
3. Сформулируйте условие реализации режима лазерной абляции.
4. Какому виду воздействия подвергается объект, облучаемый лазером в режиме лазерной абляции?
5. Почему критерий перехода к режиму лазерной абляции для разных материалов хорошо аппроксимируется универсальной зависимостью?
6. Что такое фотоядерные процессы и каковы условия их возникновения под воздействием лазерного излучения?

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 12

1. Делоне, Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. — М. : Наука, 1989. — 275 с.
2. Либенсон, М. Н. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика): конспект лекций / М. Н. Либенсон, Е. Б. Яковлев, Г. Д. Шандыбина; под ред. В. П. Вейко. — Ч. I : Поглощение лазерного излучения в веществе. Ч. II : Лазерный нагрев и разрушение материалов. — СПб. : СПб ГУ ИТМО, 2008. — 141 с.
3. Климков, Ю. М. Взаимодействие лазерного излучения с веществом : учеб. пособие / Ю. М. Климков, В. С. Майоров, М. В. Хорошев. — М. : МИИГАиК, 2014. — 108 с.
4. Campbell, I. W. Project ORION: Orbital debris removal using ground-based sensors and lasers // NASA Technical Memorandum 108522. — 1996.
5. Phipps, C. Review: Laser-Ablation Propulsion / Claude Phipps [et. al.] // Journal of propulsion and power. — Vol. 26, № 4. July-aug. — 2010.
6. Андреев, А. В. Обзор. Ядерные процессы в высокотемпературной плазме, индуцируемой сверхкоротким лазерным импульсом / А. В. Андреев, В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев // Квантовая электроника — 2001. — Т. 31, № 11. — С. 941–956.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

**А**нализируя предыдущее издание учебника под этим же названием «Лазеры: устройство и действие», выпущенного в 1992 г., авторы обратили внимание на то, что, хотя лазеры являются сравнительно молодой областью техники, ведь со времени их изобретения прошло немногим более 50 лет, и все эти годы на них фокусировалось серьезное внимание многочисленных групп ученых и инженеров, практически все связанные с ними физические эффекты, типы лазеров и даже большинство конкретных материалов активных сред были предложены и изучены еще в первую половину истории лазерной техники.

Действительно новым и вызвавшим большой интерес в последние два десятилетия можно назвать, пожалуй, химический кислородно-йодный лазер, на исследование, разработку и испытания которого были затрачены огромные средства, что, однако, так и не привело пока к его конкретному практическому внедрению, и волоконные лазеры на фотонных кристаллах, которым еще только предстоит занять свое место в промышленных технологиях.

Это демонстрирует наступление определенной зрелости лазеров, когда исследователи сосредоточили свое внимание на совершенствовании и повышении эффективности источников лазерного излучения, подгонки их характеристик под конкретные задачи, в то время как основные усилия разработчиков концентрируются на развитии технологий, использующих уникальные свойства лазеров в различных применениях этих удивительных технических созданий.

В то же время как раз лазерные технологии переживают период исключительно быстрого роста, расширяя и углубляя свое присутствие в различных областях народного хозяйства. Лазеры являются основой самых передовых направлений в промышленности (аддитивные технологии), энергетики (лазерный термоядерный синтез), физики (сверхмощный лазер на свободных электронах) и многих других.

Поэтому авторы не стали пытаться «втиснуть» материалы по лазерным технологиям в одну книгу, а планируют посвятить различным вопросам, связанным с применениями лазеров в народном хозяйстве, отдельный том «Лазеры: применения и приложения», который должен выйти в ближайшее время.

# ОТВЕТЫ К ЗАДАЧАМ

## Глава 1:

1)  $1,88 \cdot 10^{-20}$  Дж; 0,117 эВ;  $4,075 \cdot 10^{-19}$  Дж; 2,55 эВ; 3)  $0,69 \text{ м}^{-1}$ ; 4)  $9,93 \text{ м}^{-1}$ .

## Глава 2:

1)  $0,32 \text{ Вт/м}^2$ ;  $0,02 \text{ Вт/м}^2$ ;  $31,85 \text{ Вт/м}^2$ ; 2) 0,28 мм; 93,8 пс; 1,06 мкм; 3) 0,5 мрад; 4) 1 мрад; 5)  $I_1 / I_2 = 2,08$ ; 6) 100 м; 7) 0,7%.

## Глава 3:

1) 0,15 ГГц; 1,5 ГГц; 7 мод; 4) 150 мм; 5) 0,94 [безразмерн.]; 6) 4,85 нс; 7) 48,5 нс; 4,85 нс; 8) 294 пс.

## Глава 4:

1) 2900 К; 2) 2900–3625 К; 3) 40%.

## Глава 5:

1) 1 см; 1,5 км; 3) 12%; 4) 38%; 5)  $61,4 \text{ кВт/см}^2$ ; 6) 0,4 пс; 7) 13 нс; 2,6 нс; 8) 12 Вт; 100 кВт.

## Глава 6:

1) 5,44 Вт; 2) 5 МВт; 3) 0,1 Дж; 4) 16,6 пс; 6) 20 Гц; 7) 1 пс; 8) 0,5 ГГц; 9) 2 пс; 10) 20 Вт; 2 МВт; 1 Вт; 11) 2,94 нс; 1,17 нс.

## Глава 7:

1)  $0,5 \text{ Вт/А}$ ; 2) 0,75 ТГц; 35 мод; 3) 1 мА; 4)  $0,8 \cdot 10^{-20}$  Дж; 5) 40%; 6) 80 Вт.

## Глава 8:

1) 22%; 2) 22 фс; 3) 375 нм; 405 нм; 4) 6,25 фс; 1,87 мкм; 5) 6 фс.

## Глава 9:

1) 9,08 м; 3) 1,5 м;  $429 \text{ кВт/м}^2$ .

## Глава 10:

1) 13 м; 2) 250 нс; 3) 7,5 м.

## Глава 11:

1)  $1,96 \text{ кВт}$ ; 2) 190 нм–500 нм; 3) 1064 нм.

## Глава 12:

1)  $12,23 \text{ кДж/м}^2$ ;  $33,87 \text{ кДж/м}^2$ ; 2) 35,7 с; 4) 231 кДж;  $1,64 \cdot 10^{18} \text{ Вт/м}^2$ ; 0,02 с; 1) 13 мкг; 43 мкг.



# ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	3
----------------	---

## ЧАСТЬ ПЕРВАЯ СВОЙСТВА ЛАЗЕРОВ

### *Глава первая*

<b>Физические основы лазеров .....</b>	<b>7</b>
1.1. Электромагнитное излучение и кванты .....	7
1.1.1. Представления волновой теории .....	8
1.1.2. Квантово-механические представления .....	10
1.1.3. Ширина спектральной линии .....	18
1.2. Создание инверсной населенности .....	19
1.2.1. Двухуровневая лазерная схема .....	21
1.2.2. Трехуровневая лазерная схема .....	22
1.2.3. Четырехуровневая лазерная схема .....	23
1.3. Принцип действия лазера .....	24
1.3.1. Усиление света в активной среде .....	25
1.3.2. Генерация лазерного излучения .....	28
1.3.3. Структурная схема лазера .....	31
1.3.4. Классификация лазеров .....	33

### *Глава вторая*

<b>Характеристики и параметры излучения лазеров .....</b>	<b>38</b>
2.1. Характеристики лазерного излучения .....	38
2.1.1. Монохроматичность .....	38
2.1.2. Когерентность .....	41
2.1.3. Направленность .....	44
2.1.4. Поляризация .....	45
2.2. Параметры лазерного излучения .....	46
2.2.1. Энергетические параметры .....	47
2.2.2. Спектральные параметры .....	51

2.2.3. Временные параметры	53
2.2.4. Пространственные параметры	54
2.2.5. Параметры когерентности	58
2.2.6. Параметры поляризации	58
2.3. Измерение технических параметров лазеров	60
2.3.1. Измерение мощности и энергии излучения	60
2.3.2. Измерение ширины спектральной линии	62
2.3.3. Измерение длительности лазерного импульса	65
2.3.4. Измерение поперечного размера лазерного пучка	65
2.3.5. Анализ профиля пучка. Измерение распределения интенсивности по сечению пучка	66
2.3.6. Измерение расходимости излучения	66
2.3.7. Измерение оптического качества излучения (величины $M^2$ )	67

### Глава третья

<b>Формирование излучения в резонаторе лазера</b>	73
3.1. Обеспечение спектральных характеристик	73
3.1.1. Продольные моды резонатора	74
3.1.2. Поперечные моды резонатора	79
3.2. Обеспечение энергетических и временных характеристик	83
3.2.1. Непрерывная генерация	84
3.2.2. Свободная генерация	84
3.2.3. Модуляция добротности резонатора	85
3.2.4. Модуляторы добротности	88
3.2.5. Разгрузка резонатора	91
3.2.6. Синхронизация мод	93
3.3. Обеспечение пространственных характеристик	98
3.3.1. Расходимость лазерного излучения	98
3.3.2. Влияние на расходимость неоднородностей активной среды	102

### Глава четвертая

<b>Способы возбуждения (накачки) активных сред</b>	107
4.1. Оптическая накачка	108
4.1.1. Оптическая накачка некогерентными источниками	108
4.1.2. Оптическая накачка когерентными источниками (лазерами)	114
4.1.3. Эффективность оптической накачки	118
4.2. Накачка электрическим разрядом	118
4.2.1. Свойства газового разряда	118
4.2.2. Вольт-амперная характеристика (ВАХ)	121
4.2.3. Накачка газовых лазеров самостоятельным электрическим разрядом	122
4.2.4. Накачка газовых лазеров самостоятельным электрическим разрядом	124
4.3. Схемотехника блоков накачки	126
4.4. Другие виды накачки	130
4.4.1. Тепловая накачка в газодинамических лазерах	130
4.4.2. Химическая накачка	131

ЧАСТЬ ВТОРАЯ  
ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

*Глава пятая*

<b>Газовые лазеры</b> .....	137
5.1. Лазеры на смесях нейтральных атомов .....	139
5.2. Ионные лазеры .....	142
5.3. Лазеры на парах металлов .....	143
5.4. Лазеры на молекулярных смесях .....	147
5.5. Газодинамические лазеры .....	153
5.6. Химические лазеры .....	156
5.6.1. HF (DF)-химический лазер .....	156
5.6.2. Химический кислородно-йодный лазер .....	160
5.7. Экимерные лазеры .....	162

*Глава шестая*

<b>Твердотельные и волоконные лазеры</b> .....	169
6.1. Неодимовые лазеры .....	170
6.1.1. Nd:YAG-лазеры .....	171
6.1.2. Nd:YLF-лазеры .....	173
6.1.3. Nd:YVO <sub>4</sub> -лазеры .....	174
6.1.4. Nd:Cr:GSGG-лазеры .....	175
6.1.5. Nd:Glass-лазеры .....	176
6.2. Эрбиевые лазеры .....	177
6.2.1. Er:YAG-лазер .....	178
6.2.2. Er:Glass-лазеры .....	179
6.2.3. Тулий-гольмиевые лазеры .....	180
6.3. Перестраиваемые лазеры .....	181
6.3.1. Александритовый лазер .....	182
6.3.2. Титан-сапфировый лазер .....	183
6.3.3. Новые твердотельные среды для перестраиваемых лазеров .....	186
6.4. Дисковые лазеры .....	186
6.5. Волоконные лазеры .....	188
6.5.1. Особенности оптики волоконных лазеров .....	188
6.5.2. Режимы работы .....	192
6.5.3. Волоконные лазеры на фотонных кристаллах .....	193

*Глава седьмая*

<b>Полупроводниковые лазеры</b> .....	198
7.1. Введение в физику полупроводников .....	198
7.2. Принцип работы полупроводникового лазера .....	201
7.2.1. Инверсная населенность .....	201
7.2.2. Волновод .....	204
7.2.3. Резонатор .....	204
7.2.4. Превышение усиления над потерями .....	206
7.2.5. Лазерная генерация .....	207
7.3. Материалы полупроводниковых лазеров .....	207
7.4. Типы полупроводниковых лазеров .....	209
7.4.1. Лазеры на гомо- и гетеропереходах .....	209
7.4.2. Диодные лазеры на квантовых ямах .....	210
7.4.3. Лазеры с распределенной обратной связью (DFB) .....	212

7.4.4. Диодные лазеры с волноводной структурой зоны усиления .....	213
7.4.5. Лазеры с вертикальным резонатором (поверхностно-излучающие лазеры) .....	214
7.4.6. Лазеры с внешним вертикальным резонатором .....	215
7.4.7. Диодные лазеры с внешним резонатором .....	216
7.4.8. Диодные лазеры с оптической накачкой .....	217
7.4.9. Диодные лазеры с электронной накачкой .....	219
7.4.10. Квантово-каскадные лазеры .....	219
7.5. Характеристики диодных лазеров .....	223
7.5.1. Пороговый ток .....	223
7.5.2. Расходимость излучения .....	224
7.5.3. Ширина спектральной линии .....	225
7.5.4. Поляризации луча .....	226

### Глава восьмая

<b>Другие типы лазеров .....</b>	<b>229</b>
8.1. Жидкостные лазеры .....	229
8.1.1. Жидкостные лазеры с активными ионами редкоземельных металлов .....	229
8.1.2. Жидкостные лазеры на органических красителях .....	230
8.2. Рекомбинационные лазеры рентгеновского диапазона .....	234
8.3. Лазеры на свободных электронах .....	237

## ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СО СРЕДАМИ

#### Глава девятая

<b>Распространение лазерного излучения в атмосфере .....</b>	<b>245</b>
9.1. Молекулярное поглощение .....	247
9.2. Молекулярное рассеяние .....	248
9.3. Ослабление на аэрозоле .....	249
9.4. Атмосферная турбулентность .....	251
9.5. Численные оценки влияния атмосферы .....	252
9.5.1. Оценка влияния газового состава .....	252
9.5.2. Оценка ослабления на аэрозоле .....	253
9.5.3. Оценка влияния осадков .....	254
9.5.4. Оценка влияния турбулентности .....	255
9.5.5. Сочетание ослабляющих факторов в атмосфере .....	257
9.6. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере .....	260
9.6.1. Физические основы теплового самовоздействия .....	261
9.6.2. Математическая модель теплового самовоздействия .....	262
9.6.3. Программное моделирование распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии .....	262

#### Глава десятая

<b>Распространение лазерного излучения в воде .....</b>	<b>267</b>
10.1. Поглощение и рассеяние излучения в воде .....	267
10.2. Помеха обратного рассеяния .....	270
10.3. Метод стробирования по дальности .....	271

*Глава одиннадцатая*

<b>Нелинейные эффекты в лазерной оптике</b> .....	275
11.1. Самофокусировка. Эффект Керра. Филаментация лазерного излучения .....	276
11.1.1. Термолинзирование в лазерных кристаллах и стеклах .....	276
11.1.2. Эффект Керра .....	277
11.1.3. Филаментация .....	279
11.2. Генерация второй оптической гармоники .....	280
11.3. Вынужденное комбинационное рассеяние .....	281
11.4. Обращение волнового фронта .....	282

*Глава двенадцатая*

<b>Воздействие лазерного излучения на материалы</b> .....	286
12.1. Нагрев и испарение .....	286
12.2. Лазерная абляция .....	289
12.3. Фотоядерные процессы .....	293
<b>Заключение</b> .....	297
<b>Ответы к задачам</b> .....	298

*Анатолий Сергеевич БОРЕЙШО,  
Станислав Витальевич ИВАКИН*

## **ЛАЗЕРЫ: УСТРОЙСТВО И ДЕЙСТВИЕ**

*Учебное пособие*

Зав. редакцией инженерно-технической  
литературы *Т. Ф. Гаврильева*  
Ответственный редактор *С. В. Макаров*  
Технический редактор *Е. С. Крюков*  
Корректор *Т. А. Кошелева*  
Подготовка иллюстраций *А. П. Маркова*  
Верстка *М. И. Хетерели*  
Выпускающие *Т. С. Симонова, Н. А. Крылова*

ЛР № 065466 от 21.10.97  
Гигиенический сертификат 78.01.07.953.П.007216.04.10  
от 21.04.2010 г., выдан ЦГСЭН в СПб

**Издательство «ЛАНЬ»**  
lan@lanbook.ru; www.lanbook.com  
196105, Санкт-Петербург, пр. Юрий Гагарина, д. 1, лит. А  
Тел./факс: (812) 336-25-09, 412-92-72.  
Бесплатный звонок по России: 8-800-700-40-71

### **ГДЕ КУПИТЬ**

#### **ДЛЯ ОРГАНИЗАЦИЙ:**

*Для того, чтобы заказать необходимые Вам книги, достаточно обратиться  
в любую из торговых компаний Издательского Дома «ЛАНЬ»:*

**по России и зарубежью**  
«ЛАНЬ-ТРЕЙД». 192029, Санкт-Петербург, ул. Крупской, 13  
тел.: (812) 412-85-78, 412-14-45, 412-85-82; тел./факс: (812) 412-54-93  
e-mail: trade@lanbook.ru; ICQ: 446-869-967  
www.lanubl.spb.ru/price.htm

**в Москве и в Московской области**  
«ЛАНЬ-ПРЕСС». 109263, Москва, 7-я ул. Текстильщиков, д. 6/19  
тел.: (499) 178-65-85; e-mail: lanpress@lanbook.ru

**в Краснодаре и в Краснодарском крае**  
«ЛАНЬ-ЮГ». 350901, Краснодар, ул. Жлобы, д. 1/1  
тел.: (861) 274-10-35; e-mail: lankrd98@mail.ru

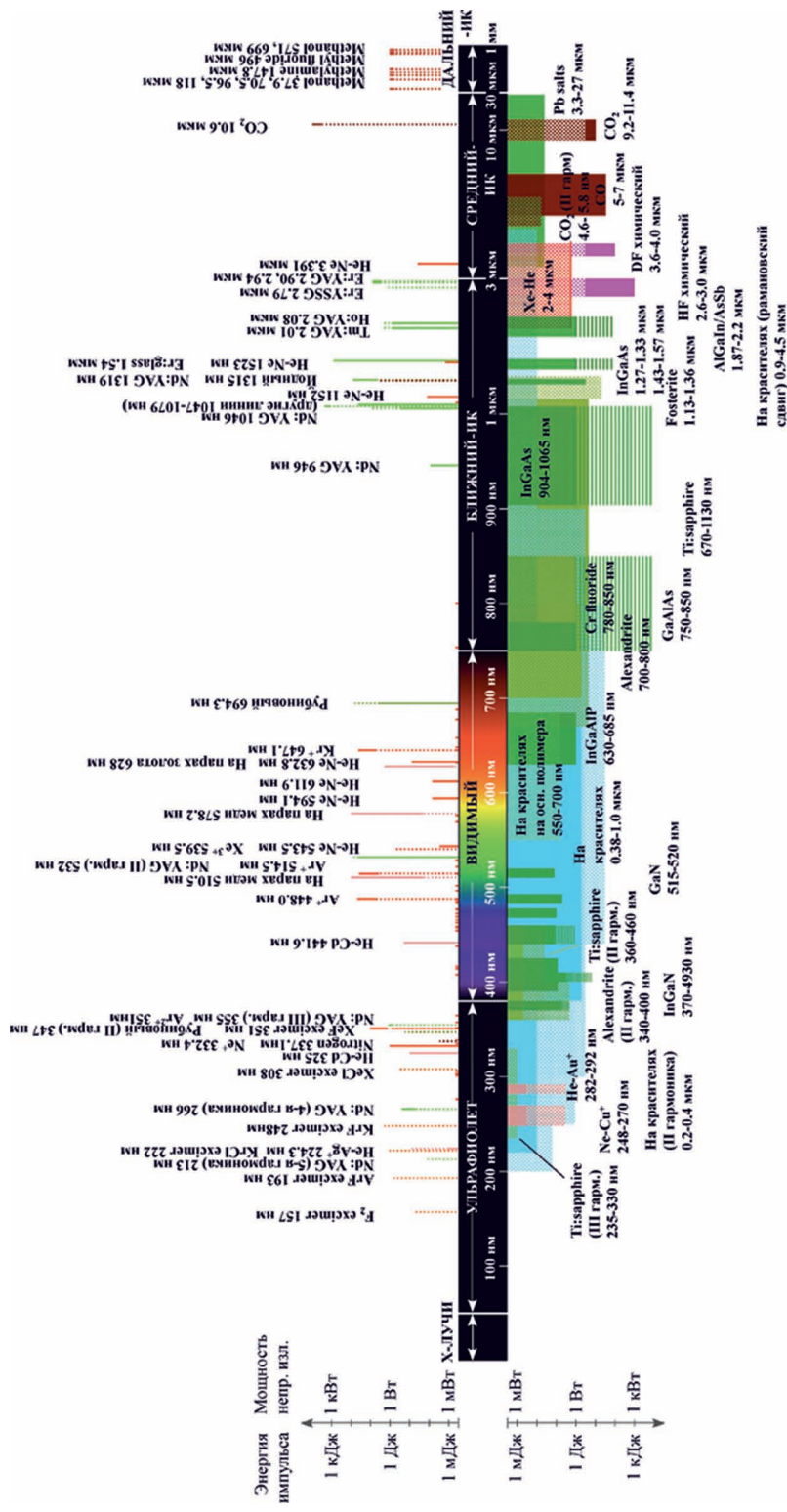
#### **ДЛЯ РОЗНИЧНЫХ ПОКУПАТЕЛЕЙ:**

*интернет-магазин*  
**Издательство «Лань»: <http://www.lanbook.com>**  
*магазин электронных книг*  
**Global F5: <http://globalf5.com/>**

Подписано в печать 24.02.16.  
Бумага офсетная. Гарнитура Школьная. Формат 70×100<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Печать офсетная. Усл. п. л. 24,70. Тираж 200 экз.

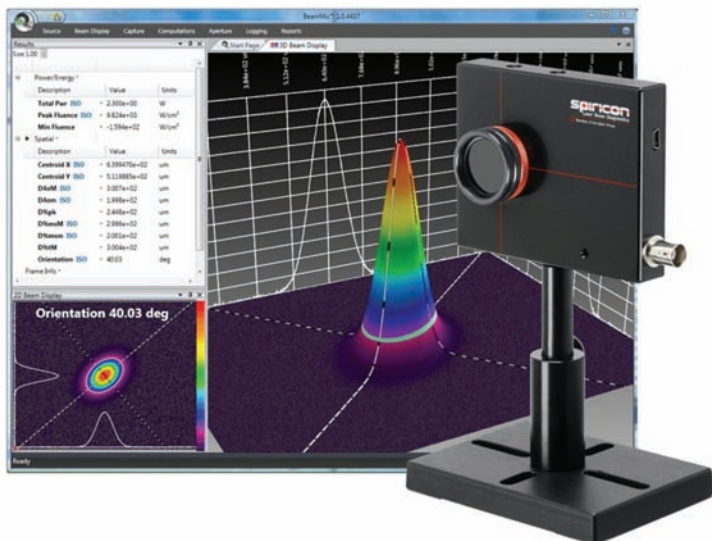
Заказ № 031-16.  
Отпечатано в полном соответствии  
с качеством предоставленного оригинал-макета  
в ПАО «Т8 Издательские Технологии».  
109316, г. Москва, Волгоградский пр., д. 42, к. 5.





Ил. 1

Спектр доступных лазерных систем, их длины волн и активные среды



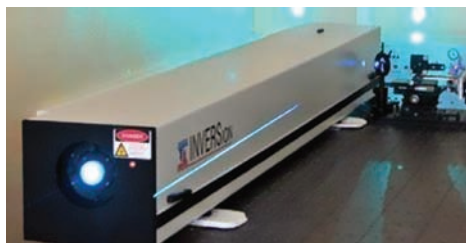
Ил. 2

Анализатор профиля лазерного пучка Spiricon компании Orphir. Прибор представляет собой измерительную головку с матричным сенсором (CCD-камера), позволяющую с помощью прилагаемой программы регистрировать распределение интенсивности в сечении лазерного луча



Ил. 3

Гелий-неоновый лазер (ОАО «Плазма»)



Ил. 4

Аргонный ионный лазер «Инверсия» мощностью 20–40 Вт («Инверсия-Файбер»)



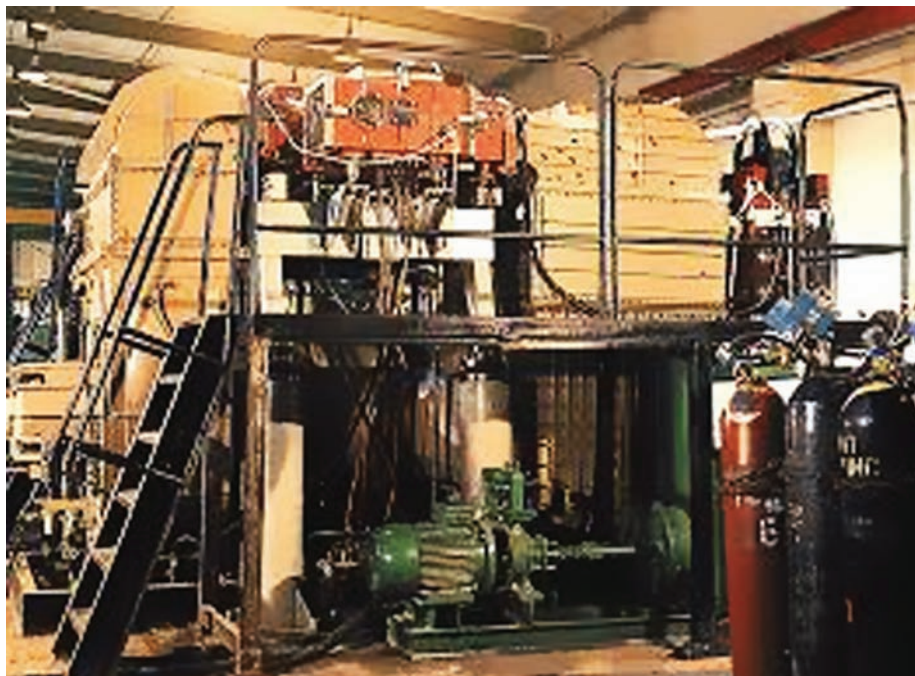
Ил. 5

Лазер на парах меди «Кулон-15-М» с мощностью излучения 15 Вт (НПП ВЭЛИТ)



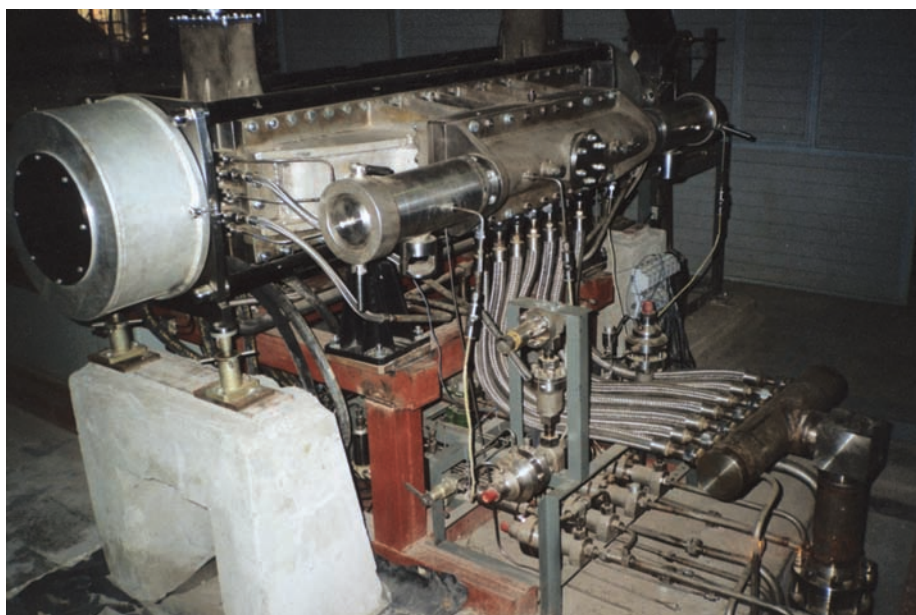
Ил. 6

Волноводный CO<sub>2</sub>-лазер LCD 50W (ОАО «Плазма»)



Ил. 7

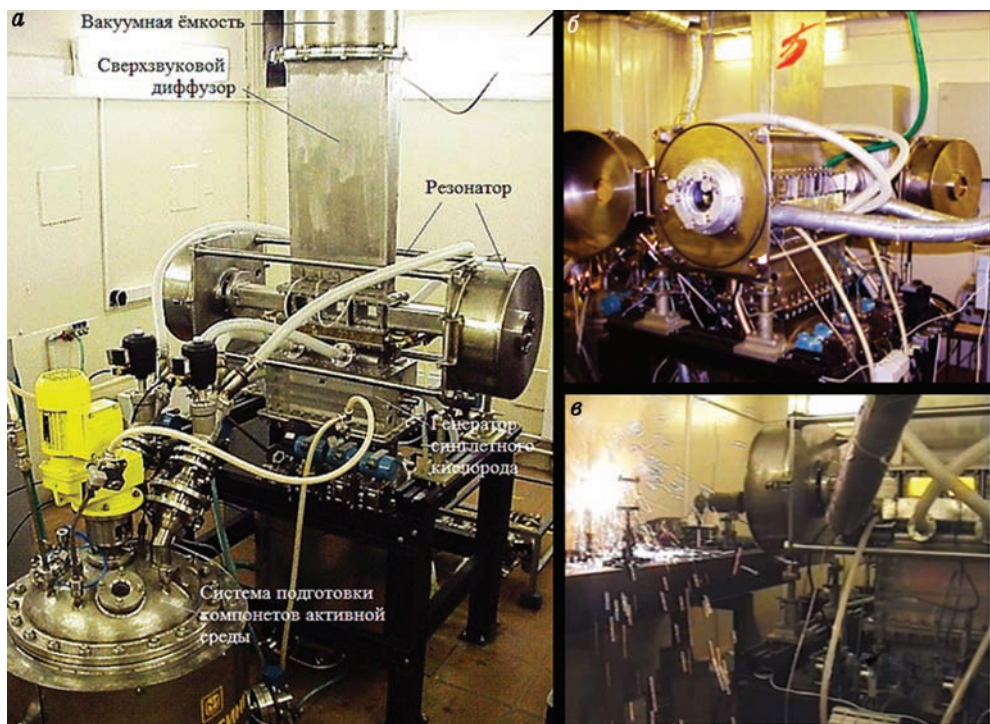
Непрерывный  $\text{CO}_2$ -лазер «Славянка» с поперечной прокачкой и мощностью излучения 15 кВт (НИИЭФА им. Д. В. Ефремова)



Ил. 8

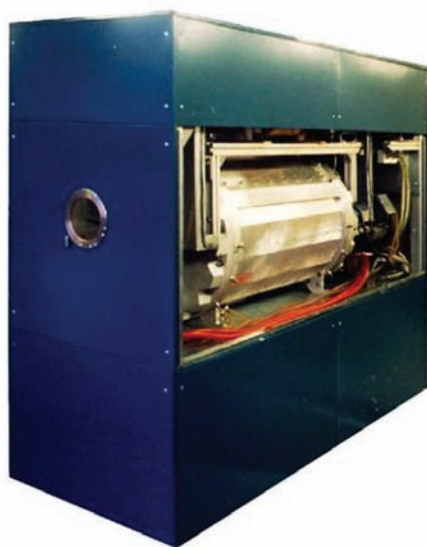
$\text{CO}_2$ -газодинамический лазер с мощностью излучения 100 кВт на продуктах сгорания толуола с воздухом (НПП «Лазерные системы»)





Ил. 9  
Химический кислородно-йодный лазер мощностью 15 кВт  
(НПП «Лазерные системы»):

*a* — общий вид лазера; *б* — лазерная камера и резонатор; *в* — воздействие лазерного луча на металлическую пластину.



Ил. 10  
XeCl-эксимерный лазер большой мощности (ГНЦ РФ ТРИНИТИ)



а)

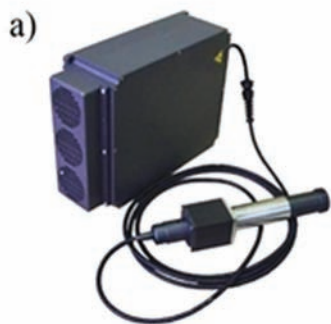


б)

Ил. 11

Титан-сапфировые лазеры. Производства компаний:

а — ООО «Техноскан»; б — ООО «Авеста-Проект».



а)



б)



в)

Ил. 12

Волоконные лазеры (НТО ИРЭ=Полус):

а — импульсный иттербиевый волоконный лазер ИЛИ-1-50; б — квазинепрерывный волоконный лазер QCW; в — промышленные лазеры серии ЛС мощностью 8, 4 и 2 кВт компании «ИРЭ-Полус».



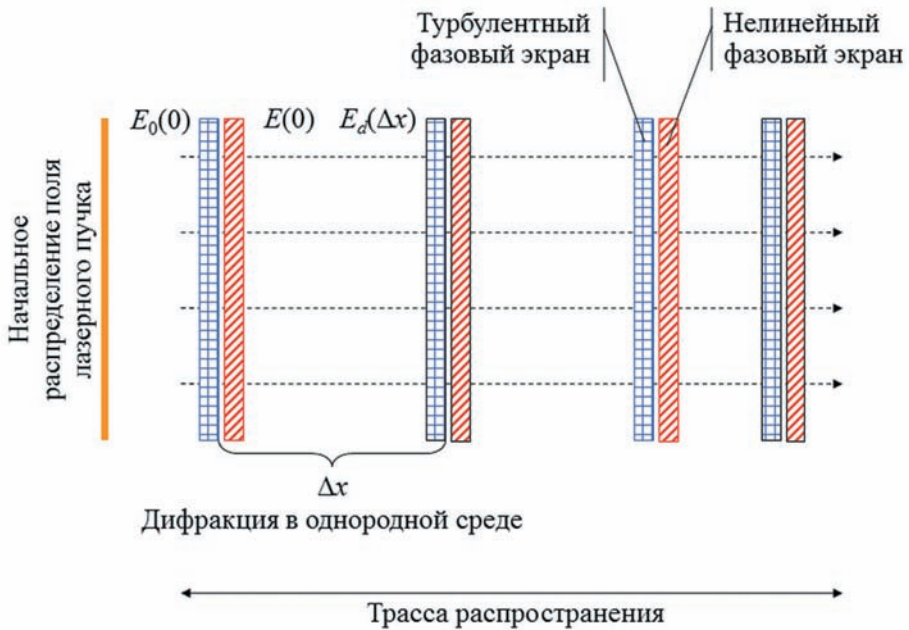
Ил. 13  
Непрерывный одночастотный лазер на красителях (ООО «Техноскан»)



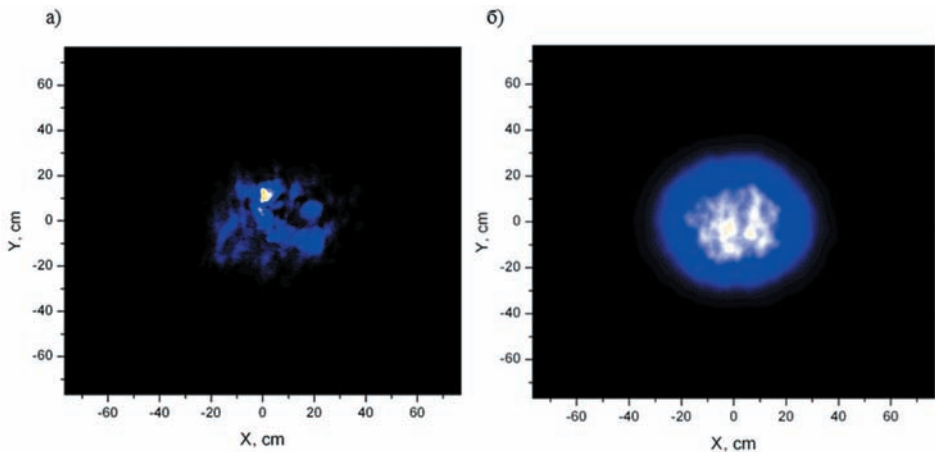
Ил. 14  
Фотография первой очереди новосибирского лазера на свободных электронах



Ил. 15  
Проект Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах XFEL

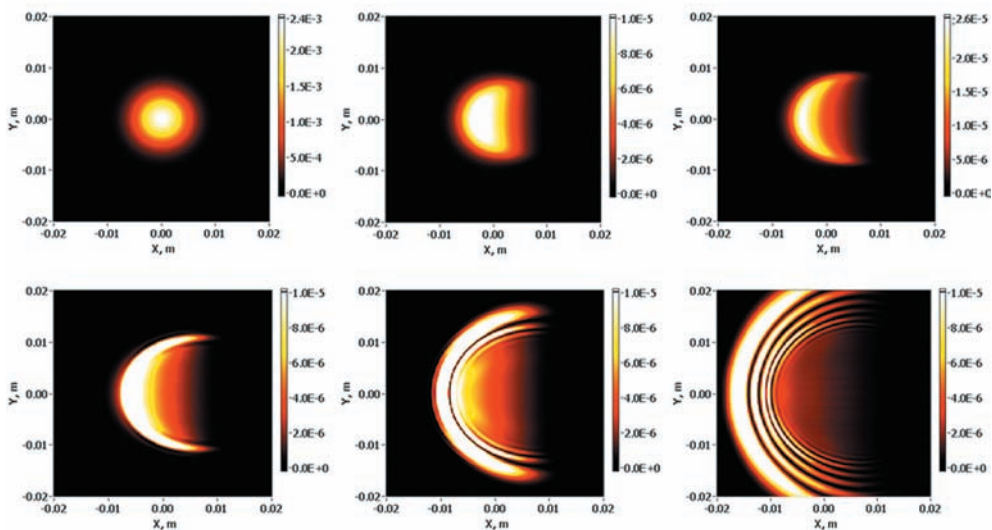


Ил. 16  
 Моделирование распространения лазерного пучка  
 в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии

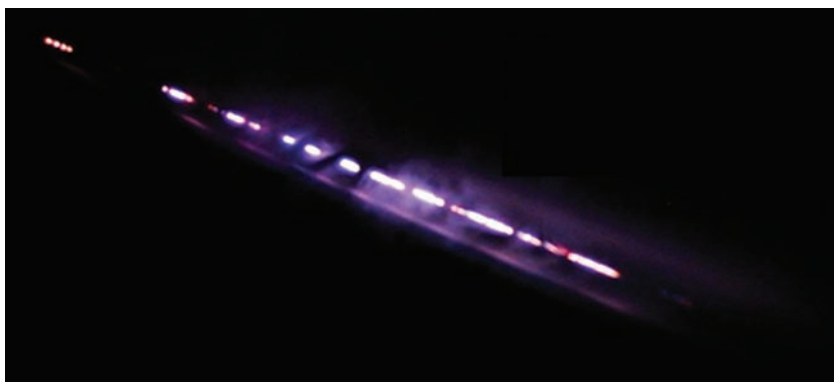


Ил. 17  
 Моделирование прохождения излучения через атмосферу  
 в условиях турбулентности и теплового самовоздействия (программный пакет ИОА  
 им. В. Е. Зуева РАН):  
 а — мгновенное распределение интенсивности; б — долгая экспозиция распределения интенсивности.

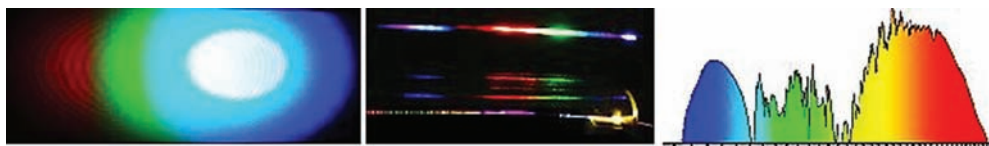




Ил. 18  
 Моделирование теплового самовоздействия коллимированного пучка  
 (программный пакет ИОА им. В. Е. Зуева РАН)



Ил. 19  
 Пример филаментов, образованных фемтосекундным лазерным импульсом



Ил. 20  
 Суперконтинуум и его спектр