

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования  
**«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

---

**В.Ф. Лосев**

## **МОЩНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ**

*Рекомендовано в качестве учебного пособия  
Редакционно-издательским советом  
Томского политехнического университета*

Издательство  
Томского политехнического университета  
2009

УДК 621.373.826.038.823 (075.8)  
ББК 32.86-5я73  
Л79

**Лосев В.Ф.**

Л79      Мощные газовые лазеры: учебное пособие / В.Ф. Лосев. —  
Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2009. —  
110 с.

В учебном пособии изложены основы взаимодействия оптического излучения с веществом, рассматриваются принципы работы мощных газовых лазеров, основные физические процессы в лазерных активных средах, свойства лазерного излучения и методы управления им, способы создания активных сред, методы формирования мощных лазерных импульсов с высоким качеством излучения.

Разработано в рамках реализации Инновационной образовательной программы ТПУ по направлению "Энергосберегающие, базовые, специальные и промышленные электроразрядные, радиационные и плазменно-пучковые технологии" и предназначено для студентов физико-технических специальностей.

**УДК 621.373.826.038.823 (075.8)**  
**ББК 32.86-5я73**

*Рецензент*

Доктор физико-математических наук  
ведущий научный сотрудник ИСЭ СО РАН

*В.М. Орловский*

© Лосев В.Ф., 2009  
© Томский политехнический университет, 2009  
© Оформление. Издательство Томского  
политехнического университета, 2009

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	5
Глава I	
<b>ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ, СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И АКТИВНОЙ СРЕДЫ .....</b>	<b>7</b>
1.1. Три основных процесса взаимодействия излучения с веществом .....	7
1.2. Принцип прохождения волны через среду .....	10
1.3. Схемы накачки и лазерной генерации .....	12
1.4. Свойства лазерного излучения .....	15
1.4.1. Монохроматичность лазерного излучения .....	15
1.4.2. Когерентность лазерного излучения .....	15
1.4.3. Направленность лазерного излучения .....	17
1.4.4. Яркость лазерного излучения .....	18
1.5. Свойства активной среды .....	19
Глава 2	
<b>ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ .....</b>	<b>22</b>
2.1. Резонаторы с плоскими зеркалами .....	22
2.2. Резонаторы со сферическими зеркалами .....	25
2.3. Схемы резонаторов для формирования одномодового пучка .....	31
2.4. Схемы лазеров с модуляцией добротности резонатора .....	33
2.5. Усиление лазерного излучения .....	36
2.6. Расходимость излучения лазерного пучка .....	38
2.7. Формирование высококогерентного излучения в эксимерных лазерах .....	39
2.7.1. Узкополосное излучение с малой расходимостью в задающем генераторе .....	39
2.7.2. Расходимость излучения в мощных лазерах с неустойчивым резонатором .....	43
2.7.3. Режим инжекционной синхронизации .....	50
2.7.4. Использование нелинейной среды в эксимерных лазерных системах .....	56
2.7.4.1. Вынужденное комбинационное рассеяние света .....	56
2.7.4.2. Вынужденное рассеяние Манделъштама–Бриллюэна .....	58
2.7.4.3. Использование в эксимерных лазерах ВРМБ-среды .....	59
2.7.4.4. Обращение волнового фронта .....	59
2.7.4.5. Влияние турбулентности атмосферы на изменение расхо- димости лазерного пучка и возможность компенсации этой неоднородности с помощью ОВФ при ВРМБ .....	62

2.7.4.6. Формирование короткой длительности импульса излучения ХеС1-лазера при ВРМБ .....	65
2.7.4.7. Формирование излучения в резонаторе с ВРМБ-средой ...	69
2.7.4.8. Преобразование излучения УФ-лазеров в процессе ВКР ...	73
Глава 3	
<b>МОЩНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ .....</b>	<b>75</b>
3.1. Экимерные лазеры .....	75
3.1.1. Общая характеристика .....	75
3.1.2. Механизм генерации лазера на молекуле KrF .....	77
3.1.3. Схемы предыонизации разрядного промежутка .....	78
3.1.4. Электрические схемы возбуждения газовой смеси .....	80
3.1.5. Прокачка лазерной смеси в разрядном промежутке .....	83
3.1.6. Экимерные лазеры, разработанные в городе Томске .....	85
3.1.6.1. Частотные электроразрядные лазеры .....	85
3.1.6.2. Лазеры с накачкой электронным пучком .....	87
3.2. Азотные лазеры .....	91
3.2.1. Принцип работы азотного лазера .....	91
3.2.2. Описание азотного лазера NL-1-100 .....	93
3.3. Электроразрядные СО <sub>2</sub> -лазеры .....	95
3.3.1. Общая характеристика .....	95
3.3.2. Механизм создания инверсии в СО <sub>2</sub> -лазерах .....	96
3.3.3. Конструкции СО <sub>2</sub> -лазеров и способы их возбуждения .....	98
3.3.4. Схемы питания СО <sub>2</sub> -лазера с продольным разрядом .....	107
3.4. Элементная база ультрафиолетовых лазеров .....	108
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....</b>	<b>109</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Газовые лазеры представляют собой один из наиболее широко распространенных типов квантовых генераторов. Их отличительными особенностями являются высокая стабильность частоты, временная и пространственная когерентность излучения, разнообразие способов создания инверсной населенности, а также возможность регулировать мощность излучения в очень широких пределах за счет отсутствия ограничения на размер активной среды. Эти приборы конструктивно просты и благодаря возможности менять газ и способу накачки генерируют в очень широком спектральном интервале (150...10 000 нм). В газовых лазерах низкого давления инверсная населенность создается в процессе тлеющего разряда. В газовых лазерах высокого давления (единицы атмосфер) используется объемный разряд с предварительной ионизацией газов. При этом удается получить мощность излучения на несколько порядков больше за счет увеличения концентрации атомов и молекул газа.

Вот уже более четырех десятков лет не ослабевает интерес исследователей и инженеров к таким лазерам. За это время уровень выходной мощности газовых лазеров достиг сотен киловатт в непрерывном режиме и десятков тераватт — в импульсном. Такие лазеры нашли применение в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу, технологиях обработки материалов, военных приложениях, системах связи, навигации, в медицине, дистанционном анализе газа и т. д. Причем по мере развития газовых лазеров круг их применения все более расширяется. Отечественная промышленность производит определенный ассортимент газовых лазеров. Однако это в основном лазеры, работающие в непрерывном режиме. Существенно хуже состояние дела с освоением импульсных газовых лазеров с высоким давлением газа. Связано это с необходимостью использовать зеркала с высокой лучевой стойкостью, которых наша промышленность выпускает мало, и коммутировать большие импульсные токи, со сложностью разработки систем возбуждения газа, особенно когда речь идет об импульсных ускорителях электронов, и т. д.

В газовых лазерах, о которых пойдет речь в этом пособии, используются энергетические переходы между уровнями молекул. В зависимости от типа лазера (молекулы) можно рассматривать следующие два класса.

Во-первых, это лазеры на колебательно-вращательных переходах. В таких лазерах используются переходы между колебательными уровнями одного и того же электронного состояния (основного состояния). Разница энергий между уровнями перехода такого типа (см. разд. 2.9) означает, что эти лазеры генерируют в среднем и далеком инфракрасном (ИК) спектральном диапазоне (5...300 мкм). В настоящее время наиболее эффективным и мощным лазером этого класса является  $\text{CO}_2$ -лазер, генерирующий на длине волны 10,6 или 9,5 мкм. Следует упомянуть и другие примеры: CO-лазер ( $\lambda \sim 5$  мкм) и химический HF-лазер ( $\lambda \sim 2,7...3,3$  мкм).

Во-вторых, это лазеры на электронно-колебательных переходах. В таких лазерах используются переходы между колебательными уровнями различных электронных состояний молекулы. В этом случае длина волны генерации обычно попадает в ультрафиолетовую (УФ) область спектра. Наиболее интересный пример этой категории лазеров с точки зрения эффективности и мощности представляют эксимерные лазеры ( $\lambda \sim 170...350$  нм). В этих лазерах используются переходы между различными электронными состояниями специальных молекул (эксимеров) с длиной волны излучения, как правило, в УФ-диапазоне. Однако, используются не только переходы между связанными состояниями (связанно-связанные переходы), но и (на самом деле даже чаще) переходы между связанным верхним состоянием и основным состоянием, в котором атомы отталкиваются друг от друга (связанно-свободные переходы). Поэтому целесообразно рассматривать эти лазеры как самостоятельную категорию. Интересен также азотный лазер ( $\lambda = 337,1$  нм), который относится к лазерам на электронно-колебательных переходах. Он не столь эффективен, как эксимерный лазер, но отличается простотой и дешевизной.

# ГЛАВА I

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ, СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И АКТИВНОЙ СРЕДЫ

В данной главе рассматривается на уровне элементарных процессов взаимодействие оптического излучения с квантовыми системами (электронами). В качестве простейшей квантовой системы выбран связанный электрон, состояния которого характеризуются относительно малым числом энергетических уровней.

### 1.1. Три основных процесса взаимодействия излучения с веществом

Основные процессы взаимодействия излучения с веществом (поглощение, спонтанное испускание, индуцированное испускание) рассмотрим на примере следующей задачи. Предположим, что внутри полости, имитирующей абсолютно черное тело, находится равновесный невырожденный газ квантовых систем, каждая из которых есть связанный электрон всего лишь с двумя энергетическими уровнями. Равновесное излучение, находящееся внутри полости, взаимодействует с равновесной группой связанных электронов. Пусть  $E_1$  и  $E_2$  — энергии уровней электрона, а  $g_1$  и  $g_2$  — кратность вырождения на  $i$ -м уровне. Число электронов в единице объема, находящихся на  $i$ -м уровне, обозначим через  $n_i$ . Поскольку группа электронов равновесна и невырождена, то

$$n_i = g_i \exp(-E_i/kT), \quad (1.1)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура среды.

Взаимодействие излучения с квантовыми системами проявляется в процессах поглощения и испускания на частоте  $\omega_{12} = (E_2 - E_1)/h$ , где  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с — постоянная Планка. Пусть  $\omega_a$  и  $\omega_r$  — отнесенные к единице времени вероятности, соответственно, поглощения и испускания. При поглощении излучения электрон переходит с уровня 1 на уро-

вень 2; число таких переходов в единицу времени в единице объема равно  $n_1\omega_a$ . При испускании излучения электрон переходит с уровня 2 на уровень 1; число переходов равно  $n_2\omega_r$ . При наличии равновесия указанные числа переходов взаимно равны:  $n_1\omega_a = n_2\omega_r$ . Подставляя сюда (1.1), находим

$$(g_1/g_2)\exp(h\omega_{12}/kT) = \omega_1\omega_a. \quad (1.2)$$

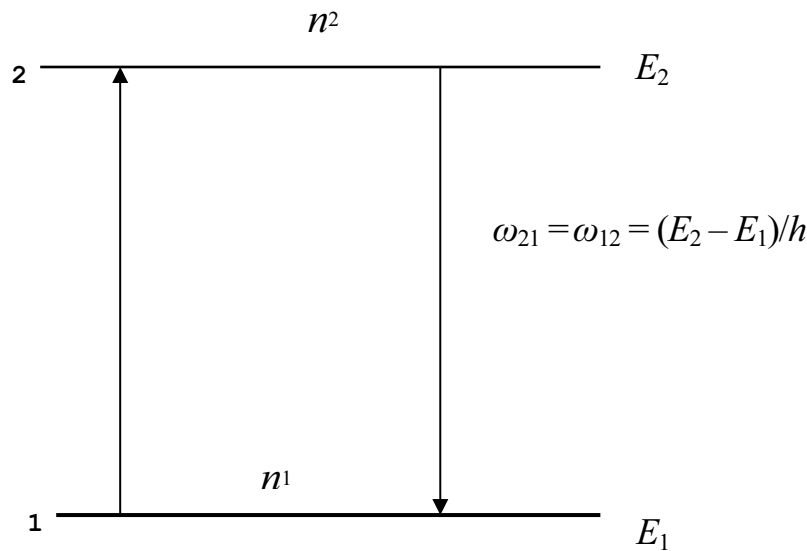


Рис. 1.1. Двухуровневая система перехода электрона

Вероятность поглощения  $\omega_a$  тем больше, чем больше плотность излучения на частоте  $\omega_{12}$ . Поэтому представим

$$\omega_a = B_{12}\rho(\omega_{12}), \quad (1.3)$$

где  $B_{12}$  – некоторый коэффициент.

Учитывая (1.2) и (1.3), представим вероятность испускания  $\omega_r$  в следующем виде:

$$\omega_r = A_{21} + B_{21}\rho(\omega_{12}). \quad (1.4)$$

Действительно, при достаточно больших температурах, когда  $kT > h\omega_{12}$ , согласно (1.2) получаем  $\omega_r \sim \omega_a$ , причем величина  $\omega_a$ , а следовательно, и  $\omega_r$  должны с увеличением температуры возрастать.

Первое слагаемое в правой части (1.4)  $A_{21}$  описывает спонтанное (самопроизвольное) испускание, второе  $B_{21}\rho(\omega_{12})$  – индуцированное (вынужденное) испускание.

Подчеркнем, вероятность индуцированного испускания пропорциональна плотности излучения. Иначе говоря, электрон испускает тем «охотнее», чем более интенсивное излучение с ним взаимодействует.

Итак, существуют три основных процесса взаимодействия: поглощение излучения ( $\omega_a = B_{12}\rho(\omega_{12})$ ), спонтанное испускание излучения



( $\omega_{sr} = A_{21}$ ), индуцированное испускание излучения ( $\omega_{ir} = B_{21}\rho(\omega_{12})$ ). Спонтанное испускание происходит случайным, независимым образом. Индуцированное испускание есть, как и поглощение, стимулированный процесс, он управляется полем излучения.

Входящие в (1.3) и (1.4) коэффициенты  $B_{12}$ ,  $B_{21}$ ,  $A_{21}$  называют *коэффициентами Эйнштейна*. Они не зависят от температуры и плотности излучения. Заметим, что цифры индексов у этих коэффициентов принято ставить в определенном порядке: первая цифра отвечает начальному, а вторая конечному уровню для рассматриваемого перехода.

Существует определенная связь между коэффициентами Эйнштейна. Эту связь можно выразить из соотношений (1.2), (1.3) и (1.4).

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}, \quad (1.5)$$

$$A_{21}/B_{21} = h\omega_{12}^3/\pi^2 c^3. \quad (1.6)$$

Поскольку коэффициенты Эйнштейна не зависят от температуры, то результат (1.5) будет справедлив при любой температуре. Это есть первое соотношение между коэффициентами Эйнштейна.

Выражение (1.6) носит название второго соотношения между коэффициентами Эйнштейна.

Итак, на основе весьма общих рассуждений удается установить два соотношения между коэффициентами Эйнштейна и тем самым связать друг с другом вероятности различных процессов. Выше нами были даны основные понятия процессов поглощения спонтанного и вынужденного излучений. На языке фотонов эти процессы можно описать следующим образом:

- 1) в процессе спонтанного излучения атом, испуская фотон, переходит с уровня 2 на уровень 1;
- 2) в процессе вынужденного излучения падающий фотон вызывает переход  $2 \rightarrow 1$ , в результате чего мы получаем два фотона (падающий плюс испущенный);
- 3) в процессе поглощения падающий фотон поглощается, вызывая переход  $1 \rightarrow 2$ .

## 1.2. Принцип прохождения волны через среду

Рассмотрим два произвольных энергетических уровня 1 и 2 в какой-либо среде с соответствующими населенностями  $N_1$  и  $N_2$ . Пусть в этой среде в направлении оси  $z$  распространяется плоская волна с интенсивностью, соответствующей плотности потока фотонов  $F$ . Тогда изменение плотности потока  $dF$ , обусловленное как процессами вынужденного излучения, так и процессами поглощения, в слое  $dz$  (заштрихованная область на рис. 1.2) определяется уравнением

$$dF = \sigma F(N_2 - N_1)dz. \quad (1.7)$$

Из уравнения (1.7) следует, что в случае  $N_2 > N_1$  среда ведет себя как усиливающая (т. е.  $dF/dz > 0$ ), а в случае  $N_2 < N_1$  — как поглощающая. Известно, что при термодинамическом равновесии населенности энергетических уровней описываются статистикой Больцмана. Так, если  $N_1$  и  $N_2$  — населенности двух уровней при термодинамическом равновесии, то мы имеем

$$N_2/N_1 = \exp[-(E_2 - E_1)/kT], \quad (1.8)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, а  $T$  — абсолютная температура среды.

Таким образом, мы видим, что в случае термодинамического равновесия  $N_2 < N_1$ . В соответствии с (1.7) среда поглощает излучение на частоте  $\nu$ , что обычно и происходит. Однако если удастся достигнуть неравновесного состояния, для которого  $N_2 > N_1$ , то среда будет действовать как усилитель. В этом случае будем говорить, что в среде существует *инверсия населенностей*, имея в виду, что разность населенностей  $(N_2 - N_1) > 0$  противоположна по знаку той, которая существует в обычных условиях  $(N_2 - N_1 < 0)$ . Среду, в которой осуществлена инверсия населенностей, будем называть *активной средой*.

Если частота перехода  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  попадает в СВЧ-диапазон, то соответствующий усилитель называется *мазером*. Слово мазер (англ. maser) образовано из начальных букв слов следующей фразы: microwave amplification by stimulated emission of radiation — усиление микроволн вынужденным испусканием излучения. Если же частота перехода  $\nu$  соответствует оптическому диапазону, то усилитель называется *лазером*. Слово лазер (англ. laser) образовано аналогично, только начальная буква «м», происходящая от первой буквы в слове microwave, заменена буквой «л», происходящей от слова light (свет), — light amplification by stimulated emission of radiation (усиление света с помощью вынужденного излучения).

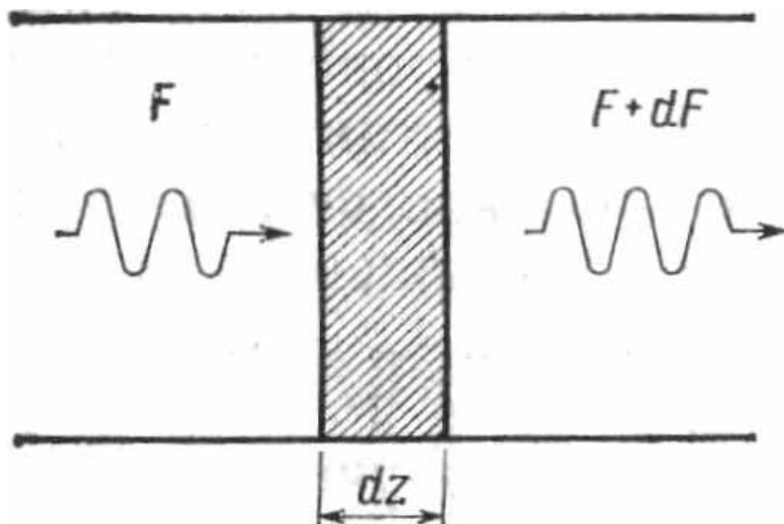


Рис. 1.2. Изменение плотности потока фотонов  $dF$  при прохождении плоской электромагнитной волны через слой вещества толщиной  $dz$

Для того чтобы усилитель превратить в генератор, необходимо ввести подходящую положительную обратную связь. В СВЧ-диапазоне это достигается тем, что активную среду помещают в объемный резонатор, имеющий резонанс при частоте  $\nu$ . В лазере обратную связь обычно получают размещением активной среды между двумя зеркалами с высоким коэффициентом отражения (например, между плоскопараллельными зеркалами, как показано на рис. 1.3).

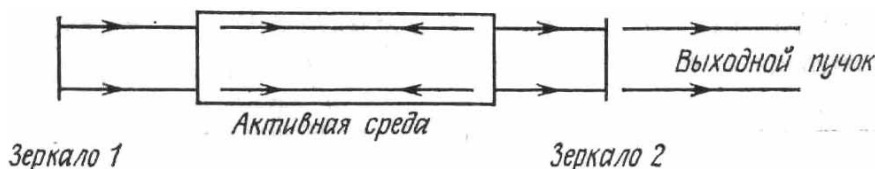


Рис. 1.3. Оптическая схема резонатора лазера

В этом случае плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении, перпендикулярном зеркалам, будет поочередно отражаться от них, усиливаясь при каждом прохождении через активную среду. Если одно из двух зеркал сделано частично прозрачным, то на выходе системы можно выделить пучок полезного излучения. Однако как в мазерах, так и в лазерах генерация возможна лишь при выполнении некоторого порогового условия. Например, в лазере генерация начинается тогда, когда усиление активной среды компенсирует потери в нем (скажем, потери, обусловленные частичным выходом излучения из резонатора через зеркало). В соответствии с выражением (1.7) усиление излучения за один проход в активной среде (т. е. отношение выходной и входной плотностей потока фотонов) равно:

$$I_{\text{вых}}/I_{\text{вх}} = \exp[\sigma(N_2 - N_1)l], \quad (1.9)$$

где  $l$  — длина активной среды. Если потери в резонаторе определяются только пропусканием зеркал, то порог генерации будет достигнут при выполнении условия

$$R_1 R_2 \exp[2\sigma(N_2 - N_1)l] = 1, \quad (1.10)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — коэффициенты отражения зеркал по интенсивности. Это условие показывает, что порог достигается тогда, когда инверсия населенностей приближается к некоторому критическому значению  $(N_2 - N_1)_{\text{кр}}$ , называемому *критической инверсией* и определяемому соотношением

$$(N_2 - N_1)_{\text{кр}} = -\ln(R_1 R_2)/2\sigma l. \quad (1.11)$$

Как только достигнута критическая инверсия, генерация разовьется из спонтанного излучения. Действительно, фотоны, которые спонтанно испускаются вдоль оси резонатора, будут усиливаться. Этот механизм и лежит в основе лазерного генератора, называемого обычно просто лазером. Однако теперь слово «лазер» широко применяется к любому устройству, испускающему вынужденное излучение, — будь то в дальнем или ближнем инфракрасном (ИК), ультрафиолетовом (УФ) и даже в рентгеновском спектральных диапазонах. В таких случаях мы будем говорить, соответственно, об инфракрасных, ультрафиолетовых и рентгеновских лазерах. Заметим также, что названия «твердотельный, жидкостный и газовый лазер» определяются агрегатным состоянием активной среды.

### 1.3. Схемы накачки и лазерной генерации

Рассмотрим задачу о том, каким образом в данной среде можно получить инверсию населенностей. На первый взгляд может показаться, что инверсию можно было бы создать при взаимодействии среды с достаточно сильной электромагнитной волной частоты  $\nu$ , определяемой выражением (1.1). Поскольку при термодинамическом равновесии уровень 1 заселен больше, чем уровень 2, поглощение преобладает над вынужденным излучением, т. е. под действием падающей волны происходит больше переходов  $1 \rightarrow 2$ , чем переходов  $2 \rightarrow 1$ , и можно надеяться осуществить таким путем инверсию населенностей. Однако не-

трудно заметить, что такой механизм работать не будет (по крайней мере в стационарных условиях). Когда наступят условия, при которых населенности уровней окажутся одинаковыми ( $N_2 = N_1$ ), процессы вынужденного излучения и поглощения начнут компенсировать друг друга и в соответствии с выражением (1.7) среда станет прозрачной. В такой ситуации обычно говорят о двухуровневом насыщении.

Таким образом, используя только два уровня, невозможно получить инверсию населенностей. Естественно, возникает вопрос: можно ли это осуществить с использованием более чем двух уровней из неограниченного набора состояний данной атомной системы? Мы увидим, что в этом случае ответ будет утвердительным, и можно будет, соответственно, говорить о трех и четырехуровневых лазерах в зависимости от числа рабочих уровней (рис. 1.4). В трехуровневом лазере (рис. 1.4, а) атомы каким-либо способом переводятся с основного уровня 1 на уровень 3. Если выбрана среда, в которой атом, оказавшийся в возбужденном состоянии на уровне 3, быстро переходит на уровень 2, то в такой среде можно получить инверсию населенностей между уровнями 2 и 1. В четырехуровневом лазере (рис. 1.4, б) атомы также переводятся с основного уровня (для удобства будем называть его нулевым) на уровень 3. Если после этого атомы быстро переходят на уровень 2, то между уровнями 2 и 1 может быть получена инверсия населенностей.

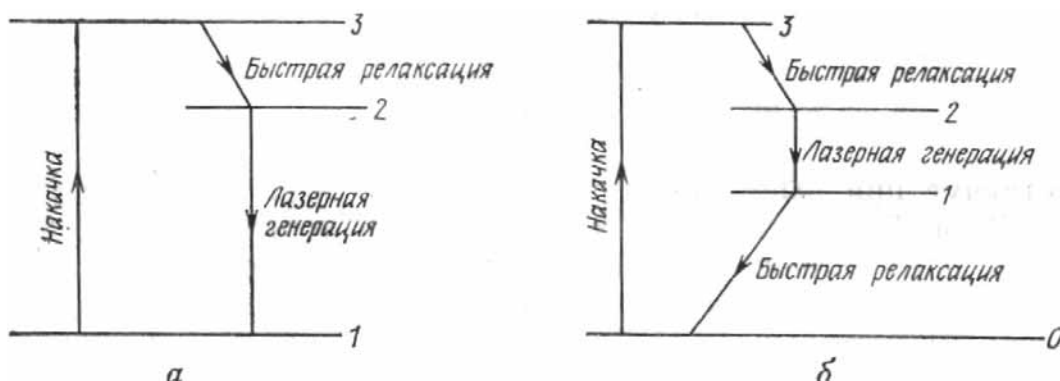


Рис. 1.4. Трехуровневая (а) и четырехуровневая (б) схема лазера

Когда в таком четырехуровневом лазере возникает генерация, атомы в процессе вынужденного излучения переходят с уровня 2 на уровень 1. Поэтому для непрерывной работы четырехуровневого лазера необходимо, чтобы частицы, оказавшиеся на уровне 1, очень быстро переходили на нулевой уровень.

Мы показали, каким образом можно использовать три или четыре энергетических уровня какой-либо системы для получения инверсии

населенностей. Будет ли система работать по трех- или четырехуровневой схеме (и будет ли она работать вообще!), зависит от того, насколько выполняются рассмотренные выше условия. Может возникнуть вопрос: зачем использовать четырехуровневую схему, если уже трехуровневая оказывается весьма эффективной для получения инверсии населенностей? Однако дело в том, что в четырехуровневом лазере инверсию получить гораздо легче. Чтобы убедиться в этом, прежде всего заметим, что разности энергий между рабочими уровнями лазера (рис. 1.4) обычно много больше, чем  $kT$ , и в соответствии со статистикой Больцмана [см., например, формулу (1.8)] почти все атомы при термодинамическом равновесии находятся в основном состоянии. Если мы теперь обозначим число атомов в единице объема среды как  $N_1$ , то в случае *трехуровневой* системы эти атомы первоначально будут находиться на уровне 1. Переведем теперь атомы с уровня 1 на уровень 3. Тогда с этого уровня атомы будут релаксировать с переходом на более низкий уровень 2. Если такая релаксация происходит достаточно быстро, то уровень 3 остается практически не заселенным. В этом случае, для того чтобы населенности уровней 1 и 2 сделать одинаковыми, на уровень 2 нужно перевести половину атомов  $N_1$ , расположенных первоначально на основном уровне. Инверсию населенностей будет создавать любой атом, переведенный на верхний уровень сверх этой половины от общего числа атомов. Однако в четырехуровневой схеме лазера, поскольку уровень 1 первоначально был также не заселенным, любой атом, оказавшийся в возбужденном состоянии, будет делать вклад в инверсию населенностей. Эти простые рассуждения показывают, что по возможности следует искать активные среды, работающие по четырехуровневой схеме. Для получения инверсии населенностей возможно, разумеется, использование и большего числа энергетических уровней.

Процесс, под действием которого атомы переводятся с уровня 1 на уровень 3 (в трехуровневой схеме лазера) или с уровня 0 на уровень 3 (в четырехуровневой схеме), называется *накачкой*. Имеется несколько способов, с помощью которых можно реализовать этот процесс на практике, например при помощи оптического излучения (оптическая накачка). В газовых лазерах накачка происходит обычно за счет электронного удара в электроразрядной или пучковой плазме.

## 1.4. Свойства лазерного излучения

Лазерное излучение характеризуется чрезвычайно высокой степенью монохроматичности, когерентности, направленности и яркости. К этим свойствам можно добавить генерацию световых импульсов малой длительности. Это свойство, возможно, менее фундаментально, но оно играет очень важную роль.

Рассмотрим теперь эти свойства подробнее.

### 1.4.1. Монохроматичность лазерного излучения

Не слишком вдаваясь в детали, можно сказать, что это свойство определяется двумя следующими обстоятельствами:

- 1) усиливаться может электромагнитная волна только с частотой  $\nu$ , определяемой выражением (1.1);
- 2) поскольку устройство из двух зеркал образует резонатор, генерация может возникать только на резонансных частотах этого резонатора.

Последнее обстоятельство приводит к тому, что ширина линии лазерного излучения часто бывает много уже (приблизительно на шесть порядков величины!), чем обычная ширина линии перехода  $2 \rightarrow 1$ , которая наблюдается при спонтанном излучении.

### 1.4.2. Когерентность лазерного излучения

Для любой электромагнитной волны можно определить два независимых понятия когерентности, а именно пространственную и временную когерентность.

Для того чтобы определить пространственную когерентность, рассмотрим две точки  $P_1$  и  $P_2$ , выбранные с таким условием, что в момент времени  $t = 0$  через них проходит волновой фронт некоторой электромагнитной волны, и пусть  $E_1(t)$  и  $E_2(t)$  — соответствующие электрические поля в этих точках. Согласно нашему условию, в момент времени  $t = 0$  разность фаз электрических полей в данных точках равна нулю. Если эта разность фаз остается равной нулю в любой момент времени  $t > 0$ , то говорят, что между двумя точками имеется полная когерентность. Если такое условие выполняется для любых пар точек волнового фронта, то данная волна характеризуется **полной пространственной когерентностью**. Практически для любой точки  $P'$ , если мы имеем достаточную корреляцию фаз, точка  $P_2$  должна располагаться внутри некоторой конечной области, включающей точку  $P'$ . В этом случае говорят,

что волна характеризуется *частичной пространственной когерентностью*, причем для любой точки  $P'$  можно соответственно определить область когерентности  $S_c(P)$ .

Для того чтобы определить временную когерентность, рассмотрим электрическое поле волны в данной точке  $P$  в моменты времени  $t$  и  $t+\tau$ . Если для данного интервала времени  $\tau$  разность фаз колебаний поля остается одной и той же в любой момент времени  $t$ , то говорят, что существует временная когерентность на интервале времени  $\tau$ . Если такое условие выполняется для любого значения  $\tau$ , то волна характеризуется полной временной когерентностью. Если же это имеет место лишь для определенного интервала времени  $\tau$ , такого, что  $0 < \tau < \infty$ , то волна характеризуется *частичной временной когерентностью* с временем когерентности  $\tau_0$  (рис. 1.5).

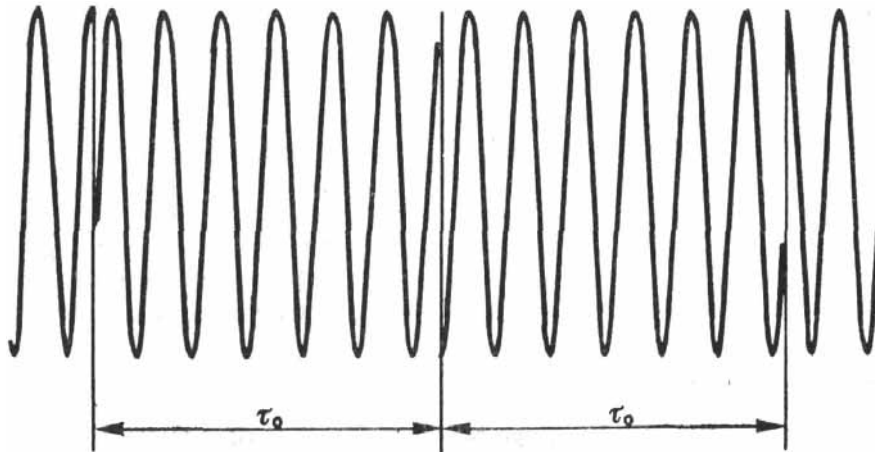


Рис. 1.5. Пример электромагнитной волны с временем когерентности порядка  $\tau_0$

Следует заметить, что понятия временной и пространственной когерентности на самом деле не зависят друг от друга. Действительно, можно привести примеры волны, имеющей полную пространственную когерентность, но лишь частичную временную когерентность, и наоборот. Если волна представляет электрические поля в точках  $P_1$  и  $P_2$ , рассмотренных выше, то пространственная когерентность в этих точках будет полной, в то время как временная когерентность лишь частичной.

В заключении этого раздела подчеркнем, что понятия пространственной и временной когерентности дают описание лазерной когерентности только в первом порядке. Для полного понимания различия между обычным источником света и лазером подобное рассмотрение очень существенно. Действительно, вследствие различия между соответствующими свойствами когерентности высших порядков лазерный пучок коренным образом отличается от традиционных источников света.



### 1.4.3. Направленность лазерного излучения

Это свойство является простым следствием того, что активная среда помещена в резонатор, например плоскопараллельный резонатор, показанный на рис. 1.3. В таком резонаторе могут поддерживаться только такие электромагнитные волны, которые распространяются вдоль оси резонатора или в очень близком к оси направлении. Для более глубокого понимания свойств направленности лазерных пучков (или в общем случае любой электромагнитной волны) удобно рассмотреть отдельно случаи, когда пучок обладает полной пространственной когерентностью и когда он имеет частичную пространственную когерентность.

Рассмотрим вначале пучок с полной пространственной когерентностью. Даже в этом случае пучок с конечной апертурой неизбежно расходится вследствие дифракции. Это нетрудно понять с помощью рис. 1.6.

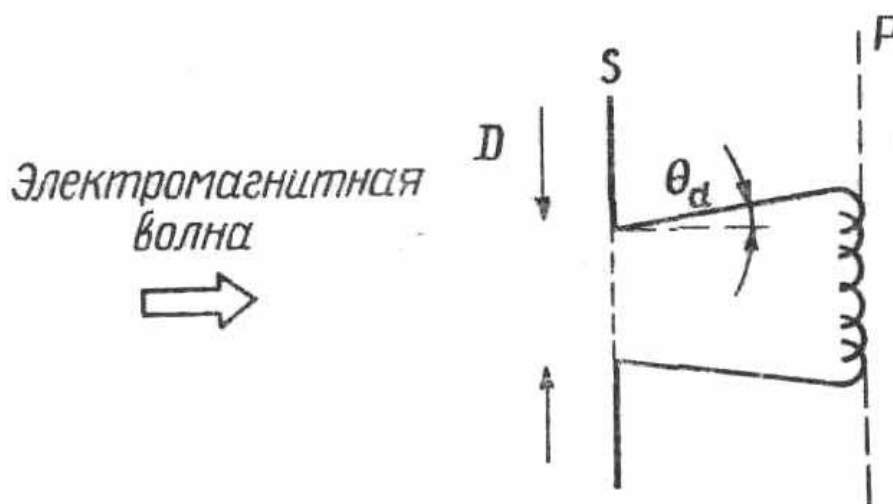


Рис. 1.6. Расходимость плоской электромагнитной волны при дифракции на отверстии.  $S$  – экран,  $D$  – диаметр отверстия в экране,  $P$  – плоскость

На этом рисунке пучок с постоянной интенсивностью и плоским волновым фронтом падает на экран  $S$ , в котором имеется отверстие диаметром  $D$ . Согласно принципу Гюйгенса волновой фронт в некоторой плоскости  $P$  за экраном может быть получен путем суперпозиции элементарных волн, излученных каждой точкой отверстия. Мы видим, что из-за конечного размера  $D$  отверстия пучок имеет конечную расходимость. Ее значение можно вычислить с помощью теории дифракции. Для произвольного распределения амплитуды имеем выражение для дифракционной расходимости:

$$Q_d = \beta\lambda/D, \quad (1.12)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $D$  — диаметр пучка. В соотношении (1.12)  $\beta$  — числовой коэффициент порядка единицы, значение которого зависит от формы распределения амплитуд и способа, каким определяется расходимость и диаметр пучка. Пучок, расходимость которого описывается выражением (1.12), называется *дифракционно-ограниченным*.

Если волна имеет частичную пространственную когерентность, то ее расходимость будет больше, чем минимальное значение расходимости, обусловленное дифракцией. Действительно, для любой точки  $P'$  волнового фронта принцип Гюйгенса (рис. 1.6) может быть применен только к точкам, расположенным в пределах области когерентности около  $P'$ . Таким образом, область когерентности действует как ограничивающая апертура для когерентной суперпозиции элементарных волн.

В заключении этого общего рассмотрения свойств направленности электромагнитных волн следует заметить, что при соответствующих условиях работы выходной пучок лазера можно сделать практически дифракционно-ограниченным.

#### 1.4.4. Яркость лазерного излучения

Определим яркость какого-либо источника электромагнитных волн как мощность излучения, испускаемого с единицы поверхности источника в единичный телесный угол. Точнее говоря, рассмотрим элемент площади  $dS$  поверхности источника в точке  $O$  (рис. 1.7).

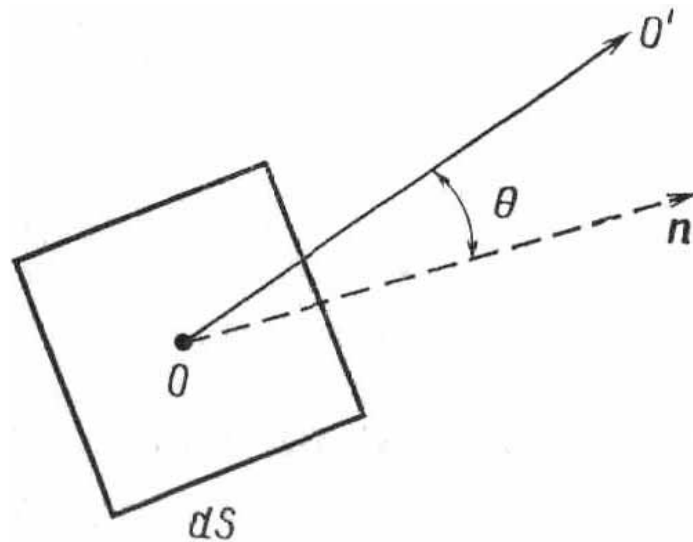


Рис. 1.7. Пространственная яркость источника электромагнитного излучения в точке  $O$

Мощность  $dP$ , излучаемая элементом поверхности  $dS$  в телесный угол  $d\theta$  в направлении  $OO'$ , может быть записана следующим образом:

$$dP = B \cos\theta dS, \quad (1.13)$$

где  $\theta$  – угол между направлением  $OO'$  и нормалью к поверхности  $n$ . Величина  $B$  зависит, как правило, от направления  $OO'$  и от положения точки  $O$ . Эта величина ( $B$ ) называется яркостью источника в точке  $O$  в направлении  $OO'$ .

В выражении (1.13) множитель  $\cos\theta$  обусловлен тем, что физически важной величиной является проекция  $dS$  на плоскость, перпендикулярную направлению  $OO'$ . Если  $B$  не зависит от  $\Omega$ , то говорят, что источник является изотропным (*источником Ламберта*). Яркость лазера даже небольшой мощности (например, несколько милливатт) на несколько порядков превосходит яркость обычных источников света. Это свойство в основном является следствием высокой направленности лазерного пучка.

На практике для вычисления яркости источника обычно пользуются следующим выражением:

$$B = P/2\theta S, \quad (1.14)$$

где  $P$  – мощность лазерного излучения,  $S$  – площадь излучаемой поверхности,  $2\theta$  – полная расходимость излучения (в стерadianах).

## 1.5. Свойства активной среды

Рассмотрим энергетические характеристики лазеров-усилителей, или, точнее говоря, вопрос о выходной мощности квантового усилителя бегущей волны. В оптике квантовые усилители редко применяются для усиления слабых сигналов с целью повышения чувствительности приемных устройств этого диапазона электромагнитных волн, что объясняется наличием в этой области хороших приемников. При приеме слабых сигналов применение квантовых усилителей может быть целесообразно в далекой ИК-области и диапазоне СВЧ. Интересным применением квантовых усилителей в системах информационного плана является усиление изображений (увеличение яркости изображения), например, в лазерной микроскопии, когда относительно слабый свет, отраженный от объекта

или проходящий через объект и не повреждающий его, усиливается лазером-усилителем до высокой степени яркости, позволяющей проецировать изображение на большие экраны. Очевидно, что в этом случае усилитель должен быть весьма многомодовым, так как только не плоская волна несет информацию о пространственном распределении характерных особенностей передаваемого изображения.

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

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

При анализе вопроса о выходной мощности лазеров-усилителей необходимо принимать во внимание эффект насыщения. Уравнение переноса излучения в активной среде упрощенно можно записать в виде

$$dI/dz = g_0 I / (1 + I/I_s) - \alpha I, \quad (1.15)$$

где  $I$  — интенсивность излучения вдоль оси  $z$ ,  $g_0$  — коэффициент усиления слабого сигнала,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $I_s$  — интенсивность насыщения. При этом интенсивность насыщения определяется как

$$I_s = h\nu / \sigma\tau, \quad (1.16)$$

где  $h\nu$  — энергия фотона,  $\sigma$  — сечение индуцированного излучения,  $\tau$  — время жизни частицы в возбужденном состоянии.

Коэффициент усиления через концентрацию возбужденных частиц  $N^* \sim N_2 - N_1$  определяется как

$$g = \sigma N^*, \quad (1.17)$$

а связь коэффициента усиления сигнала  $g$  с коэффициентом усиления слабого сигнала  $g_0$  определяется выражением

$$g = g_0 / [1 + (I/I_s)]. \quad (1.18)$$

Физический смысл интенсивности насыщения становится понятным из выражения (1.18), если интенсивность потока сравнивается с интенсивностью насыщения, то коэффициент усиления уменьшается в два раза.

Таким образом, интенсивностью насыщения называют такую интенсивность, при которой инверсная населенность активной среды (коэффициент усиления) уменьшается в два раза.

Анализируя уравнение переноса излучения (1.15), можно рассмотреть три крайних случая, представляющих практический интерес.

1. Усиление слабого сигнала, когда  $I \rightarrow 0$ . В этом случае  $I/I_s \rightarrow 0$ , и выражение (1.15) можно переписать как

$$dI/dz = g_0 I - \alpha I = I(g_0 - \alpha). \quad (1.19)$$

Решение этого простого уравнения путем интегрирования в пределах от входной до выходной интенсивности дает следующее выражение:

$$I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} \exp[(g_0 - \alpha)L]. \quad (1.20)$$

Таким образом, при малых входных интенсивностях излучения ( $I/I_s \rightarrow 0,01$ ) мы получаем экспоненциальный рост выходной интенсивности.

2. При сильном насыщении ( $I \sim I_s$ ) экспоненциальный рост интенсивности сменяется линейным, и выходная интенсивность становится примерно равной  $I_{\text{вых}}$ :

$$I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} + (g_0 - \alpha)L. \quad (1.20)$$

3. При достижении максимальной интенсивности излучения, которую можно снять с активной среды, интенсивность усиленного излучения уже не изменяется —  $dI/dz = 0$ , и выражение (1.15) можно записать как

$$\alpha(1 + I/I_s) = g_0, \quad (1.21)$$

$$\text{или } (1 + I/I_s) = g_0/\alpha, \quad \text{или } I = I_s(g_0/\alpha - 1). \quad (1.22)$$

Отсюда следует тот важный вывод, что в лазере-усилителе бегущей волны интенсивность выходного излучения определяется в конечном счете интенсивностью насыщения, коэффициентом линейного усиления и коэффициентом потерь. Стационарное значение интенсивности излучения, распространяющегося по усилителю, устанавливается тогда, когда все, что может излучить единичный отрезок длины активной среды в режиме полного насыщения, поглощается за счет нерезонансных потерь в том же отрезке. Этот баланс поглощенной и излученной энергии приводит к исчезновению дальнейшего усиления по мере распространения вдоль усилителя.

Проведенное выше рассмотрение выполнено для непрерывного режима усиления непрерывных сигналов. Импульсный режим, т. е. режим, при котором длительность импульса меньше времени релаксации населенностей активной среды усилителя, требует отдельного анализа. Однако полученные выражения будут также аналогичными.

## ГЛАВА 2 ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ

Практически все схемы лазеров реализуются на двух типах резонаторов – с плоскими и со сферическими зеркалами. Из различных типов резонаторов рассмотрим наиболее часто используемые.

### 2.1. Резонаторы с плоскими зеркалами

*Плоскопараллельный резонатор (или резонатор Фабри–Перо)* (рис. 2.1). Этот резонатор состоит из двух плоских зеркал, расположенных параллельно друг другу.

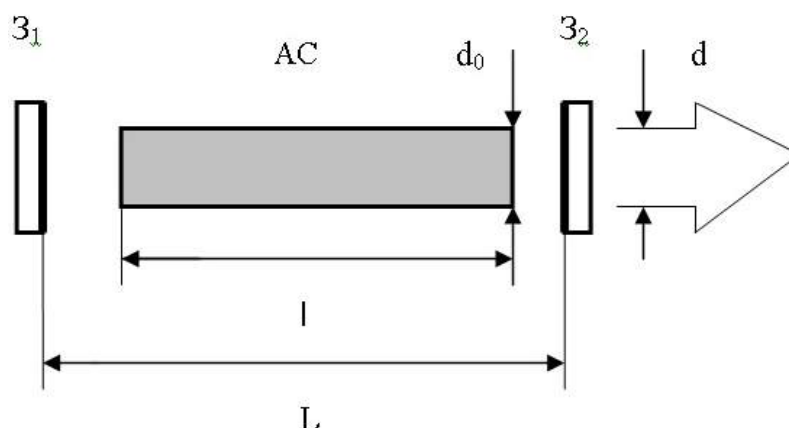


Рис. 2.1. Оптическая схема плоскопараллельного резонатора

В первом приближении моды такого резонатора можно представить себе как суперпозицию двух плоских электромагнитных волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль оси резонатора.

В данной схеме, если оптическая длина резонатора

$$L_{opt} = L + (n - 1) \cdot l, \quad (2.1)$$

где  $L$  – длина резонатора;  $l$  – длина активной среды (АС);  $n$  – показатель преломления АС, обычно реализуется многомодовый режим генерации  $TEM_{mnq}$  при условии

$$d_0 > 2\sqrt{\lambda_0 L_{omn}}, \quad (2.2)$$

где  $\lambda$  – длина волны генерации;  $d_0$  – диаметр АС;

$$2\sqrt{\lambda_0 L_{omn}} = d_0^0 \text{ – размер нулевой моды.} \quad (2.3)$$

Зеркала резонатора устанавливаются с точностью от нескольких угловых секунд (случай однородной АС, например стекло +Nd<sup>3+</sup>) до (1...2) угловых минут (оптически неоднородная среда, например АИГ + Nd<sup>3+</sup>). Коэффициент отражения выходного зеркала определяется геометрией резонатора и активного элемента, усилением активной среды и т. д. Отражающие покрытия в резонаторе могут быть расположены наружу или вовнутрь. В первом случае увеличивается оптическая прочность в силу нахождения незащищенных поверхностей зеркал в зоне с меньшей плотностью потока. Границы раздела являются также отражающими поверхностями, образуют систему связанных дополнительных резонаторов числом в пять штук, которые эффективно селективируют продольные моды. Торцы активного элемента (выходные окна газоразрядных трубок в случае газового лазера), если они съюстированы с резонатором, также могут дополнительно давать обратную связь и селективировать продольные моды. Кроме того, на них может возникать генерация, которую называют паразитной. Поэтому торцы стержней активных элементов (окна) необходимо или просветлять на длину волны излучения или обрабатывать под достаточно большим углом, например под углом Брюстера, что уменьшит потери и снизит порог генерации. Во втором случае влияние дополнительных поверхностей меньше, менее эффективна селекция, однако больше оптическая нагрузка на поверхности отражающих покрытий, что может привести к их разрушению (особенно в условиях загрязнения). В этом случае обязательна герметизация резонатора.

Условия для расходимости лазерного пучка такого резонатора  $2\varphi_0$  можно записать:

$$2\varphi_0 \approx \frac{2,44\lambda}{2\sqrt{\lambda L_{omn}}} \cdot (m+1), \quad \text{при} \quad (m+1) = \frac{d_0}{d_0^0} = \frac{d_0}{2\sqrt{\lambda_0 L_{omn}}}, \quad (2.4)$$

где  $\frac{2,44\lambda_0}{2\sqrt{\lambda_0 L_{omn}}} = 2\varphi_0^0$  – угловая расходимость нулевой моды; (2.5)

$m$  – модовый индекс (модовое число). Инвариант пучка:

$$I_0 = 2\varphi_0 \cdot d_0;$$

$$I_0 = \frac{2,44\lambda(m+1) \cdot d_0^0 \cdot (m+1)}{2\sqrt{\lambda L_{omn}}} = \frac{2,44\lambda \cdot d_0^0}{d_0^0} (m+1)^2 = 2,44\lambda(m+1)^2. \quad (2.6)$$

Импульс оптической накачки для твердотельного лазера имеет гладкую колоколообразную форму, в то время как импульс генерации носит прерывистый характер в виде хаотичных во времени импульсов длительностью около 1 мкс ( $10^{-6}$  с) с малой скважностью. Инверсная населенность практически повторяет форму импульса накачки. Генерация начинается с некоторой задержкой  $\tau_z$ , определяемой временем создания населенности, превышающей порог. По этой же причине генерация заканчивается несколько раньше накачки. По порядку величины длительность генерации совпадает с длительностью накачки. При непрерывной накачке лазер излучает непрерывно, но в средах с большим коэффициентом усиления (твердотельный лазер) может наблюдаться временная модуляция амплитуды (пиковый режим) за счет резкого изменения уровня инверсной населенности.

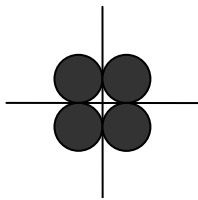


Рис. 2.2. Модовый состав лазерного пучка на моде  $TEM_{11q}$

Пространственная структура пучка обычно имеет выраженный модовый состав, и при малом количестве мод выглядит в виде отдельных пятен, рис. 2.2. При большем количестве мод (количество определяется как величиной  $L_{opt}$ , так и коэффициентом усиления) картина сложнее. Эта картина является результатом интерференции поперечных (угловых) мод. Необходимо помнить, что процесс интерференции и перераспределения поля идет не только в резонаторе, но и на всем протяжении распространения пучка. Необходимо также отметить, что это распределение «мгновенное» и во время импульса генерации может менять картину, и если приемник инерционен (например, интегрирует за время импульса), то модовый состав не обнаруживается (замазывается).

Для ТЛ, помимо высокого качества пучка (малая расходимость и малые значения ГФО), важным параметром является мощность излучения (энергия). Обычно повышение мощности достигается за счет увеличения рабочего объема АС. В твердотельных импульсных лазерах на размеры АС существуют определенные ограничения (сложность изготовления кристаллов больших размеров, оптическая прочность элементов и т. д.). Так, в мощных твердотельных лазерах обычно в одном резонаторе устанавливают несколько квантронов. При этом плотность энергии в импульсе на поверхностях оптических элементов резонатора не должна превосходить их оптическую прочность, которая, приблизительно, для  $\tau_n \sim 10^{-3}$  с составляет величину в несколько сотен



Дж·см<sup>2</sup>. Для пучка со стандартным сечением  $\sim 0,3$  см<sup>2</sup> общая длина АС не должна превышать 100 см.

В газовых лазерах нет такого ограничения на размер активной среды, как в твердотельных лазерах. В качестве ограничения можно рассматривать только техническую возможность реализации накачки больших газовых объемов.

Спектральный состав излучения, реализуемого по схеме рис. 2.1, обычно является довольно сложным. Количество продольных мод определяется шириной полосы вынужденного перехода  $\Delta\nu$ , частотным интервалом между модами резонатора  $\Delta\nu_p = c/2L_{\text{омт}}$  и частичной селекцией аксиальных мод.

## 2.2. Резонаторы со сферическими зеркалами

Резонаторы со сферическими зеркалами разделяются на устойчивые и неустойчивые. Критерий устойчивости выражается через безразмерный параметр  $q$  (геометрический фактор):

$$q_i = (1 - L/R_i), \quad (2.7)$$

где  $L$  – длина резонатора,  $R_i$  – радиус соответствующего зеркала. В резонаторе знак радиуса кривизны  $R$  берется положительным для вогнутого зеркала и отрицательным для выпуклого зеркала.

Резонатор является устойчивым, если для него выполняется следующее условие:

$$0 < q_1 \cdot q_2 < 1. \quad (2.8)$$

За этими границами резонатор будет неустойчивым.

С физической точки зрения резонатор называется неустойчивым, когда произвольный луч, последовательно отражаясь от каждого из двух зеркал, удаляется на неограниченно большое расстояние от оси резонатора. Наоборот, резонатор, в котором луч остается в пределах ограниченной области, называется устойчивым.

Рассмотрим несколько типов резонаторов со сферическими зеркалами.

**а) Концентрический (или сферический) резонатор (рис. 2.3).** Этот резонатор состоит из двух сферических зеркал, имеющих одинаковые радиусы  $R$ , которые расположены на расстоянии  $L$  друг от друга таким об-

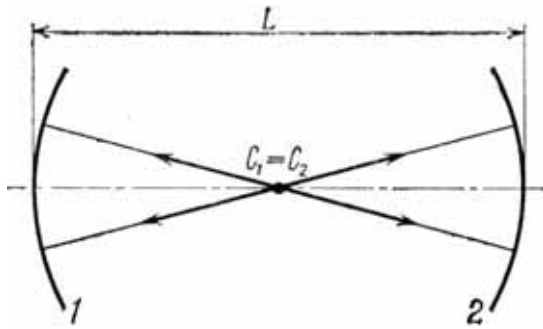


Рис. 2.3. Концентрический резонатор

распространяющихся в противоположных направлениях. Данный резонатор относится к типу устойчивых, поскольку при  $R_1=R_2$  выполняется условие устойчивости.

Преимущество такого резонатора – нечувствительность к юстировке. Сбой юстировки на несколько угловых минут не приводит к ухудшению генерационных характеристик, что важно для технологических лазеров во время эксплуатации. Пространственное распределение отличается от распределения в условиях плоского резонатора. Пиковая структура импульса генерации, характерная для твердотельных лазеров, выражена не так ярко. Причина этого заключается в пространственном перемешивании пучков (а также и во времени) с различными начальными моментами развития процесса генерации. Подбором  $L$  и  $R$  можно добиться квазистационарного во времени излучения (почти гладкий импульс генерации). Частотный спектр имеет такой же характер, как и в других схемах.

**б) Конфокальный резонатор (рис. 2.4).** Он состоит из двух сферических зеркал с одинаковыми радиусами кривизны  $R$ , которые расположены на расстоянии  $L$  друг от друга таким образом, что фокусы зеркал  $F_1$  и  $F_2$  совпадают. Отсюда следует, что центр кривизны  $C$  одного зеркала

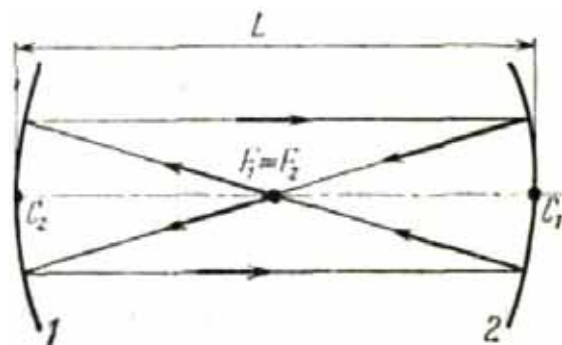


Рис. 2.4. Конфокальный резонатор

разом, что центры кривизны зеркал  $C_1$  и  $C_2$  совпадают (т. е.  $L = 2R$ ) (рис. 2.3).

На рис. 2.3 показан также геометрический ход лучей в данном резонаторе. В этом случае моды резонатора представляют собой приближенно суперпозицию двух сферических волн, исходящих из точки  $C$  и

лежит на поверхности второго зеркала (т. е.  $L = R$ ). С помощью геометрической оптики, изменяя расстояние от двух параллельных лучей до оси резонатора  $C_1 C_2$ , можно нарисовать сколько угодно замкнутых оптических траекторий, типа той, что показана на рис. 2.4.

Расстояние от перетяжки до зеркала называют конфокальным параметром  $Z_k$ :

$$Z_k = \frac{L}{2} = \frac{R}{2} = f'; \quad (2.9)$$

$$R_1 = R_2 = R.$$

Начало пучка в перетяжке. В конфокальном резонаторе перетяжка пучка находится в центре резонатора. При этом угловая расходимость

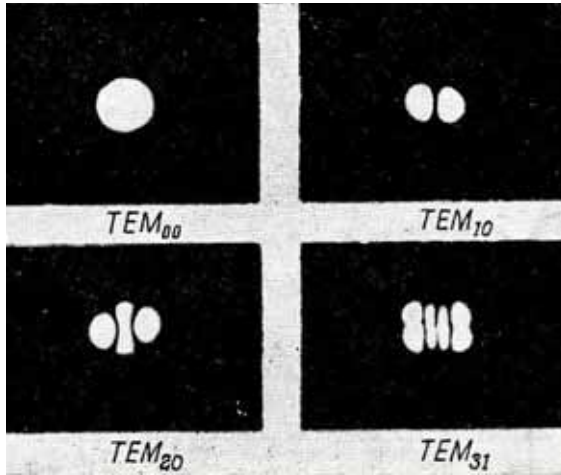


Рис. 2.5. Модовый состав лазерного пучка в конфокальном резонаторе

пучка наибольшая в центре и уменьшается к периферии пучка. Распределение энергии в пучке гауссово. Размер нулевой моды  $d_0^0$  условен, в этом кружке содержится 86 % энергии пучка. В любом сечении по оси  $Z$  распределение сохраняется гауссово. Это все справедливо для низшей моды  $TEM_{00q}$ . В случае работы лазера в многомодовом режиме картина пучка усложняется. На рис. 2.5 приведено распределение интенсивности излучения для пучков низших мод.

Конфокальный резонатор редко используется в технологических лазерах, поскольку пучок в перетяжке в 1,4 раза меньше, чем на зеркале. Поэтому активный элемент заполнен неэффективно (не весь). В этом смысле предпочтительнее резонаторы с большими значениями  $R$  и малыми  $L$ , т. е. зеркала сдвинуты друг к другу. В общем случае радиусы  $R_1$  и  $R_2$  могут быть различны и перетяжка пучка смещена относительно центра резонатора.

Формулы (2.10–2.16), которые связывают параметр конфокального резонатора  $Z_k$  с размером пучка  $d$  на расстоянии  $Z$  от перетяжки, начальным диаметром пучка  $d_0$ , расходимостью пучка  $2\varphi_0$  и радиусом волнового фронта пучка на расстоянии  $Z$ , приведены ниже:

$$d^2(Z) = d_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{Z}{Z_k} \right)^2 \right]; \quad (2.10)$$

$$d_0 = 2 \sqrt{\frac{\lambda Z_k}{\pi}}; \quad (2.11)$$

$$2\varphi_0 = \frac{4\lambda}{\pi d_0}; \quad (2.12)$$

$$2\varphi_0 = \frac{2\sqrt{\lambda}}{\sqrt{\pi Z_k}}; \quad (2.13)$$

$$d^2(Z) = d_0^2 + (2\varphi_0)^2 Z^2; \quad (2.14)$$

$$R(Z) = Z \left[ 1 + \left( \frac{Z_k}{Z} \right)^2 \right]; \quad (2.15)$$

$$Z_k \approx \frac{d_0}{2\varphi_0}. \quad (2.16)$$

**в) Резонаторы, состоящие из плоского и сферического зеркал.** Примеры этих резонаторов показаны на рис. 2.6 (полуконфокальный резонатор и полусферический резонатор).

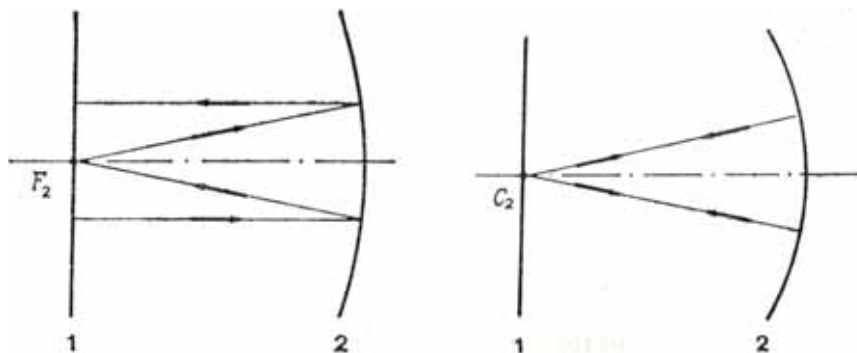


Рис. 2.6. Полуконфокальный (слева) и полусферический (справа) резонаторы

На этих же рисунках показаны и замкнутые траектории лучей, полученные в соответствии с геометрической оптикой. На практике часто используются резонаторы, образованные двумя сферическими зеркалами с одинаковыми радиусами кривизны. При этом расстояние  $L$  между ними удовлетворяет условию  $R < L < 2R$  (т. е. эти резонаторы занимают промежуточное положение между конфокальным и концентрическим резонаторами). Кроме того, можно построить резонатор, у которого  $L < R$ . Однако для этих случаев не всегда можно выполнить построение хода лучей.

**г) Неустойчивые резонаторы (рис. 2.7).** Очевидный пример неустойчивого резонатора, когда произвольный луч, последовательно отражаясь от каждого из двух зеркал, удаляется на неограниченно большое расстояние от оси резонатора, приведен на рис. 2.7. Неустойчивые

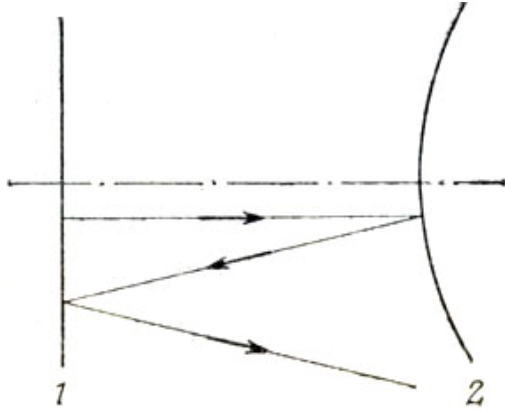


Рис. 2.7. Неустойчивый резонатор

левой поперечной моды в любом случае имеет тот же порядок величины, что и у конфокального резонатора. Отсюда следует, что при длине резонатора порядка метра и для длин волн видимого диапазона размер моды будет порядка или меньше 1 мм. При таком небольшом сечении моды выходная мощность (или энергия) лазерного излучения, которую можно получить в одной поперечной моде, неизбежно оказывается сильно ограниченной. Наоборот, в неустойчивых резонаторах поле не стремится сосредоточиться вблизи оси (см. рис. 2.7), и в режиме одной поперечной моды можно получить большой модовый объем. Однако при работе с неустойчивыми резонаторами возникает другая проблема, связанная с тем, что лучи стремятся покинуть резонатор. Поэтому соответствующие моды имеют значительно большие (геометрические) потери, чем моды устойчивого резонатора (в котором потери обусловлены только дифракцией). Тем не менее, данное обстоятельство можно даже обратить в преимущества, если лучи, которые теряются на выходе из резонатора, включить в полезное выходное излучение лазера.

В целом, в технологических лазерах чаще всего применяются устойчивые резонаторы или резонаторы, работающие на грани устойчивости (например, плоскопараллельный). Но в некоторых случаях, когда необходимо уменьшить угловую расходимость, используются неустойчивые резонаторы. В неустойчивых резонаторах эффективно подавляются моды высоких порядков при достаточно большой апертуре пучка, хотя они более сложны в юстировке.

**д) Конфокальные неустойчивые резонаторы положительной ветви.** Наиболее часто используемый тип неустойчивого резонатора – конфокальный резонатор положительной ветви, рис. 2.8. Излучение из такого резонатора может выводиться с помощью делительной пластинки, за счет частичного пропускания выпуклого зеркала, либо, что наиболее

резонаторы подразделяются на два класса: 1) резонаторы положительной ветви, которые соответствуют условию  $g_1 \cdot g_2 > 1$ , и 2) резонаторы отрицательной ветви, которые соответствуют условию  $g_1 \cdot g_2 < 0$ .

Укажем здесь причины, почему эти резонаторы представляют интерес для лазерной техники. В первую очередь подчеркнем, что для устойчивого резонатора, размер пятна ну-

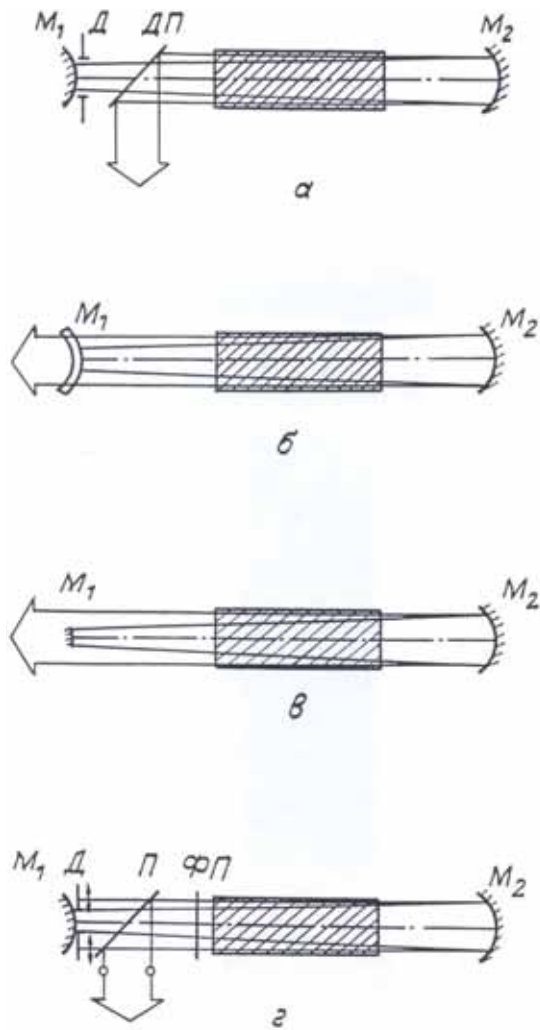


Рис. 2.8. Схемы неустойчивого конфокального резонатора положительной ветви устойчивости: а – вывод излучения осуществляется с помощью делительной пластинки; б – за счет частичного пропускания выпуклого зеркала; в – дифракционный вывод; г – поляризационный вывод

Во-первых, увеличение резонатора  $M$  должно быть таким, чтобы позволить низшим модам резонатора стать доминирующими в течение импульса генерации. Во-вторых, обратная связь, определяемая как  $1/M^2$ , должна быть достаточной для получения максимальной энергии генерации. Необходимое число обходов для формирования мод низшего порядка при этом определяется как

часто используется, со стороны выпуклого зеркала (дифракционный вывод излучения), рис. 2.8, в. К недостаткам последнего способа следует отнести то, что выходной поток в ближней зоне имеет неоднородное распределение интенсивности в отличие, например, от случая поляризационного вывода излучения.

При условии насыщения коэффициента усиления активной среды на основной моде резонатора теоретически всегда можно сформировать лазерный пучок с расходимостью, близкой к дифракционному пределу. Однако на практике это условие очень трудно реализовать, поскольку существует целый ряд причин, затрудняющих формирование низших мод резонатора. Основными из них являются: большой шум усиленных спонтанных потоков, дифракция излучения на оптических элементах с последующим его усилением, искажение волнового фронта пучка на неоднородностях активной среды и оптических элементах. Для эффективного использования неустойчивого резонатора необходимо соблюдать два основных требования.

$$n = \ln[2N_F(M-1)]/\ln M, \quad (2.17)$$

где  $N_F$  – число Френеля. При этом эквивалентное число Френеля  $N_{э\kappa\upsilon}$  неустойчивого резонатора определяется как

$$N_{э\kappa\upsilon} = (M-1)N_F/2M^2. \quad (2.18)$$

Расходимость выходного излучения после  $i$ -го обхода резонатора определяется как

$$\theta_i = D(1-1/M)/LM^{(i-1)}, \quad (2.19)$$

где  $D$  – диаметр выходной апертуры,  $L$  – расстояние между зеркалами, увеличение резонатора  $M = R_1/R_2$  ( $R_1, R_2$  – радиусы кривизны вогнутого и выпуклого зеркал).

### 2.3. Схемы резонаторов для формирования одномодового пучка

Получение пучка на одной поперечной моде возможно несколькими путями.

1. Увеличение длины резонатора  $L_{omn}$  до величины

$$L_{omn} \geq \frac{d_0^2}{4\lambda_0}. \quad (2.20)$$

При  $d_0 = 6$  мм и  $\lambda = 1,06$  мкм длина резонатора должна превышать 10 м, что не очень удобно осуществлять на практике.

2. Установка диафрагмы в резонатор, причем размер диафрагмы  $d_0$  не должен превышать размер нулевой моды  $d_0^0$ :

$$d_0^0 = d_0 \leq 2\sqrt{\lambda_0 L_{omn}}.$$

Схема такого резонатора приведена на рис. 2.9.

Этот метод достаточно прост, однако влечет значительные потери энергии излучения, поскольку используется только часть объема активной среды.

3. Установка в резонаторе телескопа.

Оптическая схема одномодового лазера с телескопом приведена на рис. 2.10. Данная схема является предпочтительней с точки зрения получения максимального энергосъема с активной среды (выигрыш порядка в  $(m+1)^2$  раз), однако она более сложна в настройке и требует высокого качества оптических элементов телескопа.

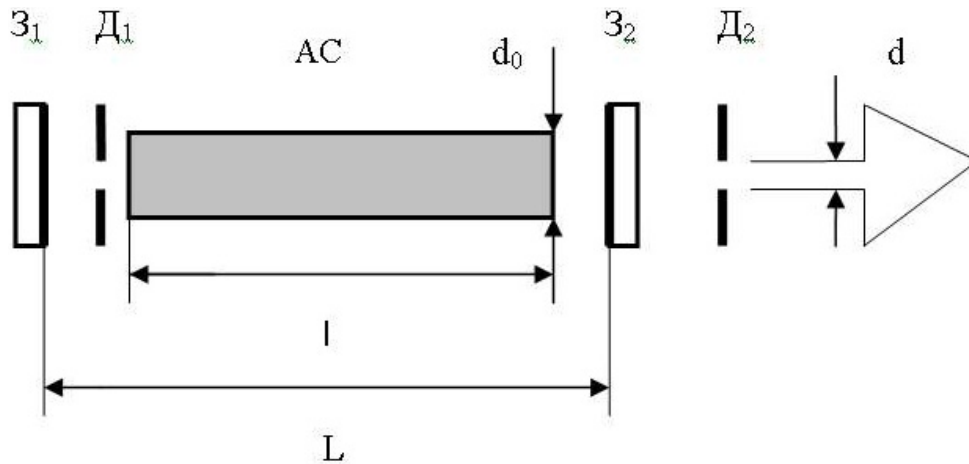


Рис. 2.9. Оптическая схема одномодового лазера с плоскими зеркалами

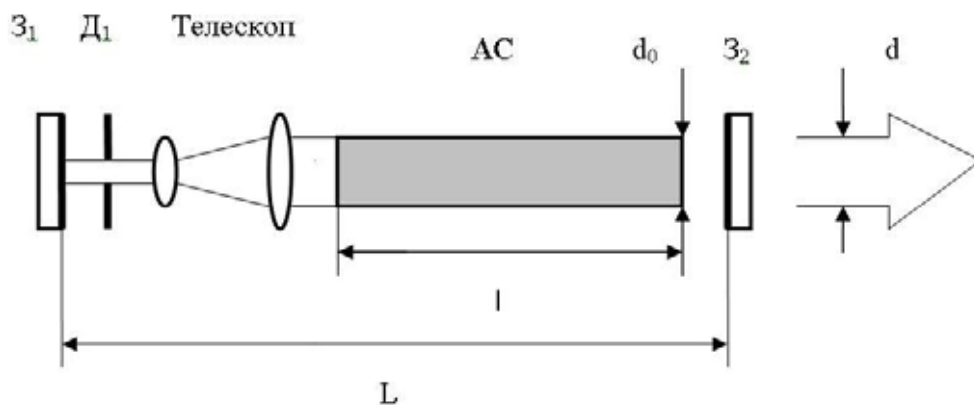


Рис. 2.10. Оптическая схема одномодового лазера с плоскими зеркалами и внутрирезонаторным телескопом

Инвариант пучка для однородной среды и высокого качества поверхностей для схем рис. 2.9 и 2.10 стремится к инварианту дифракционного пучка:

$$I = 2,44\lambda.$$

Пространственное распределение в ближайшей зоне имеет вид достаточно однородного кружка, в дальней зоне возможно близко к гауссовому:

$$I = I_0 e^{-\frac{(x^2 + y^2)}{r_0^2}} = I_0 e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}, \quad (2.21)$$

где  $r_0$  – радиус пучка на выходе из лазера, а  $r$  – радиус на расстоянии  $Z$ .

Размер ближней зоны для всех случаев:

$$Z_0 = \frac{4\lambda_0 L(m+1)}{2,44\lambda_0(m+1)} = \frac{4L}{2,44} \approx 2L, \quad (2.22)$$

$Z_0 \approx 2L$ , т. е. не зависит от модовой структуры.



На практике значения  $2\varphi_0$  и  $I_0$  значительно больше из-за искажений, вносимых активной средой (рассеяние на неоднородностях, термические искажения показателя преломления и др.), а величина  $Z_0$  – всегда меньше.

## 2.4. Схемы лазеров с модуляцией добротности резонатора

Для получения короткого наносекундного импульса в твердотельном лазере в резонатор устанавливается световой затвор (рис. 2.11). При этом в зависимости от типа и параметров затвора, геометрии резонатора и активного элемента длительность и форма импульса излучения могут несколько различаться. Например, длительность импульса может меняться в пределах от 10 до 50 нс.

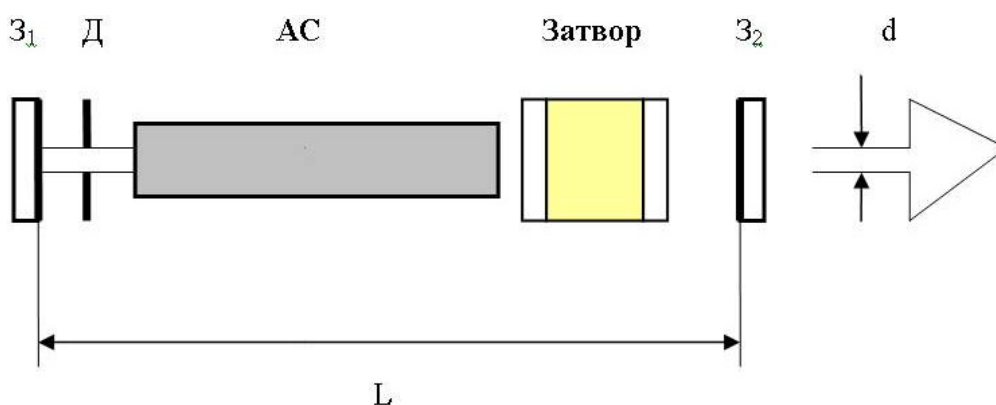


Рис. 2.11. Оптическая схема:  $Z_1$  и  $Z_2$  – зеркала резонатора,  $AC$  – активная среда лазера,  $D$  – диафрагма для селекции поперечных мод

Световой затвор может быть пассивным (фототропный) и активным (электрооптический).

В первом случае роль затвора сводится к тому, что он вначале, перекрывая резонатор (добротность  $Q \rightarrow 0$ ), способствует многократному увеличению инверсной населенности  $AC$ . В момент включения затвора (в максимуме инверсной населенности) добротность контура резко возрастает до десятков тысяч единиц. Поэтому процесс излучения идет очень бурный (порядка единиц и десятков наносекунд) с полным опустошением возбужденных уровней.

Во втором случае (электрооптический затвор) затвор выполняет дополнительную функцию синхронизатора мод. Он закрывается и от-

крывается строго в определенный момент через интервал времени, кратный времени обхода резонатора лазерным излучением. При таком включении резонатора продольные моды формируются с одной начальной фазой. Это приводит к формированию цуга коротких импульсов, излучаемых с интервалом времени

$$T = \frac{2L_{omn}}{c}. \quad (2.23)$$

Длительность короткого импульса обратно пропорциональна полосе частот (ширине спектра)  $\Delta\nu$ :

$$\tau_n = \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{1}{\left(\frac{c}{2L}\right)^N} = \frac{2L}{NC} = \frac{T}{N}, \quad (2.24)$$

где  $N$  — число продольных мод,  $\tau_n$  — время когерентности, а  $C \cdot \tau_n = \ell_{ког}$  — длина когерентности.

$$\ell_{ког} = c \cdot \tau_n = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с} \cdot 10^{-11} \text{ с} = 0,3 \text{ см} \approx 3 \text{ мм}.$$

Таким образом, для получения очень коротких импульсов (пикосекундных и короче) необходима большая полоса частот рабочего перехода, что характерно для лазеров на стекле, на красителях (жидкостные лазеры) и газовых эксимерных лазеров. Так, при  $\Delta\nu \sim 10^{11}$  Гц:

$$\tau_n \approx 10^{-11} \text{ с}.$$

Длительность цуга определяется начальным пропусканием затвора и по порядку величины соответствует  $\tau_n$ . Поэтому число пучков в импульсе обычно от нескольких единиц до нескольких десятков.

Особенностью схем с *модуляцией добротности* резонатора является высокая плотность мощности излучения. При этом легко реализуется энергия  $W \approx 0,1$  Дж при  $\tau_n \sim 10$  нс и  $d_0 \sim 1$  мм. Это соответствует плотности мощности на выходе из резонатора  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. При коэффициенте отражения выходного зеркала  $\rho_2 = 0,25$  плотность мощности внутри резонатора может достигнуть

$$q_p \sim 1,25 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2.$$

При *синхронизации мод* энергия центрального импульса в цуге импульсов может составлять  $10^{-2}$  Дж. При длительности  $\tau_n \sim 10^{-11}$  с плотность мощности  $q_p \sim 1,25 \cdot 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. При таких высоких плотностях мощности возникает проблема оптической прочности элементной базы лазера, особенно зеркал и просветляющих покрытий.

В случае применения электрооптических затворов излучение обычно поляризовано. Поэтому в оптических схемах можно применять четвертьволновой затвор. Для стабилизации положения плоскости поляризации можно ввести в резонатор необходимое число стеклянных (кварцевых) пластин, расположенных под углом Брюстера.

Ширина линии продольной моды:

$$\Delta\nu_c = \frac{1}{\tau_c}, \quad (2.25)$$

где  $\tau_c$  – время жизни фотона в резонаторе.

Для получения одиночного пикосекундного импульса применяется достаточно простая схема (рис. 2.12). Схема работает таким образом, что светозатвор открывается на время прохождения одного импульса, как правило центрального – самого мощного. Очевидно, что лазеры с модуляцией добротности работают в импульсном или импульсно-периодическом режиме.

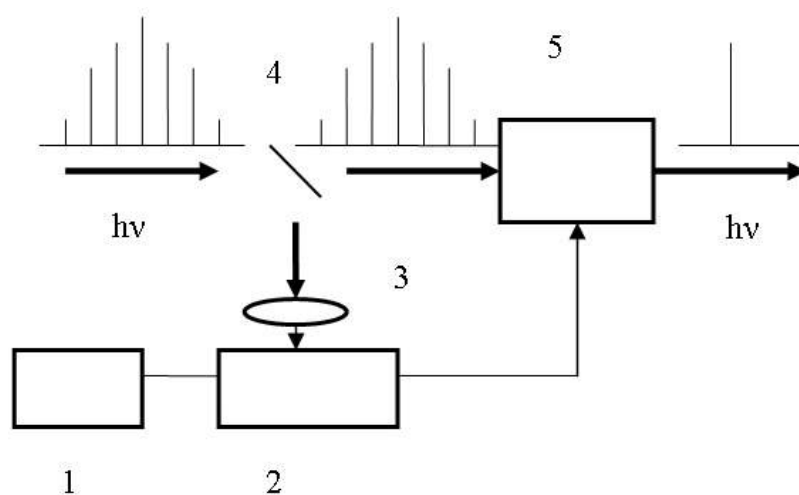


Рис. 2.12. Схема выделения пикосекундного импульса:

- 1 – источник питания и управления затвором;
- 2 – фотоприемник-ключ; 3 – объектив; 4 – расщепитель пучка;
- 5 – электрооптический затвор

## 2.5. Усиление лазерного излучения

Таким образом, из выше описанного следует, что получение в импульсных лазерах высоких значений выходной энергии с высоким качеством излучения (малая расходимость, узкая спектральная линия) весьма затруднительно. При формировании качественного пучка мы неизбежно приходим к существенному снижению мощности (энергии) генерации. Неустойчивые резонаторы позволяют уменьшить расходимость лазерного пучка примерно на порядок величины с примерно двухкратным снижением мощности (энергии) лазера. Однако эта расходимость обычно еще далека от своего предела. На практике получение мощных пучков с меньшей расходимостью или узкой линией решается с помощью лазерных систем, состоящих из задающего лазера (задающий генератор – ЗГ) и усилителей. Пример оптической схемы такой лазерной системы (на основе эксимерных лазеров) приведен на рис. 2.13. Здесь качественный пучок формируется в ЗГ, расширяется и усиливается на одном проходе в этой же активной среде. Затем, продолжая расширяться, пучок усиливается на двух проходах через два предусилителя и одном проходе через основной усилитель. Между вторым и третьим усилителями осуществляется фильтрация шумового сигнала от качественного полезного излучения с помощью пространственного фильтра. На рисунке показан типичный уровень энергии излучения после каждого каскада усиления для импульса длительностью 100 нс. Основное требование к усилителям – увеличение энергии излучения без ухудшения пространственно-временных и спектральных характеристик.

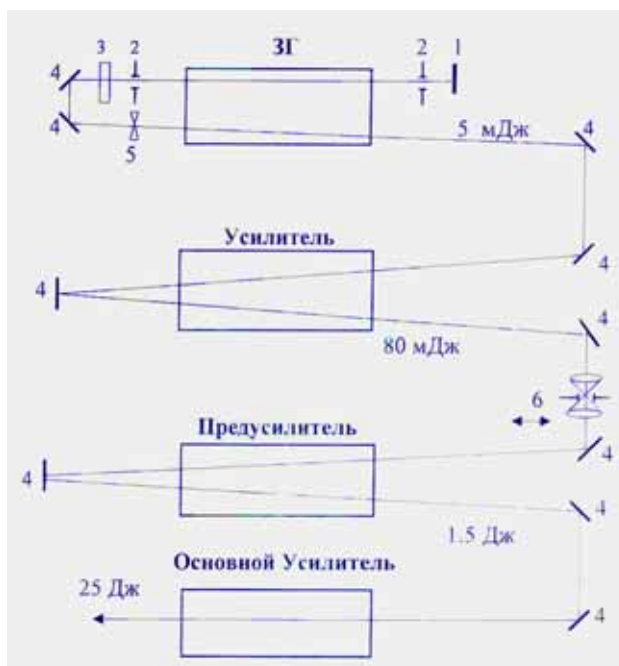


Рис. 2.13. Оптическая схема мощной эксимерной лазерной системы: 1, 4 – зеркала полного отражения, 2 – диафрагма диаметром 1,5 мм, 3 – полупрозрачное зеркало, 5 – отрицательная линза с  $F = 80$  см, 6 – пространственный фильтр на основе телескопа, образованного линзами с фокусными расстояниями 50 и 100 см

Усилители представляют собой те же лазеры, но без резонатора. Их накачка производится синхронно с накачкой задающего лазера, но с тем расчетом, чтобы к моменту прихода импульса усиливаемого излучения инверсная населенность активной среды усилителя была максимальна. Усилители могут быть однопроходными или многопроходными. Общее усиление  $K$  в активной среде равно

$$K = \ell^{g\ell_{об}}, \quad (2.26)$$

где  $g$  – коэффициент усиления активной среды усилителя;  $\ell_{об}$  – общая длина усилителя.

Например, для неодимового стекла при  $g = 0,04 \text{ см}^{-1}$ , длине активной среды квантрона  $\ell_{кв} = 25 \text{ см}$  и для четырех квантронов общее усиление будет  $K = \ell^4 \approx 50$  раз.

Для уменьшения оптической нагрузки и исключения эффекта насыщения по мере усиления пучок обычно расширяется с помощью телескопов. Конечно, в твердотельных усилителях возможны искажения волнового фронта из-за структурных неоднородностей и термонаведенных неоднородностей, однако борьба с искажениями в усилителях проще, чем в задающем лазере. Одним из методов может быть метод обращения волнового фронта (ОВФ); второй метод – это усиление импульса на дисковых элементах. Преимущество дисковых усилителей – большая апертура, возможность хорошей прокачки и теплоотвода за счет тонких дисков.

Можно ли усиливать импульс безгранично? За счет увеличения поперечных размеров, в принципе, можно, но технически сложно. За счет увеличения длины – невозможно, поскольку усиленная люминесценция (суперлюминесценция) снижает инверсную населенность. К тому же приводит паразитная генерация. Большой фон может давать усиление света накачки в полосе перехода. И наконец, насыщение усиления резко снижает его эффективность. Например, для стекла с неодимом в случае инверсной среды с запасенной энергией  $1 \text{ Дж/см}^3$  практически достижимая плотность энергии  $300 \text{ Дж/см}^2$ . Поэтому по достижении насыщения нужно увеличивать апертуру пучка и усилительной системы. Необходимо учитывать также и существование порога оптического разрушения (как правило, на выходных торцах активных элементов), а в наносекундном режиме и возможность самофокусировки.

## 2.6. Расходимость излучения лазерного пучка

Расходимость лазерного пучка определяется двумя факторами — резонатором и активной средой (АС). Резонатор формирует определенную расходимость пучка, в то время как АС может ее ухудшать за счет присутствия различных неоднородностей (прежде всего в активных средах лазеров). Главными неоднородностями в твердотельных лазерах являются оптические неоднородности АС из-за несовершенств материала и термических искажений. Первые приводят к рассеянию излучения на локальных неоднородностях и деформации мод, что приводит к увеличению угловой расходимости излучения. Этот тип неоднородностей сильно различается для различных материалов АС. Второй тип неоднородностей связан с низкой теплопроводностью АС, что приводит к перегреву их центральной части, образованию градиента показателя преломления, и как следствие — наведенной линзовости. Особенно это характерно для непрерывных лазеров, но так же наблюдается и в импульсном режиме. Экспериментально замечено, что угловая расходимость к концу импульса генерации увеличивается в 2...3 раза. Увеличение  $2\varphi_0$  в непрерывных лазерах (и иногда в импульсных) можно частично компенсировать вводом корректирующих элементов, например линз.

Активные среды газовых лазеров наиболее однородны, по сравнению с кристаллической структурой твердых материалов (рубин, АИГ и т. д.). Поэтому в них присутствуют существенно меньшие искажения волнового фронта пучка и в газовых лазерах существенно легче получать пучки с малой расходимостью. При этом искажения обусловлены, в основном, неоднородностью накачки (неоднородность разряда).

Кроме искажений за счет неоднородностей, активная среда может увеличивать расходимость пучка за счет формирования мощных потоков усиленного спонтанного излучения (УСИ). УСИ присутствует в лазерном пучке тем в большей степени, чем выше коэффициент усиления АС и больше ее размеры. Особенно велика роль УСИ в импульсных твердотельных лазерах и мощных широкоапертурных эксимерных лазерах.

## **2.7. Формирование высококогерентного излучения в эксимерных лазерах**

Особенностью эксимерных лазеров является малое время на формирование высококогерентного лазерного излучения, поскольку длительность импульса составляет десятки наносекунд. Поэтому в режиме свободной генерации расходимость излучения эксимерных лазеров обычно намного превышает дифракционный предел, а ширина спектральной линии составляет десятки обратных сантиметров. Повышение степени временной и пространственной когерентности их излучения осуществляется различными способами. Совокупность всех параметров излучения с высокой степенью когерентности можно реализовать в задающем генераторе (ЗГ). Однако уровень его энергии излучения обычно составляет десятки-сотни микроджоулей и вследствие этого требуются дополнительные усилители энергии. Для снижения расходимости лазерного излучения обычно используют неустойчивый резонатор. Управление параметрами излучения лазеров также возможно за счет режима инжекционной синхронизации (ИС) и использования нелинейных процессов – ВРМБ и ВКР. Остановимся несколько подробнее на выше упомянутых режимах формирования излучения в эксимерных лазерах.

### **2.7.1. Узкополосное излучение с малой расходимостью в задающем генераторе**

Формирование малой расходимости излучения в ЗГ обеспечивается за счет расположения в его резонаторе двух диафрагм, осуществляющих пространственную селекцию излучения. При этом, как правило, число Френеля

$$N_F = d^2/4\lambda L \quad (2.27)$$

составляет несколько единиц, а расходимость излучения близка к дифракционному пределу

$$\theta_d = 2,44\lambda/d, \quad (2.28)$$

где  $d$  – диаметр отверстия диафрагмы,  $L$  – длина резонатора,  $\lambda$  – длина волны излучения. Диаметр пучка в задающем генераторе обычно равен 1...2 мм.

Для уменьшения ширины линии излучения используют дисперсионные резонаторы. Время существования усиления в активной среде импульсных газовых лазеров составляет несколько десятков наносе-

кунд. Из-за относительно большой длины активной среды (40...100 см) излучение успевает совершить малое число обходов резонатора. Высокий коэффициент усиления и малое число обходов вызывают необходимость использования резонаторов с высокой дисперсией и высоким контрастом полосы пропускания. В связи с этим в резонаторах импульсных лазеров в основном используются эталоны Фабри–Перо с высокой резкостью. Дифракционные решетки, как правило, устанавливаются в режиме скользящего падения.

Использование дифракционных решеток позволяет уменьшить спектральную ширину линии лазеров примерно на два порядка (например, в эксимерных лазерах до 0,01...0,05 см<sup>-1</sup>). Избирательность резонаторов с дифракционной решеткой не является достаточной для получения одночастотной генерации. Эталоны Фабри–Перо позволяют существенно повысить избирательность резонатора, однако его периодическая функция пропускания вызывает необходимость использования дополнительного преселектора. В подобном качестве могут выступать как дифракционные решетки, так и эталоны с меньшей базой. В таких оптических схемах возможно уменьшать ширину линии до предела, ограниченного одночастотной генерацией (0,01...0,002 см<sup>-1</sup>).

К основным недостаткам лазеров с эталонами следует отнести сложность перестройки по спектру. При этом необходимо согласованное изменение частоты пропускания зачастую разнородных преселектора и селектора. Кроме того, высокий уровень неселективных потерь ставит под сомнение возможность генерации на частотах, отличных от максимумов контура усиления.

Одной из важнейших проблем, возникающих при переходе к режиму одночастотной генерации в импульсных лазерах, является снижение длительности импульса генерации до 20...30 нс даже при длительности импульса накачки 50...100 нс. Причиной укорочения импульса является, как отмечалось выше, высокий уровень неселективных потерь, вносимых дисперсионными элементами.

Дисперсия резонатора с дифракционной решеткой определяется как

$$D_p = 2/\Lambda \cos a, \quad (2.29)$$

где  $\Lambda$  – период решетки,  $a$  – угол падения излучения на решетку. Ширина спектральной линии лазерного излучения в дисперсионном резонаторе прямо пропорциональна расходимости излучения  $\theta$  и обратно пропорциональна дисперсии резонатора:

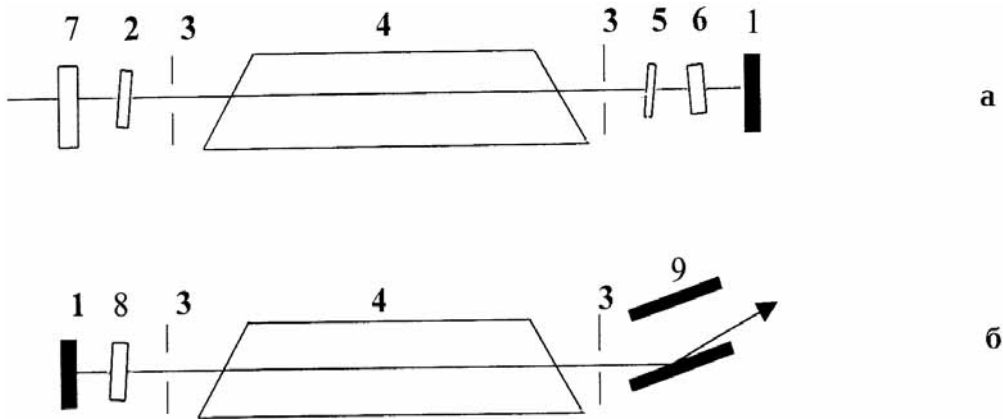
$$\Delta\lambda = \theta/D_p. \quad (2.30)$$



На рис. 2.14 представлены две оптические схемы ЗГ. В случае рис. 14, *а* сужение ширины спектральной линии излучения выполняется в плоскопараллельном резонаторе с обратной связью  $\gamma = 0,08$  (образованный плоским зеркалом с коэффициентом отражения  $R_1 = 99\%$  и кварцевой пластиной с  $R_2 = 8\%$ ), в котором установлены три воздушных эталона Фабри–Перо (ЭФП) с разными базами. Следует отметить обязательность установки эталона с меньшей базой, ближе к лазерной камере, так как при этом уменьшаются потери из-за сбега пучков в эталоне, определяемые как

$$h = 2(2T \sin \alpha / \pi \omega_0)^2, \quad (2.31)$$

где  $T$  – база эталона,  $\alpha$  – угол наклона ЭФП,  $\omega_0$  – радиус (для гауссова) пучка.



*Рис. 2.14. Оптические схемы задающего генератора: 1 – зеркало полного отражения, 2 – воздушный эталон Фабри–Перо с базой 3 мм, 3 – диафрагма диаметром 1,4 мм, 4 – активная среда, 5,6 – эталоны Фабри–Перо с базами 0,1 и 25 мм, 7 – полупрозрачное зеркало с  $R = 8\%$ , 8 – твердотельный эталон Фабри–Перо с базой 10 мм, 9 – две дифракционные решетки 2400 штр/мм*

Экранировка части спонтанного излучения эталоном с меньшей базой позволяет уменьшить угол наклона основного селектора с базой 25 мм. Кроме того, перемена местами эталонов с базой 0,1 и 3 мм приводит не только к уменьшению выходной энергии, но и к заметному уширению спектральной линии. В этом случае возрастают неселективные потери излучения, возникающие на одном проходе по резонатору. В таком резонаторе можно получать лазерный пучок, имеющий спектральную ширину линии  $\sim 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . Данная ширина спектральной линии определяется по модуляции интенсивности выходного излуче-

ния с периодом 12 нс (время обхода резонатора), обусловленную взаимодействием полей двух продольных мод резонатора, для  $L = 2$  м,  $\Delta\lambda = \lambda^2/2L = 2,25 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , рис. 2.15. При этом энергия излучения составила 0,7 мДж, а длительность импульса – 52 нс. Использование пучка с временной модуляцией интенсивности не всегда является приемлемым. С целью уменьшения глубины модуляции следует использовать оптическую схему, представленную на рис. 2.14, б. В этом случае преселектором служат две дифракционные решетки с 2400 штр/мм, одна из которых установлена в режиме скользящего падения под углом к оптической оси  $86^\circ$ . Излучение выводится через нулевой порядок дифракции данной решетки. Обратная связь в резонаторе осуществляется за счет дифракции излучения в первый порядок и отражения от второй решетки, установленной в автоколлимационном режиме. Основным селектором в этом случае служит твердотельный эталон с базой 10 мм. Он имеет фактор резкости  $F = 12$  с коэффициентом отражения на рабочих плоскостях  $\sim 70\%$ . Выходная мощность излучения ЗГ, собранного по второй схеме, составляет 200 кВт, энергия в импульсе  $\sim 1$  мДж, длительность импульса – 55 нс, ширина спектральной линии –  $0,01 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует 4...5 продольным модам резонатора. Доля шумовой компоненты, присутствующая в полезном сигнале, не превышала 0,25 % от мощности полезного сигнала. Шумовая компонента представляет собой излучение на нерабочем переходе молекулы  $\text{XeCl}$ .

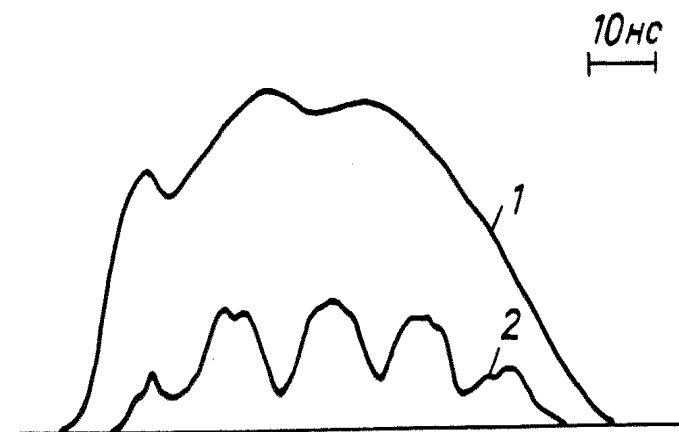


Рис. 2.15. Осциллограммы импульсов излучения ЗГ без дисперсионных элементов (1) и с тремя воздушными эталонами с базами 0, 1; 3; 25 мм (2)

Формирование расходимости излучения в этом резонаторе осуществляется с помощью двух жестких диафрагм диаметром  $a = 1,4$  мм, устанавливаемых с двух сторон от активной среды. Расстояние между диафрагмами составляло 1,7 м, длина резонатора – 2 м. В этом случае

число Френеля  $N = a^2/4L\lambda$  не превышало единицы. Профили углового распределения интенсивности и энергии пучка ЗГ, измеренные в фокальной плоскости линзы с  $F = 15\ 000$  мм после прохода излучением расстояния 12 400 мм от диафрагмы до фокусирующей линзы, представлены на рис. 2.16.

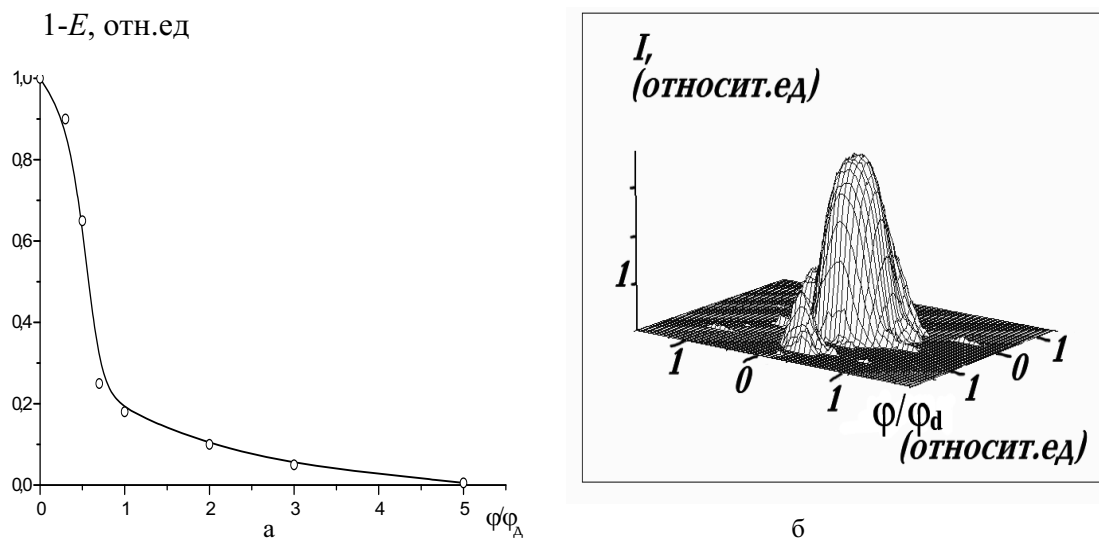


Рис. 2.16. Профиль углового распределения энергии (а) и интенсивности (б) пучка ЗГ.  $E$  – доля энергии в угле  $\phi$

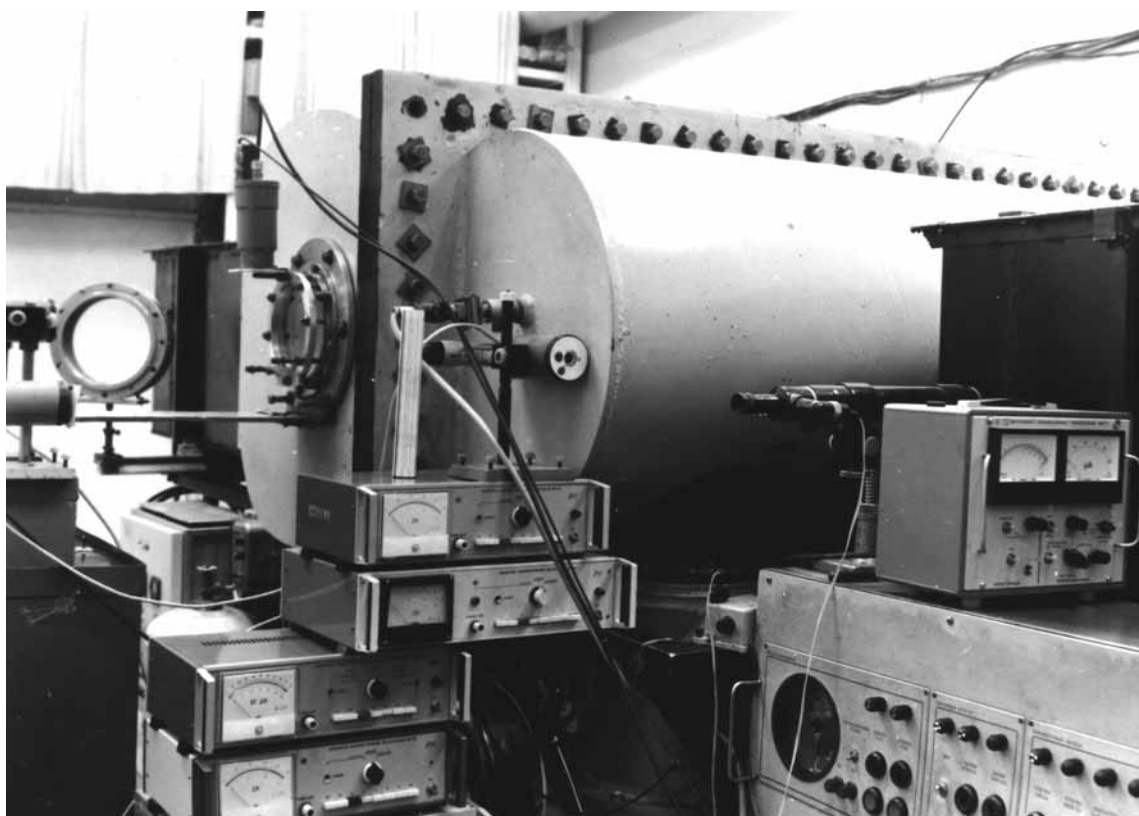
Одной из важнейших характеристик ЗГ является степень и характер поляризации излучения. Для получения линейно поляризованного излучения окна лазерной камеры располагались под углом Брюстера к оптической оси резонатора. Кроме того, дополнительная селекция излучения по поляризации происходила на дифракционных решетках при условии вертикального расположения поверхности окон и решеток. В рабочем диапазоне углов падения на решетки дифракция поляризованного излучения для  $p$ -компоненты была в  $\sim 1,5$  раза выше, чем для  $s$ -компоненты. Таким образом, формирование линейно-поляризованного излучения в ЗГ происходило уже за два обхода резонатора. Степень поляризации выходного пучка, измеренная в максимуме его интенсивности, была не менее 0,97.

### 2.7.2. Расходимость излучения в мощных лазерах с неустойчивым резонатором

В случае наиболее часто используемого плоскопараллельного резонатора расходимость излучения импульсных лазеров достаточно большая и составляет единицы и десятки миллирадиан. Уменьшение расходимости выходного излучения возможно с использованием неу-

стойчивого резонатора. Благодаря высокому коэффициенту усиления выходная энергия при этом может уменьшаться незначительно, в то время как яркость излучения может возрастать в сотни и тысячи раз.

Большой интерес представляет формирование расходимости в широкоапертурных лазерах (диаметр пучка  $>10$  см) с достаточно большой длительностью импульса, позволяющей, согласно теории, сформировать моды низшего порядка. Особенностью таких лазеров является наличие большого уровня усиленного спонтанного излучения (УСИ), которое затрудняет формирование качественного излучения. Рассмотрим формирование расходимости излучения в ХеСl-лазере с активным объемом  $15 \times 13 \times 150$  см<sup>3</sup> (рис. 2.17). Активный объем данного лазера возбуждается двумя встречными электронными пучками сечением  $15 \times 150$  см<sup>2</sup>. Лазер работал на молекулах ХеСl (длина волны 308 нм) и производил импульс излучения с максимальной энергией 150 Дж при длительности 250 нс.



*Рис. 2.17. Эксимерный лазер УФЛ-100 с энергией генерации 150 Дж на  $\lambda=308$  нм*

Результаты экспериментов на данном лазере с различными значениями увеличения конфокального резонатора (рис. 2.18, *a*) показаны на рис. 2.19.

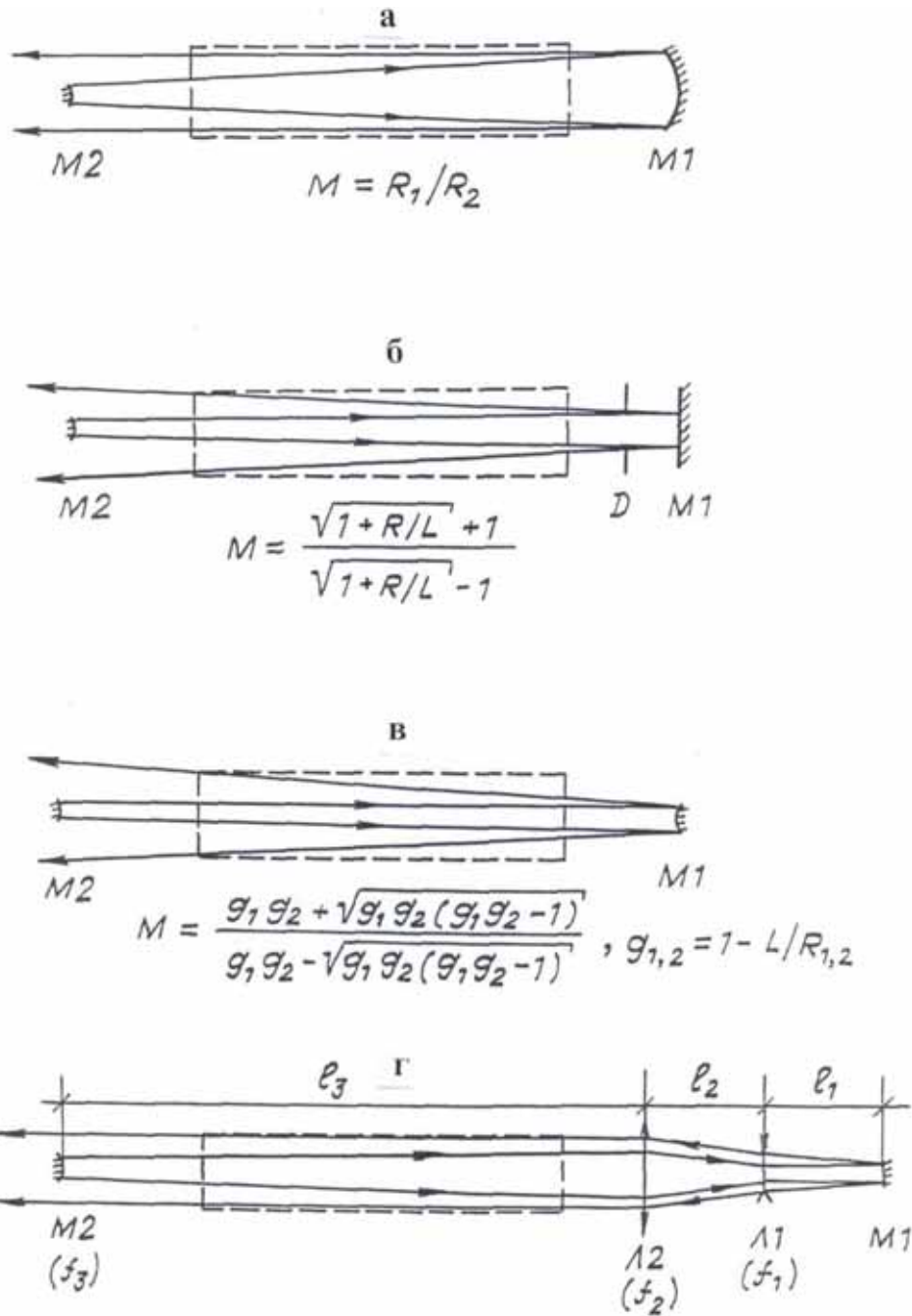


Рис. 2.18. Оптические схемы неустойчивого резонатора: а – конфокальный резонатор положительной ветви; б – резонатор с плоским задним зеркалом,  $g_1 = 1, g_2 > 1$ ; в – резонатор с двумя выпуклыми зеркалами,  $g_{1,2} > 1$ ; г – резонатор с коллимирующим телескопом и двумя выпуклыми зеркалами

Как видно из рис. 2.19, существует два оптимальных значения увеличения  $M$ . При  $M = 8,5$  реализуется максимальная осевая интенсивность излучения, а при  $M = 18$  минимальная расходимость по уровню половины энергии генерации. Таким образом, максимальная яркость излучения лазера достигается в резонаторе с увеличением  $M = 8,5$ . Что касается рас-

ходимости, то с ростом увеличения резонатора  $M > 18$  расходимость излучения начала увеличиваться. Такое поведение расходимости совершенно не характерно для эксимерных лазеров с апертурой в единицы сантиметров и является особенностью мощных широкоапертурных лазеров (большая роль УСИ). Остановимся на этом несколько подробнее.

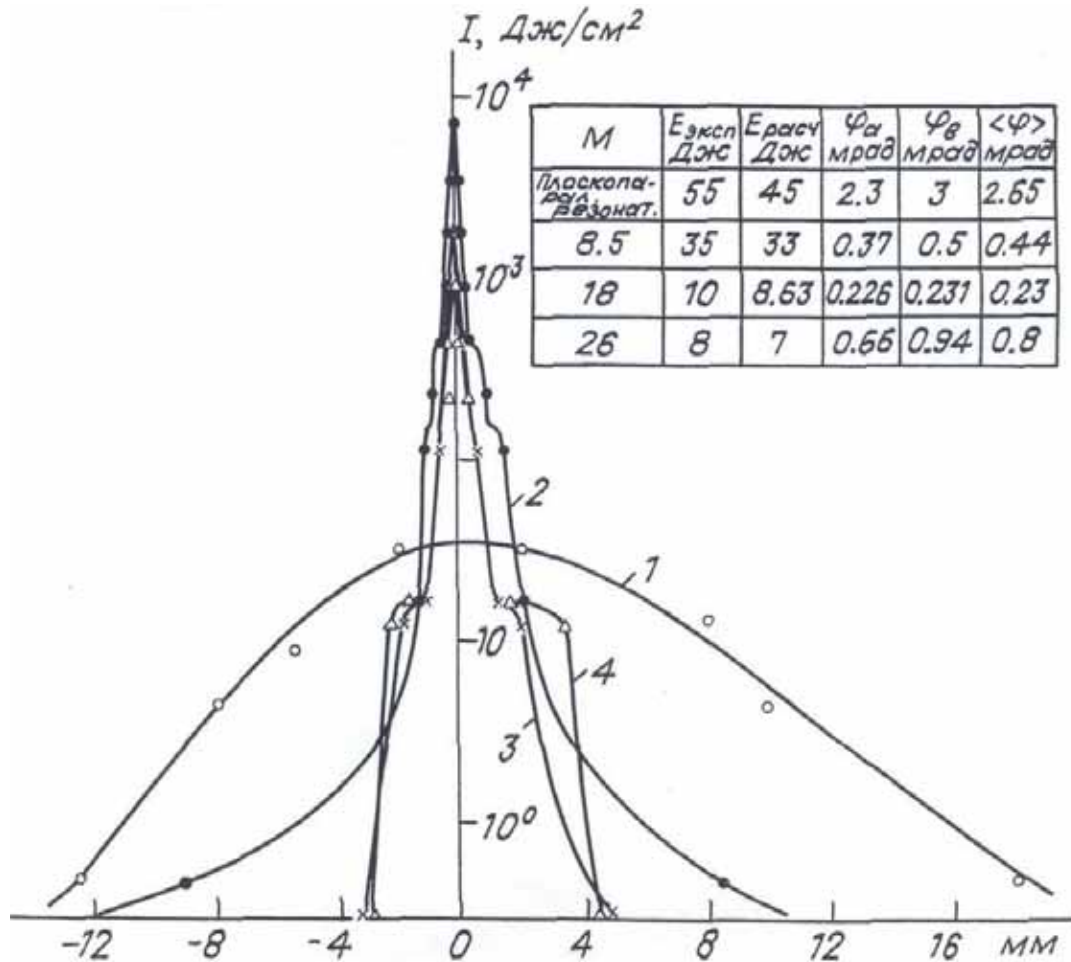


Рис. 2.19. Поперечное распределение интенсивности излучения в фокальном пятне ( $F = 635$  см) при увеличении неустойчивого конфокального резонатора  $M = 8,5$  (2), 18 (3), 26 (4), 1 – плоскопараллельный резонатор. (В таблице приведены энергия и расходимость излучения по уровню 0,5 энергии пучка в горизонтальной ( $\varphi_{\text{г}}$ ) и вертикальной ( $\varphi_{\text{в}}$ ) плоскостях,  $\langle \varphi \rangle$  – усредненный угол расходимости)

Как известно, в пустом неустойчивом резонаторе установившаяся картина поля возникает уже после нескольких обходов по нему зарождающихся потоков излучения. Тем не менее, в реальных лазерах формирование основной моды, которой соответствует излучение с минимальной расходимостью, будет происходить согласно теории пустого резонатора лишь в случае, если усиление одинаково для всех направ-

влений. Кроме того, картина поля будет стационарной при условии, что интенсивность излучения основной моды достигает интенсивности насыщения во всем активном объеме.

В неустойчивом конфокальном резонаторе положительной ветви с увеличением размеров активной среды возрастает число и интенсивность потоков, отраженных от вогнутого зеркала и первоначально сходящихся к центру под разными углами к оси резонатора. В результате инверсная населенность в центральной области оказывается меньше, чем в остальном объеме. Это приводит к тому, что процесс выделения основной моды резонатора с активной средой замедляется. Лишь первоначально сжимающиеся потоки основной моды могут конкурировать с остальными потоками. Уменьшить интенсивность потоков, сходящихся к центру активной области, можно при замене заднего вогнутого зеркала на плоское (рис. 2.18, б), при этом обобщенный параметр  $g_1$  определяется как

$$g_1 = 1 - L/R_1 = 1. \quad (2.32)$$

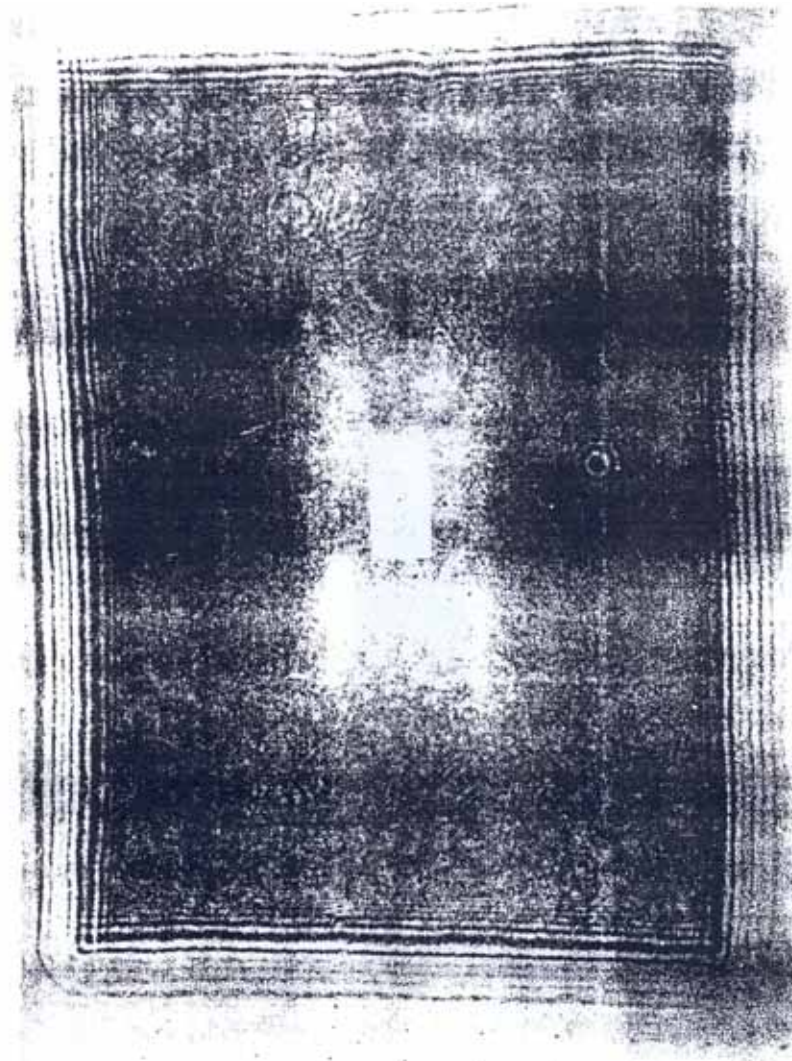
В этом случае выходное излучение в ближней зоне становится расходящимся, увеличение  $M$  задается выбором радиуса выпуклого зеркала  $R$  и расстоянием между зеркалами  $L$ :

$$M = [(1 + R/L) + 1] / [(1 + R/L) - 1]. \quad (2.33)$$

Дальнейшую дискриминацию излучения в больших углах при достаточной обратной связи для основной моды можно осуществлять в конфигурации резонатора, когда оба зеркала являются выпуклыми при соотношении обобщенных параметров  $g_1 > g_2$  (рис. 2.18, в). В этом случае размер зеркал становится много меньше лазерной апертуры и определяется увеличением резонатора, которое можно выразить как

$$M = [1 + (1 - 1/g_1 g_2)^{1/2}] / [1 - (1 - 1/g_1 g_2)^{1/2}]. \quad (2.34)$$

На рис. 2.20 представлена фотография излучения в ближней зоне для резонатора с выпуклыми зеркалами. При этом отчетливо видна дифракция на зеркалах резонатора и оптических неоднородностях в окнах лазерной камеры, что свидетельствует о высокой пространственной когерентности пучка. Однако на основе измерений 50 % энергии пучка содержалось в 10 дифракционных углах (достаточно большая расходимость), а точность измерения была близка к пределу разрешения измерительной аппаратуры ( $3 \cdot 10^{-5}$  рад). В связи с этим было предположено, что реальная расходимость пучка является меньше измеряемой, и для выяснения истинной картины были проведены измерения расходимости части лазерного пучка с диаметром  $\varnothing = 75$  мм, для которого измерения можно считать корректными.



*Рис. 2.20. Фотография излучения в ближней зоне для резонатора с выпуклыми зеркалами ( $g_{1,2} > 1$ ). Апертура лазера  $15 \times 13$  см*

Результаты измерений для трех увеличений резонатора с выпуклыми зеркалами приведены на рис. 2.21. Для последнего типа резонатора отчетливо выделен дифракционный kern с угловым размером  $10^{-5}$  рад, в котором содержится около 50 % энергии излучения.

В табл. 2.1 приведены характеристики излучения для данных типов резонатора с разным увеличением (рис. 2.21) для лазерного пучка с полным и частичным размером.

Видно, что наибольшая яркость излучения реализуется для резонатора с наибольшим увеличением. Большое отличие расходимости, измеренной со всей апертуры лазера и ее части (диаметром 75 мм), говорит о некорректности измерения используемой методики для пучков большого диаметра.



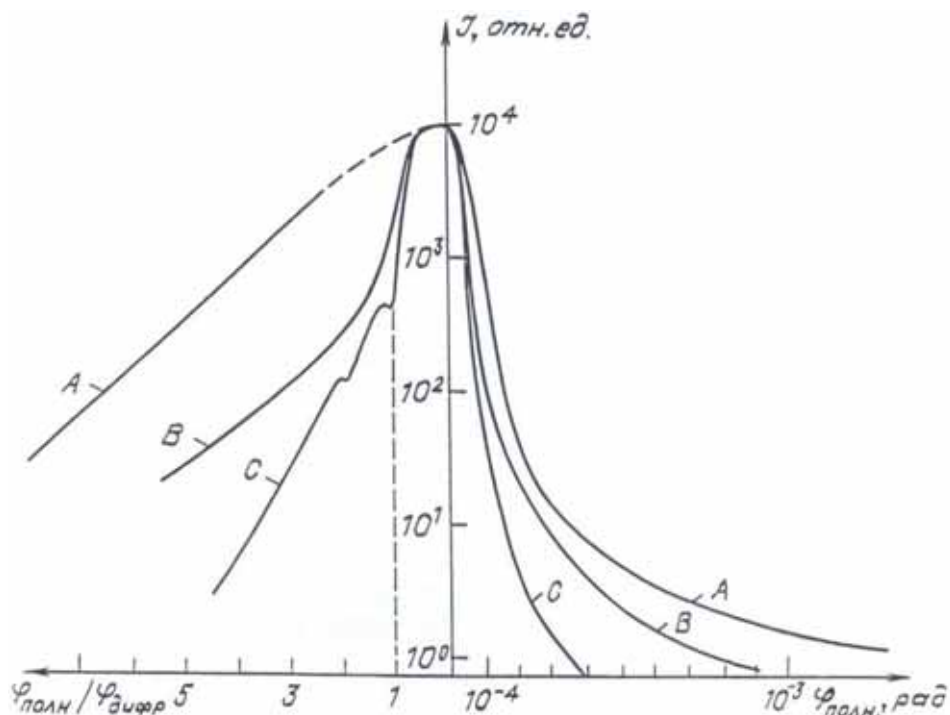


Рис. 2.21. Распределение интенсивности излучения в фокальном пятне ( $F = 635$  см) для неустойчивого конфокального резонатора с увеличением  $M = 8,5$  (A),  $14$  (B),  $19$  (C) (справа для всей апертуры ( $15 \times 13$  см), слева для диаметра  $7,5$  см)

Таблица 2.1

Тип резонатора	Энергия генерации $E$ , Дж	Часть лазерного пучка с $\theta = 75$ мм		Весь лазерный пучок	
		Доля энергии в $\theta_0$ , %	$\theta$ сод. $0,5E$ , мрад	Яркость, Вт/см <sup>2</sup> ср	
Плоскопарал.	40	—	—	2,7	$9 \cdot 10^{10}$
A	20	13	0,04	0,07	$6 \cdot 10^{13}$
B	15	25	0,03	0,06	—
C	10	55	0,01	0,05	$3 \cdot 10^{15}$

Примечание:  $\theta_0$  — дифракционный угол.

К недостаткам резонаторов с величиной  $g_i \geq 1$  следует отнести то, что активный объем лазера не используется полностью. Этот недостаток можно устранить в схеме, представленной на рис. 2.18, г. Увеличение резонатора при этом определяется выражением

$$M = 2dcf_3(1 - L_3/f_3)^2 - 2ab/f_3, \quad (2.35)$$

где  $a = 1 - l_2/f_1$ ,  $b = l_1 + l_2 - l_1 l_2/f_1$ ,  $c = l_1/f_2 - 1/f_2 - 1/f_1$ ,  $d = (1 - l_2/f_2)(1 - l_1/f_1) - l_1/f_2$ ,  $f_i$  и  $l_i$  — фокусные расстояния и расстояния между элементами, соответствен-

но, согласно рис. 2.18, г. Такой резонатор позволяет получать наибольшую энергию генерации, но является более сложным в настройке и дорогостоящим.

### 2.7.3. Режим инжекционной синхронизации

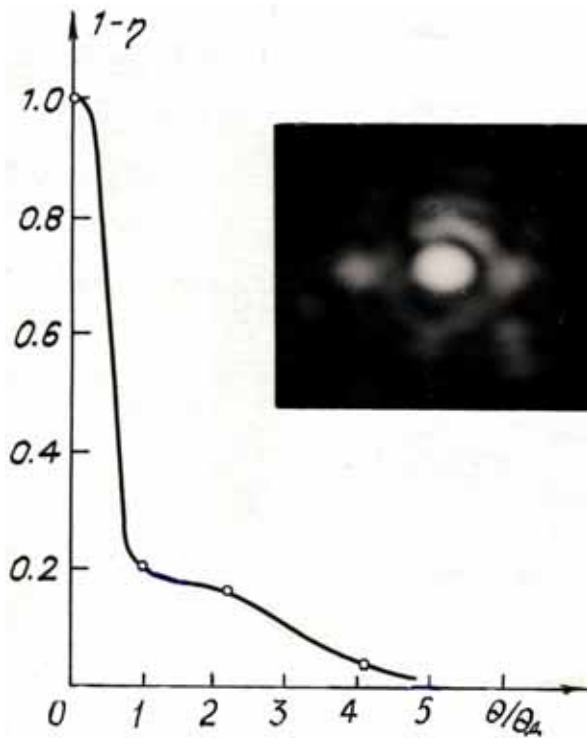


Рис. 2.22. Распределение энергии и интенсивности в дальней зоне для пучка ЗГ

фокальный неустойчивый резонатор УЛ через отверстие диаметром  $d = 1 - 2$  мм в вогнутом зеркале.

Основные условия осуществления режима ИС заключаются в следующем.

- Во-первых, интенсивность внешнего сигнала должна превышать уровень спонтанного шума, пространственное и угловое распределение которого соответствует низшим модам резонатора УЛ.
- Во-вторых, профиль интенсивности инжектируемого излучения должен быть как можно ближе к профилю низших поперечных мод резонатора УЛ.
- В-третьих, в случае, когда длительность инжектируемого сигнала сравнима или короче длительности импульса генерации УЛ, необходимо, чтобы внешний сигнал был конкурентоспособным с излучением УЛ от начала роста усиления в среде до момента генерации.

- В-четвертых, степень совместной юстировки неустойчивого резонатора УЛ с апертурой  $D$  и входного пучка ЗГ диаметром  $d$  должна удовлетворять следующему условию:

$$(\lambda/D)M^n = \lambda/d, \quad (2.36)$$

где  $n$  – число обходов излучением ЗГ резонатора УЛ до заполнения его апертуры. Для случая с  $d = 1$  мм,  $M = 5$  и  $n = 2$  на длине волны ХеС1-лазера допустимый угол разъюстировки не должен превышать  $3 \cdot 10^{-4}$  рад.

Управление параметрами излучения мощных эксимерных лазеров, возбуждаемых электронным пучком, в режиме ИС исследовалось на многих установках, таких как «Sprite» (Англия), «Rapid B» (США), УФЛ-100 (Россия). При этом удавалось управлять расходимостью и спектральным составом излучения с энергией генерации в сотни джоулей.

Остановимся более подробно на результатах исследования режима ИС, проведенных в Институте сильноточной электроники СО РАН на лазере УФЛ-100.

Обратимся к результатам исследования в широкоапертурном лазере (рис. 2.16), имеющем длительность импульса генерации 250 нс. Выходные характеристики лазера исследовались в зависимости от увеличения неустойчивого конфокального резонатора, времени и способа заполнения активной среды, длительности, формы и амплитуды инжектируемого сигнала. Оптическая схема эксперимента приведена на рис. 2.23.

Качественное излучение для инъекции формировалось в электро-разрядной лазерной системе, в которой один из лазеров также работал в режиме ИС. Инъекция излучения в резонатор УЛ осуществлялась через центральное отверстие связи в вогнутом зеркале. Контроль за спектральным составом излучения ЗГ и УЛ производился с помощью спектрографа и фотодиодов. В экспериментах увеличение резонатора изменялось от 4,5 до 8,5, соотношение полезный сигнал/шум инжектируемого импульса изменялось от 10 до 50, диаметр отверстия связи изменялся от 10 до 3 мм.

Остановимся более подробно на результатах, полученных в случае, когда излучение ЗГ фокусировалось до размера диаметра связи, равного 3 мм, и заполняло резонатор УЛ в течение 5 проходов. Значительное расстояние (около 30 м) между ЗГ и УЛ осуществляло дополнительную пространственную и частотную селекцию внешнего сигнала. На рис. 2.24 приведены осциллограммы импульсов излучения при инъекции на линии 0–2 для оптимального времени запаздывания  $\tau_z$  (между моментами начала накачки и начала заполнения резонатора излучением ЗГ). Частичное пропускание зеркала 15 позволяло наблюдать ин-

жектируемый импульс в одном масштабе с основным. При этом 90 % энергии излучения наблюдалось на линии 0–2, а линия 0–1 менее всего нарастала в течение импульса.

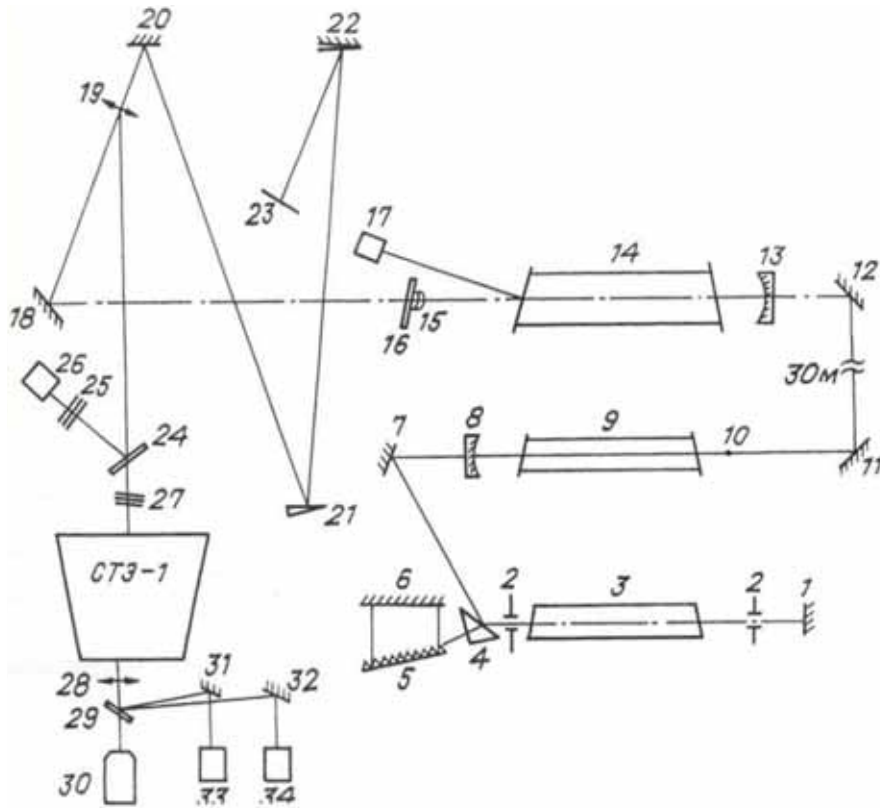


Рис. 2.23. Оптическая схема эксперимента по реализации режима ИС: 1, 6, 7, 11, 12, 18, 20, 31, 32 – зеркала полного отражения, 2 – диафрагма  $\varnothing 1,5$  мм, 3, 9, 14 – активный объем ЗГ и управляемого лазера, 4 – призмный расширитель, 8, 10, 13, 15 – зеркала неустойчивого резонатора, 16, 21, 24 – кварцевые пластины, 22 – зеркальный клин-ослабитель, 23 – фотобумага, 25, 27 – ослабители, 26, 33, 34 – фотодиоды, 28 – цилиндрическая линза  $F = -4$  см, 29 – зеркало с  $\rho = 50\%$ , 30 – телекамера ПТУ-50, 35 – СТЭ-1- спектрограф

Далее рассмотрим ситуацию по управлению параметрами излучения в электроразрядном лазере. Схема эксперимента представлена на рис. 2.25. В исследованиях использовались два электроразрядных лазера.

Один из лазеров выполнял функцию ЗГ, а второй, имеющий неустойчивый резонатор, работал в режиме инжекционной синхронизации (ИС). Для получения лазерного пучка с близким к однородному распределению интенсивности в ближней зоне, в работах был использован резонатор с выходным зеркалом переменного отражения. В нашем случае неустойчивый резонатор второго лазера с увеличением  $M = 7$  был образован выпуклой гранью мениска (коэффициент отраже-

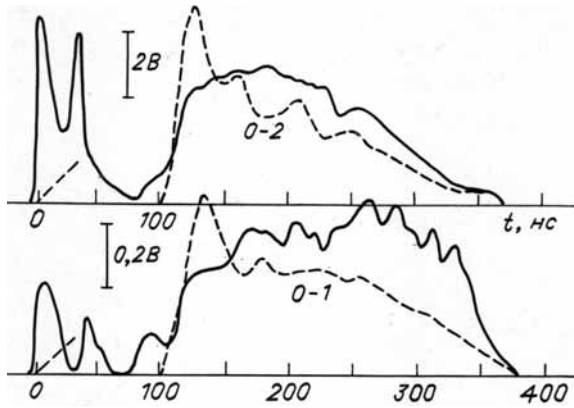


Рис. 2.24. Осциллограммы импульсов излучения лазера УФЛ-100 в режиме свободной генерации (пунктир, 2 В/дел) и ИС на линии 0–2

пучка на выходном зеркале такого резонатора определяется из следующего выражения:

$$W = d(M^n - 1)^{1/n}. \quad (2.37)$$

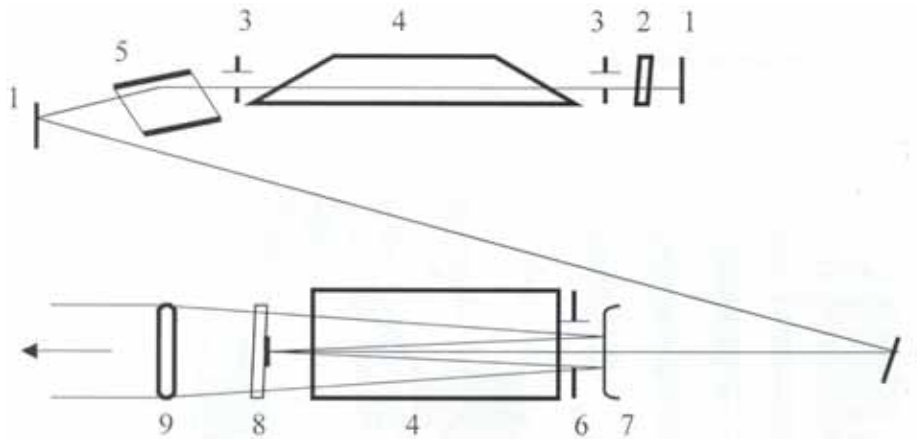


Рис. 2.25. Оптическая схема работы режима ИС в электроразрядном лазере: 1 – зеркало полного отражения, 2 – твердотельный эталон с базой – 10 мм, 3 – диафрагма диаметром 1,4 мм, 4 – активная среда, 5 – две дифракционные решетки 2400 штр/мм, 6 – диафрагма 10 мм, 7 – выпуклое зеркало с коэф. отражения 80 %, 8 – полупрозрачное зеркало диаметром 3,8 мм, 9 – положительная линза с  $F = 2000$  мм

В нашем случае на выходном зеркале лазерный пучок имел диаметр 26 мм с энергией в импульсе 80 мДж и длительностью  $\tau_{1/2} = 100$  нс. В распределении интенсивности излучения в ближней зоне в центре пучка регистрировался небольшой провал от максимальной интенсивности. Экспериментально зарегистрированный профиль распределения интенсивности соответствовал значениям, рассчитанным для основной моды резонатора из выражения

$$I(r) = (1 - R \exp[-2(r/d)^n]) \exp[-2(r/W)], \quad (2.38)$$

где  $r$  – радиальная координата. Небольшое уменьшение интенсивности в центре пучка, которое примерно равно  $(1-R)$ , было обусловлено неоптимальными значениями  $M$  и  $R$  в экспериментах (условие распределения интенсивности без провала  $RM^n \sim 1$ ).

Излучение ЗГ инжектировалось в резонатор этого лазера через полупрозрачный мениск. Для получения эффективного режима управления излучением второго лазера необходимо выполнить условия ИС. Эти условия обеспечивались посредством изменения включения второго лазера относительно первого и подбором величины входного пучка. На рис. 2.26 приведены денситограммы спектра излучения для двух режимов. В режиме свободной генерации спектр состоял из двух линий, соответствующих переходам 0–1 и 0–2 молекулы ХеС1. Их интенсивности были примерно одинаковы, а ширина на полувысоте составляла  $2,5 \text{ см}^{-1}$ . При инжекции на переходах 0–1 либо 0–2 основная энергия управляемого лазера излучалась на одной линии и наблюдалась шумовая компонента излучения на второй линии.

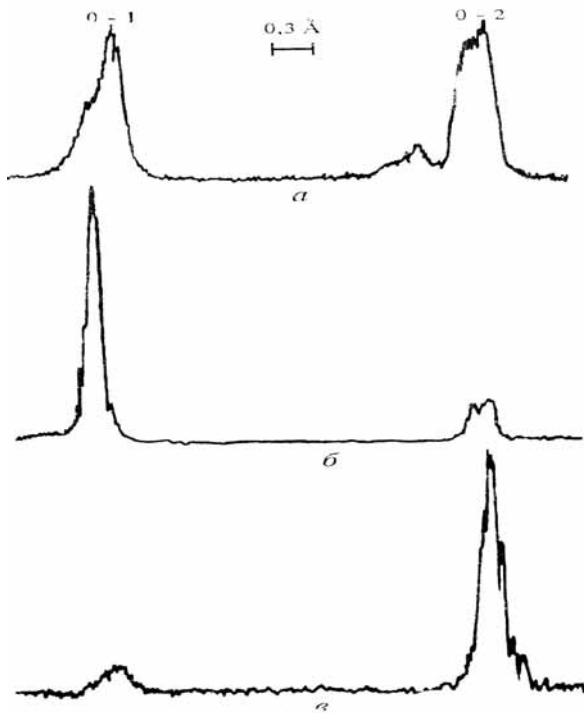


Рис. 2.26. Денситограммы спектра излучения для разных режимов работы лазера: а – режим свободной генерации; б, в – режим ИС. Управление спектральными линиями на переходах 0–1 (б) и 0–2 (в) молекулы ХеС1

При настройке излучения ЗГ на максимум усиления конкретного перехода отношение интенсивностей на шумовой и инжектируемой линиях составляло  $1/40$ . Поскольку ЗГ позволял осуществлять плавную перестройку спектра по всему контуру усиления, его излучение можно было настроить на минимум усиления между линиями. При этом отношение интенсивностей составляло  $1/4$ . На рис. 2.27 приведена энергетическая диаграмма направленности выходного излучения в режимах свободной генерации (кривая 1) и ИС (2). Видно, что при инжекции уменьшалась доля энергии излучения в крыльях диаграммы направленности. Доля энергии излучения в дифракционном

угле для режима ИС достигала 60 %. Форма импульса излучения управляемого лазера приведена на рис. 2.28. Первый максимум на импульсе излучения был обусловлен накачкой от обострительной емкости, второй – от накопительной. Из рисунка видно, что импульс излучения имеет временную модуляцию по интенсивности, глубина которой зависела от экспериментальных условий. При инжекции внешнего сигнала (кривая 2) либо снижении коэффициента усиления активной среды (кривая 3) глубина модуляции амплитуды возрастала. Период наблюдаемой модуляции совпадает со временем обхода резонатора, которое составляло 6 нс. Следовательно, можно полагать, что сама модуляция связана с формированием поперечных мод резонатора, а ее глубина определяется соотношением между скоростью нарастания фотонной лавины и скоростью накачки активной среды. В случае инжекции пучка ЗГ в резонатор, время формирования мод резонатора уменьшается, что приводит к увеличению глубины модуляции.

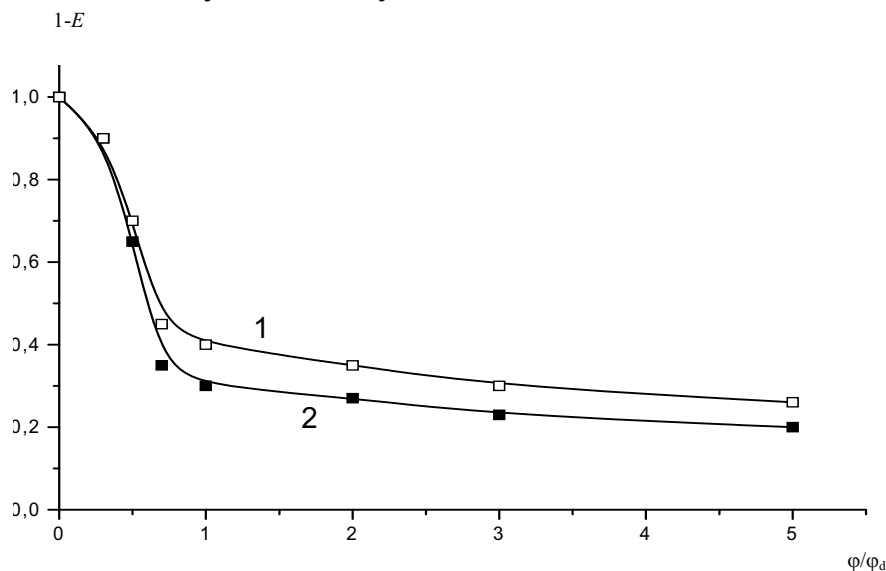


Рис. 2.27. Энергетические диаграммы направленности выходного излучения в режимах свободной генерации (1) и ИС(2).  $E$  – доля энергии в угле  $\varphi$

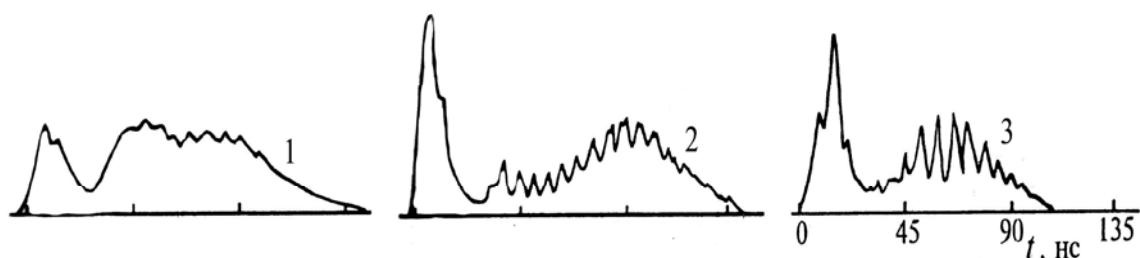


Рис. 2.28. Временная форма импульса излучения. 1 – режим свободной генерации; 2,3 – режим ИС

## 2.7.4. Использование нелинейной среды в эксимерных лазерных системах

### 2.7.4.1. Вынужденное комбинационное рассеяние света

Причиной рассеяния света в нелинейной среде является наличие неоднородностей в среде. Такие неоднородности могут возникать вследствие одиночных или коллективных колебаний частиц в жидкостях и твердых телах. Комбинационное рассеяние представляет собой процесс неупругого рассеяния света на оптических колебаниях молекул или на внутримолекулярных колебаниях. В отличие от рассеяния Рэлея в этом случае частота рассеянного света отличается от частоты падающей волны.

Спектр рассеянного света содержит комбинационные частоты  $\omega \pm \Omega$ , где  $\omega$  – частота падающей волны, а  $\Omega$  – частота молекулярных колебаний. Наибольшую интенсивность имеет линия с частотой, равной разности этих частот ( $\omega - \Omega$ ). Эта линия называется стоксовой. Интенсивность антистоксовой линии с частотой ( $+\Omega$ ) намного меньше.

При стоксовом рассеянии молекула вначале находится в невозбужденном состоянии. Падающий квант с энергией  $h\omega$  поглощается молекулой, в результате чего молекула переходит на один из возможных для нее колебательных уровней с энергией  $h\Omega$ . Разность энергии  $h(\omega - \Omega)$  излучается в виде рассеянного кванта с частотой  $\omega_s = \omega - \Omega$ , рис. 2.29, а.

Если молекула находится в возбужденном состоянии, то она может перейти в невозбужденное состояние в результате рассеяния (рис. 2.29, б). Энергия рассеянного кванта в этом случае больше, чем энергия падающего: рассеяние происходит на антистоксовой частоте  $\omega_{as} = \omega + \Omega$ .

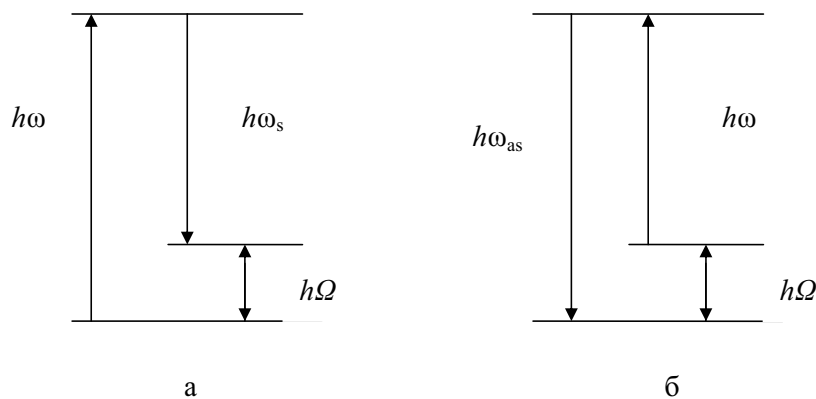


Рис. 2.29. Схема квантовых процессов при комбинационном рассеянии:  
а – стоксовом; б – антистоксовом



При вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) световая волна возбуждает молекулярные колебания, на которых затем происходит рассеяние этой волны. Этот процесс можно рассматривать как параметрическое взаимодействие волны накачки и молекулярных колебаний.

Вынужденное комбинационное рассеяние обладает рядом существенных особенностей по сравнению со спонтанным рассеянием. При вынужденном рассеянии резко возрастает интенсивность антистоксова излучения, имеющего характерную направленность: если стоксово излучение направлено в основном вдоль падающего луча, то антистоксово образует конические поверхности вокруг этого направления.

Вынужденное комбинационное рассеяние, в отличие от спонтанного, возникает при интенсивностях светового пучка, превышающих некоторую ее пороговую величину. Ширина спектральной линии выходного излучения при этом уменьшается, а эффективность преобразования возрастает на несколько порядков. Теоретически она может достигать 100 %.

В настоящее время известно более сотни веществ, в которых наблюдается вынужденное-комбинационное рассеяние. Для наиболее употребляемых из этих веществ характерны следующие *сдвиги частот*  $\Omega$ , см<sup>-1</sup>:

***Жидкости***

Четыреххлористый углерод . . . . .	460 см <sup>-1</sup>
Сероуглерод . . . . .	656
Бензол . . . . .	992, 3064
Толуол . . . . .	1004
Нитробензол . . . . .	1344
Циклогексан . . . . .	2852, 2863
Дихлорбензол . . . . .	2982
Анилин . . . . .	3300
Вода . . . . .	3651

***Твердые вещества***

Кварц . . . . .	128, 466 см <sup>-1</sup>
Ниобат лития . . . . .	152, 248, 628
Полистирол . . . . .	1001
Кальцит . . . . .	1084
Триглицинсульфат . . . . .	2422, 2702, 3022

***Газы***

Кислород . . . . .	1552 см <sup>-1</sup>
Калия пары . . . . .	2721
Метан . . . . .	2916
Дейтерий . . . . .	2991
Водород . . . . .	4155

### 2.7.4.2. Вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна

Взаимодействие световой волны с упругими волнами в конденсированных средах вызывает рассеяние Мандельштама–Бриллюэна. Фактически это дифракция света на звуковых волнах. Распространение упругих волн вызывает модуляцию оптических свойств среды, поскольку повышение плотности сопровождается увеличением коэффициента преломления. Образуется своеобразная дифракционная решетка с шагом, равным длине акустической волны  $\mathcal{L}$  в среде. В бегущей волне эта решетка движется со скоростью  $v$  распространения упругой волны, в стоячей волне решетка не движется.

Максимальная интенсивность рассеянного света наблюдается в направлениях, определяемых условием Брэгга–Вульфа. Для дифракции первого порядка

$$2\mathcal{L}\sin(\theta_p/2) = \lambda, \quad (2.39)$$

где  $\mathcal{L}$  — длина акустической волны,  $\lambda$  — длина световой волны в нелинейной среде, а  $\theta_p$  — угол рассеяния. Поскольку плотность среды в каждой точке изменяется с частотой  $\Omega$ , интенсивность света будет промодулирована во времени с этой частотой. Следовательно, в рассеянном свете появятся дискретные компоненты с частотами  $\omega \pm \Omega$ . Поэтому рассеянные компоненты легче различать при высоких частотах звуковых волн (гиперзвук,  $\Omega \sim 10^{10}$  Гц).

С точки зрения квантовой физики явление Мандельштама–Бриллюэна представляет собой рассеяние фотонов на фононах, причем рассеяние фотонов может сопровождаться рождением фононов. Таким образом, рассеяние светового пучка ведет к усилению гиперзвуковой волны, что, в свою очередь, вызывает увеличение рассеяния падающей световой волны. Такой процесс называется вынужденным рассеянием Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ). На языке классической физики генерация звуковых волн при рассеянии света возникает вследствие электрострикции, т. е. сжатий и разрежений среды под влиянием электрического поля световой волны. Этот эффект можно рассматривать как параметрический процесс, в котором мощная световая волна накачки возбуждает звуковые колебания и рассеянную световую волну. Нарастание звуковой волны наблюдается, если приток энергии компенсирует потери на затухание звука. Пороговая плотность потока мощности составляет  $10^7$ – $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. При рассеянии Мандельштама–Бриллюэна частотные сдвиги значительно меньше, чем при комбинационном рассеянии.

### 2.7.4.3. Использование в эксимерных лазерах ВРМБ-среды

Для эффективной реализации процесса ВРМБ необходимо, чтобы значение инкримента усиления

$$G = g_e I_n L \cong 25, \quad (2.40)$$

где  $I_n$  – интенсивность накачки,  $L$  – длина взаимодействия пучка накачки с нелинейной средой,  $g_e$  – коэффициент усиления ВРМБ. При этом  $L$  должна быть меньше длины когерентности пучка накачки  $l_k = 1/\Delta\nu_n$ , где  $\Delta\nu_n$  – ширина линии излучения накачки в  $\text{см}^{-1}$ .

Для использования широкополосного пучка накачки была введена критическая интенсивность накачки

$$I_{кр} = 4\pi\Delta\nu_n/g_e, \quad (2.41)$$

которую необходимо превышать для реализации процесса ВРМБ.

### 2.7.4.4. Обращение волнового фронта

Основной способ получения мощного лазерного импульса излучения с малой расходимостью заключается в усилении пучка задающего генератора в системе усилителей. Тем не менее, получение предельно малой расходимости, ограниченной дифракцией излучения, при усилении затруднено вследствие влияния УСИ, а также наличия оптических неоднородностей в активной среде усилителя, в воздушном оптическом тракте и возникающих аббераций на оптике. В условиях, при которых сложно избавиться от оптических неоднородностей в лазерной системе, для повышения направленности лазерного пучка используется метод обращения волнового фронта (ОВФ).

Первая экспериментальная работа по ОВФ в эксимерном лазере появилась в 1981 году. При этом лазерный пучок с высоким качеством и линейной поляризацией расширялся телескопом, проходил через активную среду усилителя KrF-лазера и фокусировался в ВРМБ-кювету. Рассеянный от ВРМБ-среды пучок с сопряженной фазой усиливался на обратном проходе через активную среду, за два прохода через четвертьволновую пластинку поворачивал поляризацию на  $90^\circ$  и выводился поляризатором из резонатора. За счет сопряженной фазы рассеянного пучка на обратном проходе происходило исправление волнового фронта пучка. Таким образом, эталонный пучок повышает свою энергию и сохраняет свое высокое качество.

Характеристикой обращения является точность ОВФ, которая характеризуется коэффициентом качества и обычно определяется как

$$k = k_s(\theta_d)/k_n(\theta_d), \quad (2.42)$$

где  $k_s(\theta_d)$  и  $k_n(\theta_d)$  – доли энергии стоксова пучка и накачки в дифракционном угле  $\theta_d$ . При ОВФ обратное излучение распространяется строго по тому же пути, по которому оно прошло в прямом направлении. Именно за счет этого происходит компенсация набранных искажений волнового фронта для каждой точки по сечению лазерного пучка.

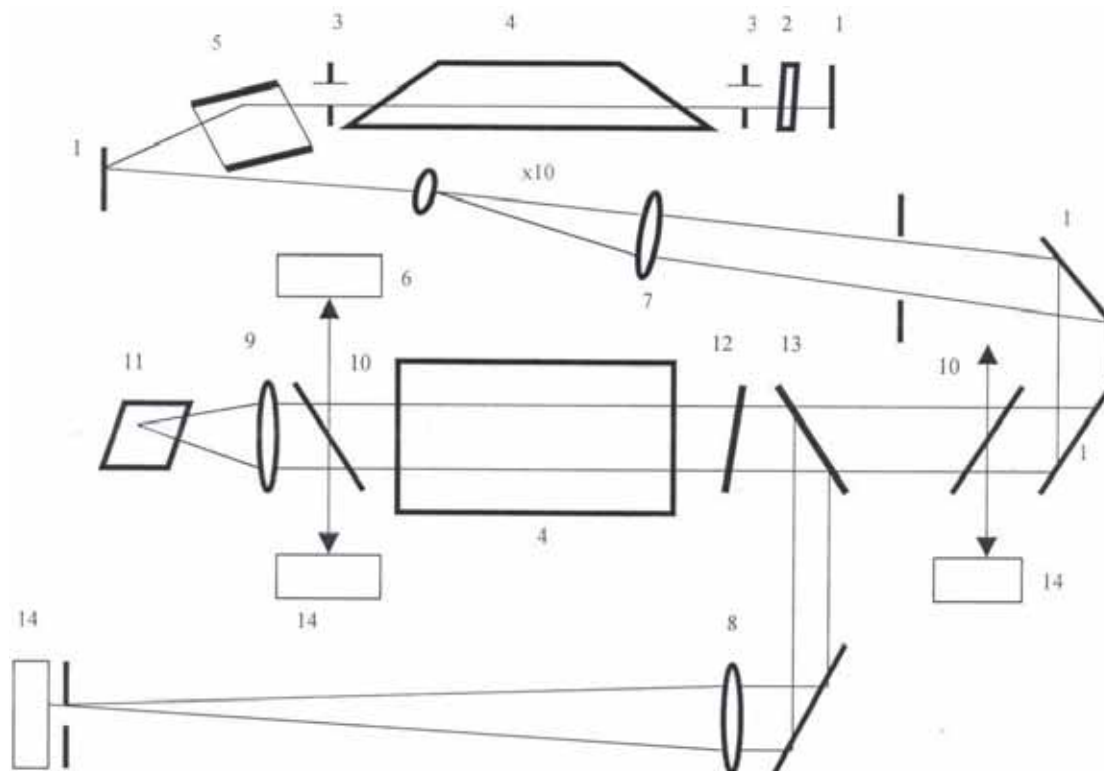


Рис. 2.30. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 – зеркало полного отражения, 2 – кварцевый эталон с базой 10 мм, 3 – диафрагма диаметром 1,4 мм, 4 – активная среда ЗГ, 5 – дифракционные решетки 2400 штр/мм, 6 – линза с  $F = 100$  мм, 7 – линза с  $F = 1000$  мм, 8 – линза с  $F = 10\,000$  мм, 9 – линза с  $F = 100 \dots 600$  мм, 10 – кварцевая пластина, 11 – кювета с нелинейной средой, 12 – четвертьволновая пластинка, 13 – пленочный поляризатор, 14 – измерительная аппаратура

Рассмотрим эксперименты по ОВФ в лазерной системе более подробно. На рис. 2.30 приведена оптическая схема такого эксперимента. Излучение ЗГ, расширенное телескопом в 10 раз, проходило через поляризационную развязку, состоящую из пленочного поляризатора и четвертьволновой пластины, и усиливалось в активной среде второго лазера. Затем лазерный пучок фокусировался в нелинейную среду. Поляризационная развязка служила для вывода усиленного на обратном проходе через усилитель рассеянного излучения, кроме того, она ис-

ключала возможность возникновения обратной связи между ЗГ и усилителем. Измерение различных параметров падающего и отраженного пучков осуществлялось с помощью соответствующих приборов, на которые попадала часть светового потока, выделенного делительными пластинами. Пластины устанавливались между кюветой и усилителем, а также перед входом пучка ЗГ в усилитель.

В данных экспериментах исследовалась точность ОВФ пучка ХеСІ-лазера с шириной спектральной линии 0,2 и 0,04 см<sup>-1</sup>. Измерение коэффициента отражения от ВРМБ-зеркала показало, что он зависит от интенсивности накачки и может достигать 90 %. В рассеянном сигнале одновременно было обнаружено две спектральные компоненты, интерпретированные как ВРМБ (сдвиг частоты ~ 0,3 см<sup>-1</sup>) и вынужденное температурное рассеяние (ВТР). Соотношение между этими компонентами зависело от ширины линии пучка накачки и фокусного расстояния линзы. При «жесткой» фокусировке в рассеянном сигнале в основном преобладало вынужденное температурное рассеяние (ВТР), при увеличении фокусного расстояния – ВРМБ. Доля ВРМБ росла с уменьшением ширины линии пучка накачки. Было найдено, что ВТР практически не несет энергии в дифракционном керне пучка, а дает вклад только в крылья диаграммы направленности. В условиях преобладания ВТР над ВРМБ рассеянный пучок в ближней зоне разбивался на мелкодисперсную структуру. При выравнивании этих компонент распределение становилось более однородным. Наиболее высокая точность ОВФ была реализована при максимальной доле в рассеянном сигнале ВРМБ.

Поведение коэффициента качества ОВФ зависит от ширины линии, геометрии ввода пучка в нелинейную среду и интенсивности накачки. Входной пучок в усилитель содержал в дифракционном угле (для однородного пучка) 77 % энергии. После первого прохода через усилитель расходимость пучка ухудшалась в 1,3 раза. Падающий на ВРМБ-зеркало пучок диаметром 14 мм имел энергию 17 мДж при ширине линии 0,2 см<sup>-1</sup> и 9 мДж при ширине 0,04 см<sup>-1</sup>. Уменьшение геометрии угла, входящего в нелинейную среду излучения, в обоих случаях приводило к улучшению качества отраженного пучка. Наибольший коэффициент качества для пучка диаметром 14 мм составил 75 % для узкой линии и 62 % для широкой. Уменьшение диаметра пучка (путем ограничения предыдущего) до 7,5 мм приводило к повышению коэффициента качества и к получению практически исходной диаграммы направленности даже для широкой линии. Следует отметить, что большая доля ВРМБ в рассеянном сигнале не является достаточным условием высокого коэф-

фициента качества. Так, для линии 0,4 пм при использовании линзы с  $F = 20$  см доля ВРМБ в рассеянном сигнале достигала 80 %. Обратная компонента содержала при этом только 20 % энергии в дифракционном угле. При высоких интенсивностях накачки, вероятно, в ВРМБ начинает преобразовываться излучение с худшей расходимостью, лежащее в крыльях его диаграммы направленности. Во всех экспериментах не наблюдалось оптического пробоя в нелинейной среде. Снижение интенсивности накачки (путем ослабления пучка) при использовании короткофокусных линз приводило к увеличению в рассеянном сигнале доли ВРМБ и повышению коэффициента качества.

Наличие ОВФ в экспериментах подтверждалось восстановлением в стоксовом пучке структуры маски, помещенной в оптический тракт между усилителем и поляризационной развязкой. Изображение маски сохранялось в диапазоне интенсивностей накачки 1...10 ГВт/см<sup>2</sup>. При интенсивности 10...100 ГВт/см<sup>2</sup> наблюдалось искажение структуры маски и возрастание доли фона, что было обусловлено сменой механизма рассеяния с ВРМБ на ВТР. При интенсивности накачки более 100 ГВт/см<sup>2</sup> происходила полная смена типа рассеяния на ВТР и структура маски исчезала.

В случае использования пучка накачки без спектральной селекции в ЗГ (две линии с  $\lambda$ , равной 307,9 и 308,2 нм), рассеянный пучок в дальней зоне имел практически один дифракционный керн, что свидетельствовало о наличии в этом пучке в основном ВРМБ-компоненты. Коэффициент отражения при этом не превышал 1...2 %.

Таким образом, в данных исследованиях была показана возможность реализации ОВФ для пучка ХеСІ-лазера за счет ВРМБ и показана реальность получения коэффициента качества ОВФ более 90 % для пучка с шириной спектральной линии 0,2 и 0,04 см<sup>-1</sup>.

#### **2.7.4.5. Влияние турбулентности атмосферы на изменение расходимости лазерного пучка и возможность компенсации этой неоднородности с помощью ОВФ при ВРМБ**

На практике часто возникают проблемы с сохранением качества пучка при его транспортировке в оптическом тракте. В связи с этим представляют интерес эксперименты по восстановлению дифракционной расходимости лазерного пучка после прохода его по оптически неоднородному тракту. Остановимся на таких исследованиях на примере ХеСІ-лазерной системы.

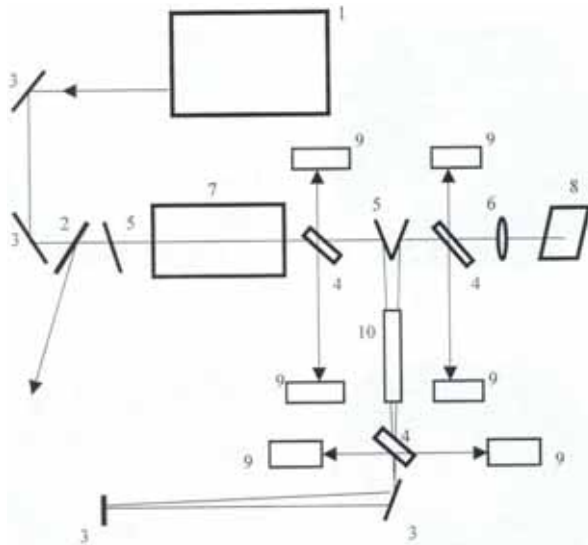


Рис. 2.31. Оптическая схема эксперимента: 1 – лазерная система; 2 – пленочный поляризатор; 3 – Al-зеркало; 4 – кварцевая пластина; 5 – пластинка  $\lambda/4$ ; 6 – положительная линза с  $F = 60$  см; 7 – активная среда HeCl-лазера; 8 – кювета с  $SF_6$ ; 9 – регистрирующая аппаратура; 10 – телескоп с увеличением 7,5

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 2.31. Лазерный пучок, выходящий из лазерной системы (ЛС), проходил активную среду лазера, далее расширялся телескопом 10 с коэффициентом увеличения  $M = 7,5$ . Длина пути, проходимого расширенным пучком изменялась в интервале от 20 до 2400 см, для различных экспериментальных условий. Возвращаясь обратно, под небольшим углом к встречному потоку, лазерный пучок вновь сжимался до диаметра  $\sim 20$  мм и фокусировался в кювету с  $SF_6$  линзой 12 с  $F = 1$  м. Регистрация излучения осуществлялась делением части светового потока с помощью кварцевых пластин, установленных до и после телескопа, а также перед линзой 6.

Результаты измерения распределения интенсивности излучения в дальней зоне после прохода телескопа 10, представлены на рис. 2.32. Наблюдаемое уширение диаграммы направленности относительно дифракционного угла для пучка с диаметром 150 мм было вызвано сферической aberrацией на телескопе.

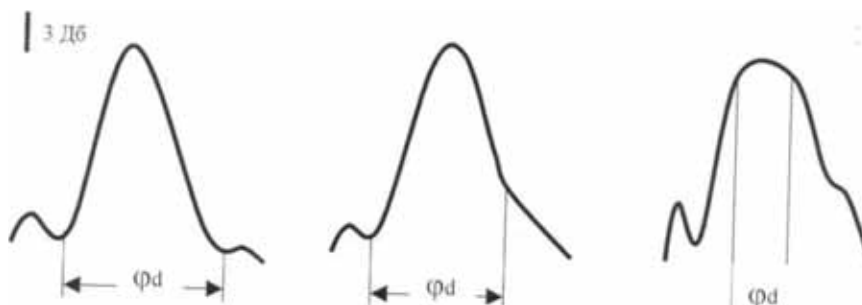


Рис. 2.32. Распределение интенсивности излучения в дальней зоне после прохода телескопа диаметром 35 мм (а), 75 мм (б), 150 мм (в)

Кроме того, при возвращении пучка назад через телескоп без прохода по воздушному тракту волновой фронт пучка приобретал также и астигматический тип искажений. На рис. 2.33 представлены фотогра-

фии фокальных пятен и энергетическая угловая направленность лазерных пучков, падающих на нелинейную среду. Расширенный пучок с диаметром 75 или 150 мм проходил дважды расстояния  $L = 12$  м от телескопа до отражающего зеркала и обратно. Несколько большая расходимость пучка во втором случае была обусловлена турбулентностью воздуха. При этом фокальное пятно распадается на отдельные хаотично расположенные сгустки.

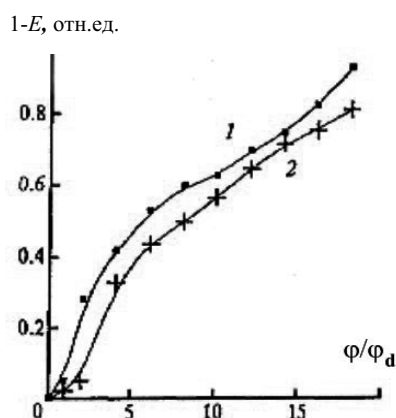
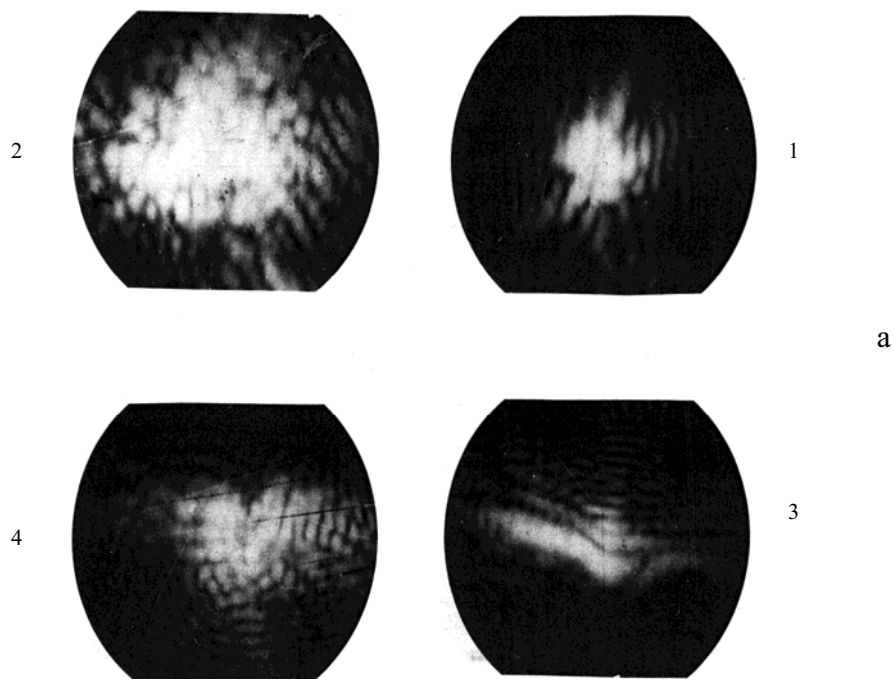


Рис. 2.33. Фотографии фокальных пятен (а), для пучка диаметром 75 мм (1,2) и 150 мм (3,4) с тепловым нагревом части оптического пути (2), пробег по оптическому пути — 4 м (3) и 24 м (4); энергетическая диаграмма направленности излучения (б), падающего на нелинейную среду, для пучков 75 (1) и 150 мм (2), которые соответствуют фотографиям 1 и 4.  $E$  — доля энергии пучка в угле  $\varphi$



В случае увеличения турбулентных потоков в тракте транспортировки с помощью точечного теплового источника, расположенного после телескопа, фокальное пятно пучка диаметром 75 мм приобретает структуру аналогичную пятну, как и в случае пучка с диаметром 150 мм.

#### 2.7.4.6. Формирование короткой длительности импульса излучения ХеСІ-лазера при ВРМБ

Наличие широкой спектральной полосы усиления на переходе В–Х ( $\Delta\nu \sim 100 \text{ см}^{-1}$ ) молекулы ХеСІ\* и высокого коэффициента усиления  $g_0 = 0,14 \text{ см}^{-1}$  в ХеСІ-лазерах позволяет использовать их как усилители ультракоротких импульсов (УКИ). Основным механизмом получения УКИ является формирование сигнала с малой длительностью в лазерной системе на красителе, затем преобразование спектральной частоты данного импульса во вторую гармонику и дальнейшее усиление его в эксимерных усилителях. Однако использование такого метода требует достаточно сложной экспериментальной установки, включающей в себя различные типы лазеров. Поэтому формирование импульсов наносекундной и пикосекундной длительности непосредственно в эксимерной лазерной системе является актуальной задачей.

Среди известных в литературе методов получения УКИ в эксимерных лазерах наибольшее развитие получили: активная и пассивная синхронизации мод, внрезонаторный насыщающий поглотитель, компрессия импульса с помощью ВРМБ, усеченное бриллюэновское рассеяние. Наиболее эффективным способом получения в эксимерных лазерах мощных субнаносекундных импульсов с высокой степенью когерентности является метод компрессии, возникающий при встречном ВР.

Физический принцип данного процесса заключается в укорочении стоксова сигнала, распространяющегося в среде навстречу лазерному импульсу. Сокращение длительности происходит, когда интенсивность стоксовой волны сравнивается с интенсивностью накачки на длинах, которые меньше длины кюветы. В этом случае реализуется режим, при котором усиленное рассеянное излучение забирает в себя практически всю энергию накачки. В результате этого пиковая мощность отраженного импульса может оказаться существенно больше, чем у пучка накачки, за счет малой длительности импульса и сохранения энергии накачки.

Основные условия, которые необходимо выполнять для реализации эффективной компрессии импульса излучения:

1. Длина взаимодействия должна быть

$$L = c\tau/2, \quad (2.43)$$

где  $c$  – скорость света,  $\tau$  – длительность импульса накачки.

2. Ширина спектральной линии накачки  $\Delta\nu_n$  должна быть сравнимой с шириной линии ВРМБ.

$$\Delta\nu_b = 8\pi\eta v_s^2/c^2\rho, \quad (2.44)$$

где  $\eta$  – вязкость нелинейной среды,  $v_s$  – стоксова частота,  $\rho$  – плотность среды.

3. Интенсивность пучка накачки должна превышать критическую интенсивность накачки  $I_{кр}$  только в фокальной перетяжке, а на всем остальном пути взаимодействия быть достаточной для перекачки энергии в стоксов сигнал.

Первые наблюдения этого эффекта для эксимерных лазеров были выполнены в 1979 г. при ВКР в газах. Однако в ряде случаев использование ВРМБ, для этих целей, имеет ряд преимуществ: отсутствие конкуренции ВКР и ВРМБ, попутного и обратного рассеяния, генерации высших стоксовых и антистоксовых компонент, возможность обратного усиления стоксова импульса в активной среде лазера за счет малого сдвига частоты.

Другим методом получения пикосекундных импульсов излучения с использованием процесса ВРМБ является применение «усеченного» бриллюэновского рассеяния. В данном методе пучок накачки фокусируется на поверхность нелинейной среды, и если его интенсивность достаточна для развития оптического пробоя после возникновения ВРМБ, то наблюдается короткий отраженный сигнал. В первых же работах при воздействии на нелинейную среду излучением ХеСл-лазера был получен рассеянный импульс с длительностью 200 пс. Дальнейшее развитие данного метода получило повторное использование «усеченного» ВРМБ, при этом был получен импульс излучения длительностью 12 пс на длине волны 308 нм. Эффект обрыва ВР с помощью оптического пробоя наблюдался как с узкополосной, так и с широкополосной накачкой.

Остановимся на результатах экспериментального исследования компрессии импульса излучения ХеСл-лазера. Излучение со спектральной шириной линии 0,04 или 0,01 см<sup>-1</sup>, сформированное в лазерной системе, попадало в кювету длиной 3 м, в которой находился SF<sub>6</sub> под давлением  $P = 1...15$  атм. Стоксов сигнал регистрировался после выхода из кюветы и после его прохода через усилитель. Оптические схемы

ВРМБ-компрессоров, использованных в эксперименте, показаны на рис. 2.34. В обоих случаях, как в режиме генератора, так и генератора-усилителя, при использовании лазерного пучка с энергией до 30 мДж, получаемые параметры стоксова пучка были равнозначными.

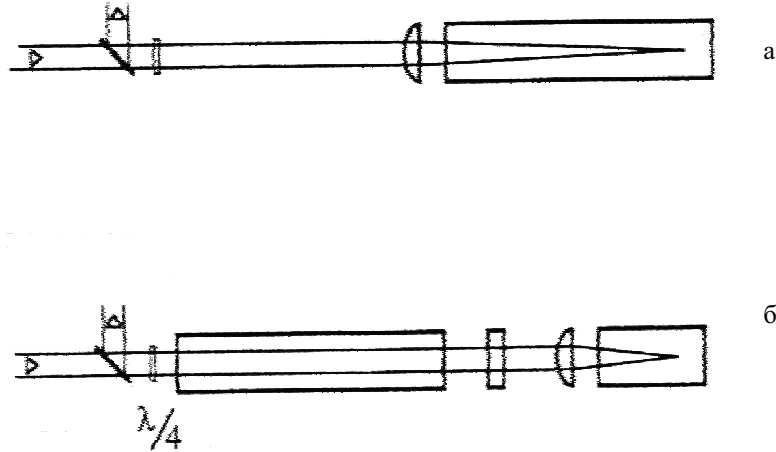


Рис. 2.34. Оптические схемы бриллюэновских компрессоров

Механизм компрессии подразумевает как формирование минимальной длительности импульса излучения, так и передачу в него наибольшей энергии из пучка накачки (рис. 2.35).

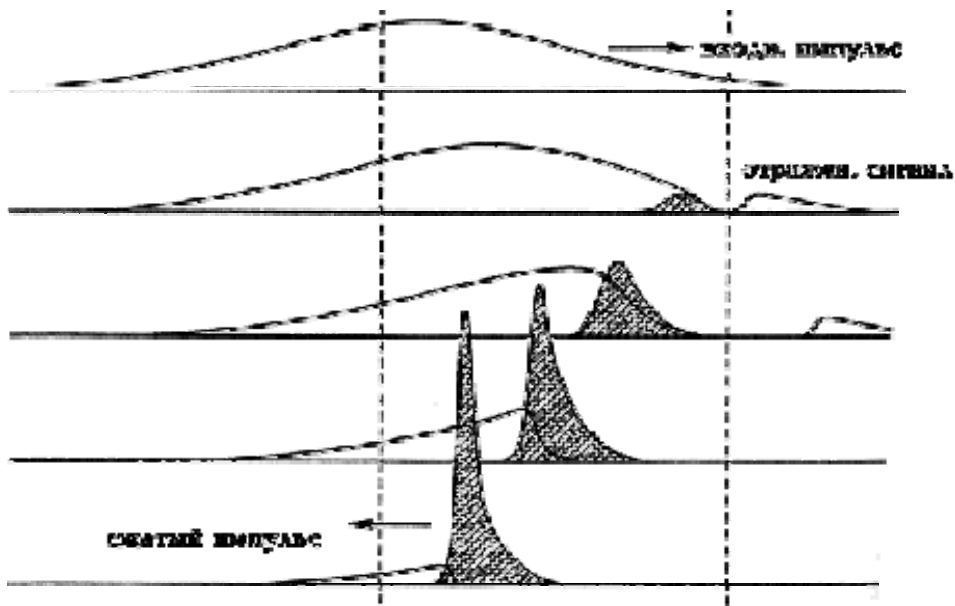


Рис. 2.35. Схема механизма компрессии пучка накачки

Для эффективного взаимодействия стоксовой волны с полем накачки необходимо согласовывать длительность накачки  $t$  с длиной кюветы  $L$  ( $t = 2L/c$ ). Кроме того, требуется подобрать условия, когда интенсивность падающего пучка превышает порог образования стоксова сигнала только в фокальной перетяжке, а на всем остальном пути взаи-

модействия она ниже порога, но достаточна для передачи энергии из пучка накачки в стоксов сигнал. Таким образом, существует определенная мощность накачки  $P_n$ , задаваемая геометрией фокусировки, когда получаемая длительность стоксова сигнала минимальна.

Аналитическое выражение в этом случае можно записать как

$$\frac{gP_n}{\pi\theta r_{in}} = G \left( 1 + G \frac{c\tau_s}{8\theta r_{in}} \varphi^2 \right), \quad (2.45)$$

где  $\varphi = 2r_{in}/f$  – угол фокусировки;  $f$  – фокальное расстояние;  $\theta$  – расходимость излучения;  $g$  – стационарный коэффициент усиления ВРМБ;  $r_{in}$  – радиус входного пучка;  $\tau_s$  – время релаксации звуковой волны;  $G$  – инкремент усиления на длине фокальной перетяжки ( $l = \theta f^2/2r_{in}$ ).

В экспериментах минимальная длительность импульса на полувысоте амплитуды 1,5 нс была получена при фокусировке линзой с  $f = 7$  м пучка с шириной спектральной линии  $0,01 \text{ см}^{-1}$  и энергией 10 мДж. Ко-

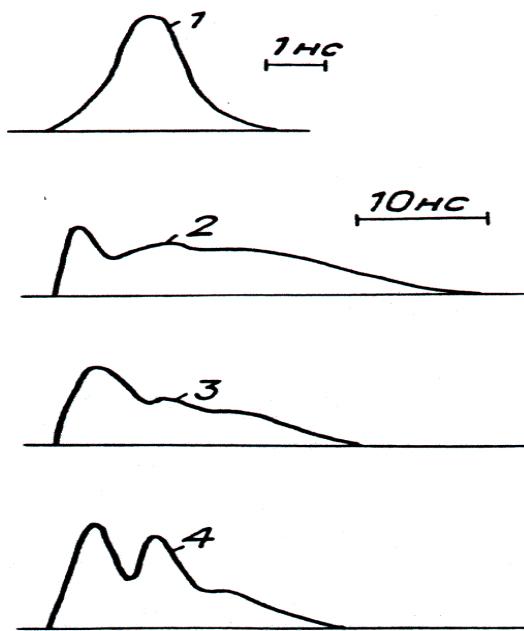


Рис. 2.36. Осциллограммы стоксовых импульсов излучения при энергии пучка накачки  $E = 10$  (1), 35 (2,3) и 65 мДж (4). Диаметр пучка на фокусирующей линзе – 14 (1–3) и 6 мм (4), фокусное расстояние линзы  $F = 7$  (1), 2 (2,3) и 3 м (4), длина взаимодействия стоксова импульса и пучка накачки 2,5 (1,4); 0,8 (2) и 2 м (3)

эффициент передачи энергии из пучка накачки в стоксов импульс составил при этом 0,45, энергия усиленного стоксова импульса равнялась 7 мДж. В этом случае интенсивность на входе в кювету была  $30 \text{ кВт/см}^2$ , а произведение интенсивности в перетяжке на ее длину  $7 \text{ ГВт/см}$ .

Компрессия импульса излучения с шириной спектральной линии до  $0,04 \text{ см}^{-1}$  в оптимальных условиях показала возможность получения стоксова импульса длительностью 1...2 нс, при коэффициенте передачи энергии 0,5 (рис. 2.36). При входной интенсивности  $I = 4,5 \text{ МВт/см}^2$  и  $I = 18 \text{ ГВт/см}^2$ . С увеличением ширины линии до  $0,2 \text{ см}^{-1}$  (вплоть до энергии пучка накачки 80 мДж) компрессия импульса не наблюдалась.

Значительный интерес представляет поведение расходимости излучения короткого стоксова импульса.

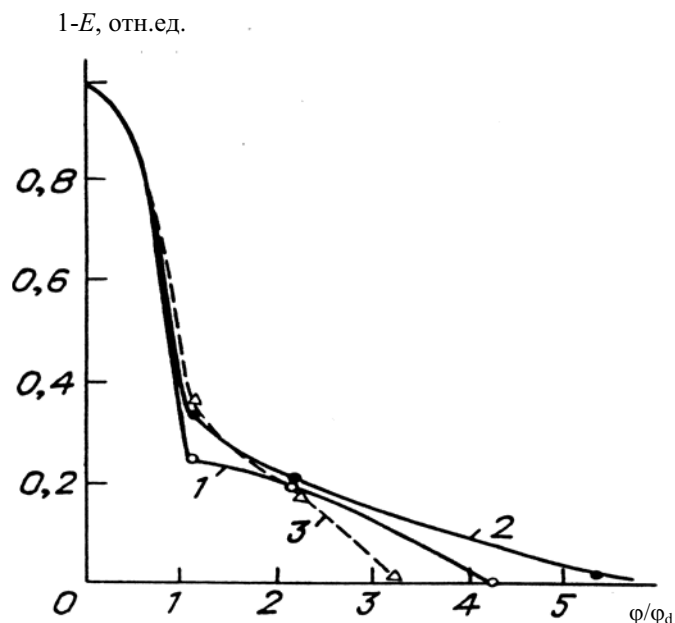


Рис. 2.37. Энергетическая диаграмма направленности в дальней зоне исходного пучка ЗГ (1), усиленного на одном проходе пучка ЗГ (2) и усиленного стоксова импульса (3); диаметр пучков — 14 мм;  $E$  — доля энергии в дифракционно-ограниченном угле  $\varphi_d$

но-ограниченном угле уменьшилась до 65 %. Усиленный короткий стоксов импульс имел практически то же распределение энергии по углам, что и пучок накачки, за исключением меньшей доли энергии в крыльях диаграммы направленности.

#### 2.7.4.7. Формирование излучения в резонаторе с ВРМБ-средой

В 1989 г. было продемонстрировано, что ВРМБ-среда может использоваться в качестве зеркала резонатора. Оптическая схема этого эксперимента приведена на рис. 2.38. Внешнее качественное излучение с длительностью импульса 3 нс, расходимостью  $\theta = 0,15$  мрад и спектральной шириной линии  $\Delta\nu = 0,07$  см<sup>-1</sup> через кварцевую выходную пластину инжектировалось в резонатор ХеСІ-лазера с длительностью импульса 250 нс, усиливалось в активной среде, отражалось от ВРМБ-кюветы и после повторного усиления выходило из резонатора. За счет обратной связи резонатора выходной импульс излучения представлял из себя цуг коротких импульсов, качество которых соответствовало входному сигналу (расходимость и ширина линии).

На рис. 2.37 приведено энергетическое распределение исходного пучка задающего генератора, усиленного пучка задающего генератора и усиленного короткого стоксова импульса длительностью 3 нс. Измерение расходимости пучка задающего генератора производилось по тому же оптическому пути с «холодной» средой усилителя. В первом лепестке диаграммы направленности пучок ЗГ имел 78 % выходной энергии (рассчитанной для однородного пучка). После его прохода через усилитель доля энергии в дифракционно-

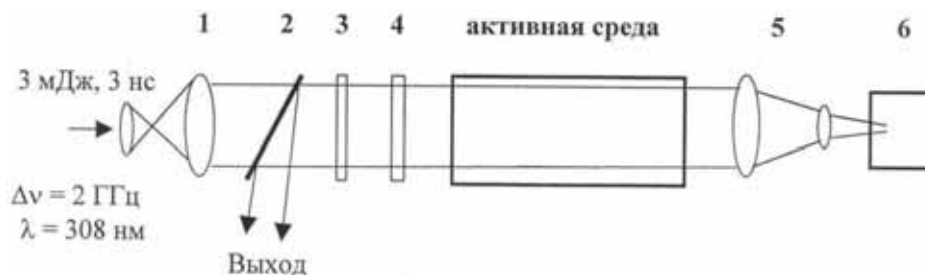


Рис. 2.38. Оптическая схема резонатора с обращением волнового фронта: 1 – расширяющий телескоп, 2 – поляризатор, 3 – четвертьволновая пластинка, 4 – кварцевая пластинка, 5 – фокусирующий телескоп, 6 – кювета с ВРМБ-средой

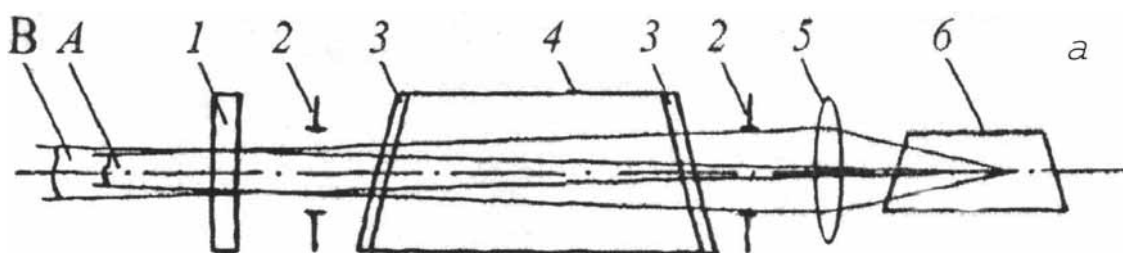


Рис. 2.39. Оптическая схема резонатора с ВРМБ-зеркалом: 1 – выходное зеркало, 2 – диафрагма, 3 – окно лазерной кюветы, 4 – активная среда, 5 – фокусирующая линза, 6 – кювета с ВРМБ-средой. А и В – сходящийся и расходящийся пучки

Наибольший интерес представляет случай, когда не используется лазерная система (отсутствует задающий генератор). При этом лазерный пучок с требуемыми параметрами формируется в одном лазере. Оптическая схема такого эксперимента приведена на рис. 2.39. Использовался электроразрядный лазер с длительностью импульса генерации 120 нс. Резонатор лазера был образован зеркалом с коэффициентом отражения  $R = 0,07 \dots 0,7$  и ВРМБ ячейкой, наполненной гептаном. Фокусировка излучения в ячейку осуществлялась линзой с  $F = 10$  см. В такой схеме первоначально пучок формировался в неустойчивом резонаторе, который был образован кварцевой пластинкой (1) и одной гранью линзы (5). Далее он направлялся на нелинейную среду, которая на первом этапе выполняла функцию спектрального и пространственного селектора, а затем работала как ОВФ-зеркало. Эксперименты показали, что выходное излучение лазера состоит из двух пучков: сходящегося (А) и расходящегося (В). Углы схождения и расхождения определялись геометрией оптической схемы. Формирование таких пучков обусловлено отражением ВРМБ-зеркалом пучка, сформированного в неустойчивом резонаторе (сходящийся пучок) и отраженного выпу-

клой поверхностью линзы (расходящийся пучок). Общая энергия импульса генерации лазера составляла 10 мДж. Энергия в пучках (А) и (В) зависела от интенсивности излучения на ВРМБ-зеркале и обычно соотносилась как 60 и 40 %, соответственно. Интенсивность излучения на ВРМБ-зеркале устанавливалась на уровне 10...100 МВт/см<sup>2</sup>.

Регистрация формы импульса излучения лазера показала, что он состоит из цуга импульсов, чередующихся для сходящегося и расходящегося пучков и отстоящих друг от друга на время обхода резонатора, (рис. 2.40, а). Измерение спектрального состава излучения показало, что генерация наблюдалась на переходе 0—1 молекулы ХеСl со спектральной шириной линии импульса в цуге  $\sim 0,3 \text{ см}^{-1}$  (рис. 2.40, б). Частота каждого последующего импульса в цуге была смещена относительно предыдущего на  $0,3 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует спектральному сдвигу ВРМБ. Исследования поляризации падающего на ВРМБ-зеркало и выходного излучения показали, что преимущества в ориентации вектора поляризации не наблюдается.

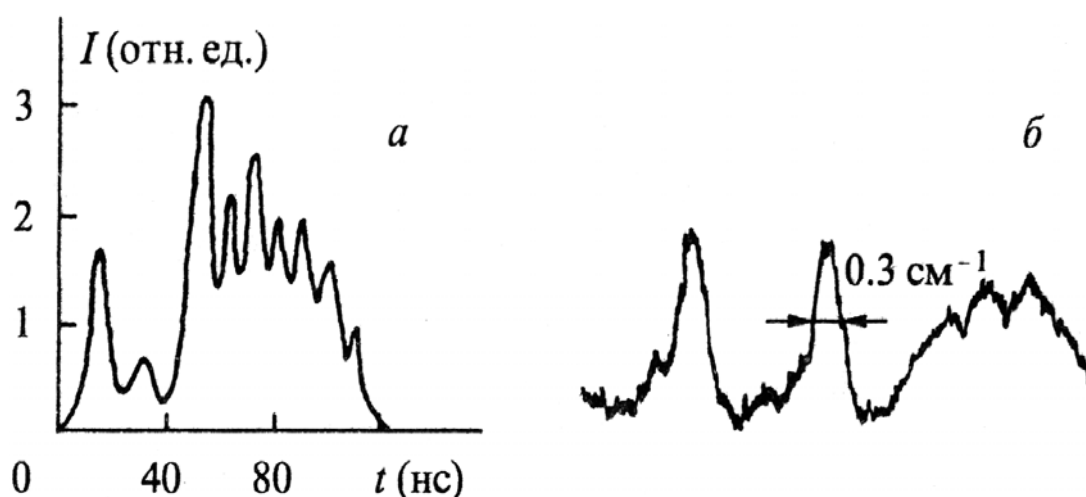


Рис. 2.40. Осциллограммы импульсов генерации на выходе лазера (а) и денситограммы спектра первого стоксового сигнала (б), полученного с помощью воздушного ЭФП с базой 3 мм

На рис. 2.41 приведена энергетическая диаграмма направленности для затравочного сигнала, сформированного из спонтанных шумов и стоксова сигнала, усиленного в активной среде. Эти результаты были получены в условиях, когда от ВРМБ-зеркала отражался только один импульс цуга, сформированный энергией обострительной емкости. Видно, что выходное излучение содержит в дифракционном угле  $\sim 30 \%$  от всей энергии ( $\theta_d = 0,07$  мрад).

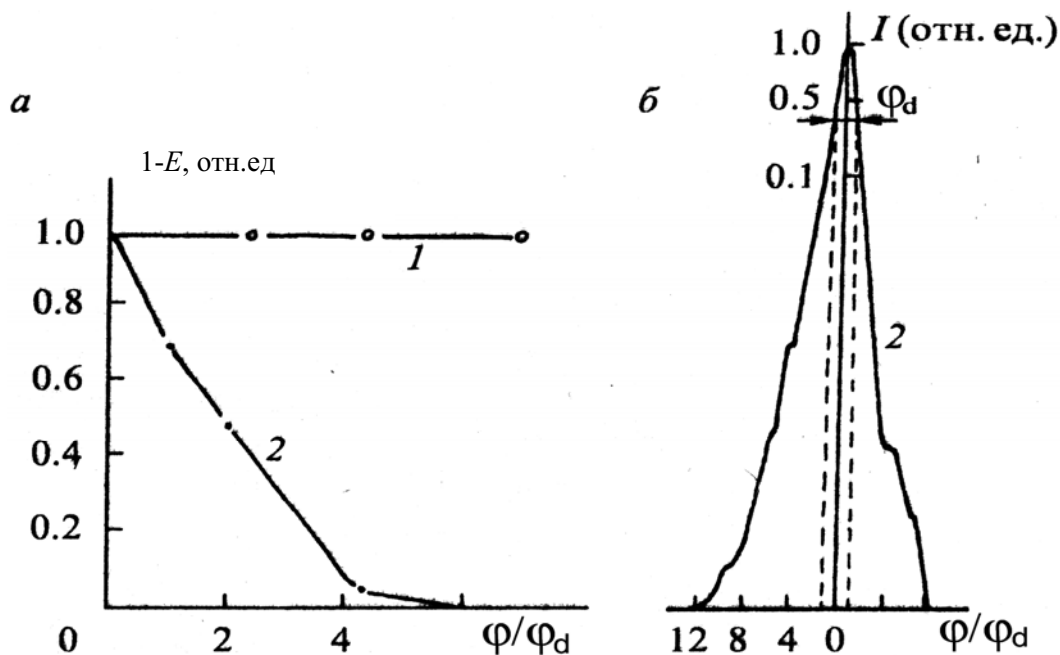


Рис. 2.41. Распределение энергии (а) и интенсивности (б) в дальней зоне для затравочного (1) и первого стоксова (2) сигналов ( $E$  — доля энергии в угле  $\varphi$ ,  $\varphi_d$  — дифракционный угол)

Малая расходимость стоксова сигнала было связана с тем, что ВРМБ-зеркало отражало только пучок, сформированный в неустойчивом резонаторе, который был образован кварцевой пластинкой (1) и одной гранью линзы (5). Только этот пучок обеспечивал на ВРМБ-зеркале достаточную интенсивность, и это излучение имело наиболее высокую временную и пространственную когерентность. После первого отражения от ВРМБ-зеркала данное излучение, являясь более узкополосным и направленным, усиливается в активной среде на каждом обходе резонатора, испытывает ОВФ на ВРМБ-зеркале и формирует выходное излучение лазера.

Расходимости пучков (А) и (В) были идентичны, распределение их интенсивности, как в дальней, так и в ближней зоне, практически повторяло распределение первого отраженного стоксова импульса. При увеличении диаметра диафрагмы до 15 мм, расходимость выходного излучения ухудшалась из-за увеличения интенсивности излучения на ВРМБ-зеркале. Таким образом, возможно использование ВРМБ-зеркала для формирования узкополосного высоконаправленного излучения в эксимерном лазере.



#### 2.7.4.8. Преобразование излучения УФ-лазеров в процессе ВКР

С появлением мощных источников когерентного излучения в УФ-области спектра появилась возможность преобразования их излучения в видимую область спектра при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР). В качестве нелинейных сред наиболее подходящими оказались пары металлов (Ba, Tm, Pb) и газы (водород, метан и т. д.).

Квазирезонансный характер ВКР в парах металлов и практически полное отсутствие конкурирующих нелинейных процессов позволяет получать высокие эффективности в них при низких давлениях (0,1...10 мм рт. ст.,  $t = 1200...1400^\circ\text{C}$ ). При этом вся преобразованная энергия сосредоточена на одной длине волны.

В первых работах по преобразованию излучения эксимерного лазера в процессе ВКР фотонная эффективность преобразования  $\eta_\phi$  в парах бария на  $\lambda = 585$  нм составила 80 %. При этом использовался пучок ХеF-лазера с шириной линии  $2\text{ см}^{-1}$ , который фокусировался в кювету с парами Ва линзой с  $F = 30$  см. Энергия стокова пучка была 25 мкДж. При преобразовании широкополосного излучения ХеCl-лазера в парах Ва эффективность составляла  $\eta_\phi = 20$  %.

В парах свинца эффективность преобразования излучения ХеCl-лазера была более высокой и составляла 60 %. При уменьшении ширины линии пучка накачки до  $0,1\text{ см}^{-1}$  ( $\theta = 0,15$  мрад) эффективность ВКР вперед достигла 74,5, а назад – 5,5 %. При этом расходимость и ширина спектральной линии пучка ВКР обычно повторяли расходимость и ширину линии пучка накачки (при интенсивностях накачки вблизи пороговой величины). Высокие температуры, необходимые для получения паров металлов, накладывают определенные трудности при работе с ними. Использование газов позволяет работать при комнатной температуре. Однако при этом энергия ВКР, как правило, распределяется на различные длины волн, поскольку при этом всегда присутствуют компоненты разных стоков. Например, водород, как нелинейная среда, выгодно отличается от других сред возможностью получения высокой пространственной и временной когерентности преобразованного излучения. Кроме этого, спектральный состав ВКР на его колебательно-вращательных переходах может быть чрезвычайно богатым. Типичная эффективность преобразования в газах во все стокусы превышает 80 %. При этом давление газов изменяется от единиц до 100 атмосфер. Выбор давления обусловлен обеспечением достаточного инкремента усиления  $G = I_\nu gL$  и напрямую связан с параметрами пучка накачки.

В водороде можно получать компоненты: 4 стоксовых –  $S_1$  (353,5 нм),  $S_2$  (414,2 нм),  $S_3$  (500,5 нм),  $S_4$  (631 нм) и две антистоксовых –  $S_{-1}$  (273,2 нм),  $S_{-2}$  (245,4 нм). Энергия антистоксовых компонент и  $S_4$  не превышала нескольких процентов от суммарной энергии, так что в трёх стоксовых компонентах –  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  – содержалось более 80 % энергии, выходящей из кюветы. С ростом давления водорода доля прошедшего излучения накачки уменьшалась практически до нуля. Излучение, направленное навстречу накачке, не наблюдалось для всех экспериментальных условий. Расходимость всех компонент при давлениях водорода ниже 1 атм повторяет расходимость пучка накачки, а с ростом давления превышает ее, причём наибольший рост расходимости наблюдается у высших стоксов, которые имеют конусную геометрию излучения.

Безусловно, большой интерес вызывает исследование возможности перекачки энергии преимущественно в одну из стоксовых компонент. В ряде работ показывается, что это возможно при использовании коллимированного пучка накачки. При этом была получена эффективность преобразования в первый стокс 45, а во второй 40 %. Использование пучка накачки ХеСl-лазера с циркулярной поляризацией при «жесткой» фокусировке позволяет получать только вращательные компоненты ВКР, а при «мягкой» фокусировке только колебательные. В ряде работ исследовались возможности расширения спектрального диапазона ВКР. Так, за счет использования двухчастотной накачки на различных колебательных и вращательных переходах водорода, получено одновременно от 11 до 40 линий, перекрывающих весь видимый спектральный диапазон.

## **ГЛАВА 3 МОЩНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ**

### **3.1. Экимерные лазеры**

Экимерные лазеры являются наиболее эффективными и мощными источниками когерентного излучения в ультрафиолетовой области спектра. Данные лазеры работают на экимерных молекулах, которые существуют только в возбужденном состоянии. Основное состояние соответствует взаимному отталкиванию атомов, и в этом состоянии молекула не существует (т. е. в основном состоянии частицы существуют лишь в мономерной форме в виде атомов). Однако, поскольку кривая потенциальной энергии возбужденного состояния имеет минимум молекула может существовать в возбужденном состоянии в димерной форме. Такая молекула называется экимером (аббревиатура английского слова *excited dimer* – возбужденный димер). Предположим теперь, что в некотором объеме каким-либо образом создано большое число экимеров, тогда генерация может быть получена на электронном переходе между верхним (связанным) и нижним (свободным) состояниями (связанно-свободный переход). Соответствующий лазер называется экимерным.

#### **3.1.1. Общая характеристика**

Экимерные лазеры характеризуются двумя необычными, но важными свойствами, благодаря тому что основное состояние соответствует взаимному отталкиванию атомов.

- 1) Как только в результате генерации молекула перейдет в основное состояние, она немедленно диссоциирует. Это означает, что нижний лазерный уровень будет всегда пустым.
- 2) Не существует четко выраженных вращательно-колебательных переходов, и переход является относительно широкополосным. Однако следует заметить, что в некоторых экимерных лазерах кривая

потенциальной энергии основного состояния не соответствует чистому взаимному отталкиванию, а обладает неглубоким минимумом. В этом случае переход происходит между верхним связанным состоянием и нижним (слабо) связанным состоянием (связанно-связанный переход). Однако, поскольку основное состояние является лишь слабосвязанным, молекула в этом состоянии претерпевает быструю диссоциацию либо сама (преддиссоциация), либо вследствие первого же столкновения с другой молекулой газовой смеси.

Первый эксимерный лазер был создан в 1970 г. на молекулах  $\text{Xe}_2$ . Однако его эффективность была очень низка. В 1975 г. была получена генерация на молекулах галогенидов благородных газов. В таких лазерах атом инертного газа (например, Ar, Kr, Xe) в возбужденном состоянии соединяется с атомом галогена (например, F, Cl), что приводит к образованию эксимера галогенидов инертных газов. Некоторые авторы называют такие молекулы эксиплексы. В результате появились лазеры на молекулах  $\text{XeCl}$  (длина волны  $\lambda = 308$  нм),  $\text{KrF}$  ( $\lambda = 248$  нм),  $\text{ArF}$  ( $\lambda = 193$  нм),  $\text{XeF}$  ( $\lambda = 351$  нм) и т. д. Новый класс высокоэффективных источников когерентного излучения перекрыл большую область спектрального диапазона в ультрафиолетовой области. На рис. 3.1 приведены типичные значения импульсной энергии электроразрядного лазера, в котором использовалась различная газовая смесь для получения генерации на различных длинах волн (включая ультрафиолетовую и инфракрасную области спектра).

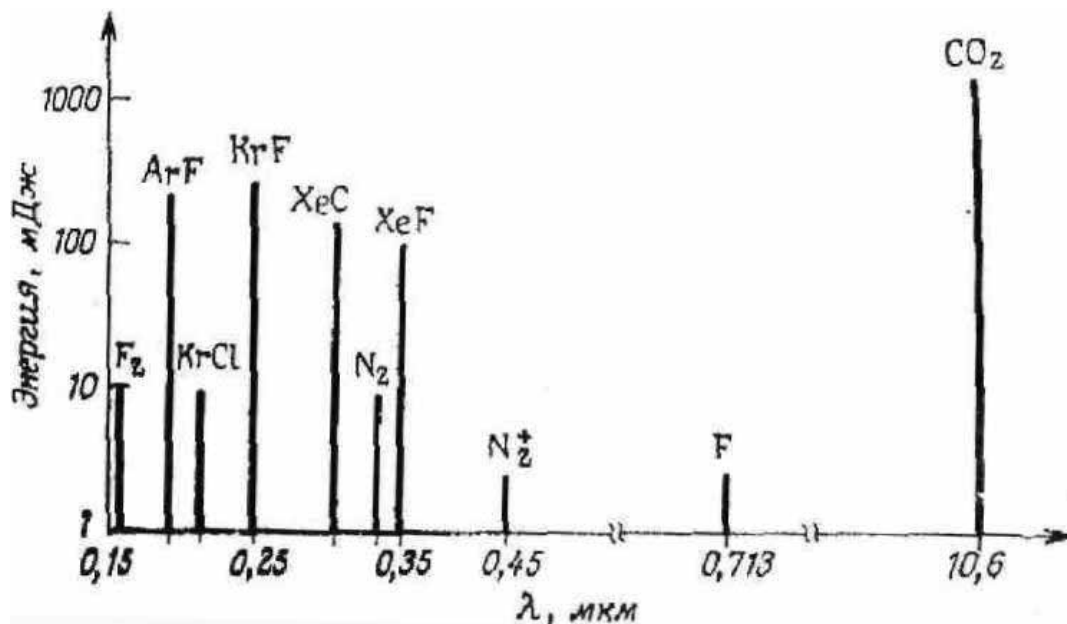


Рис. 3.1. Параметры излучения эксимерных,  $\text{CO}_2$ -,  $\text{N}_2$ - и  $\text{F}_2$ -лазеров, полученных на одной и той же электроразрядной камере

В результате исследований выяснилось, что для эффективного возбуждения лазеров лучше всего подходит объемный электрический разряд и пучок ускоренных электронов. Наиболее перспективными оказались лазеры на молекулах XeCl (длина волны  $\lambda = 308$  нм) и KrF ( $\lambda = 248$  нм), эффективность генерации которых достигала 5 и 10 %, соответственно. Наряду с высокой эффективностью в данных лазерах была показана возможность для масштабирования их активного объема, что позволяет проектировать и создавать системы с выходной энергией в единицы килоджоулей.

### 3.1.2. Механизм генерации лазера на молекуле KrF

Рассмотрим теперь подробнее принцип работы KrF-лазера, так как он представляет собой один из наиболее мощных и эффективных лазеров данного класса. На рис. 3.2 приведена диаграмма потенциальной энергии молекулы KrF. Верхний лазерный уровень является состоянием с ионной связью, которое на большом расстоянии отвечает состоянию  $^2P$  положительного иона  $Kr^+$  и состоянию  $^1S$  отрицательного иона  $F^-$ . Нижнее состояние имеет ковалентную связь и на большом расстоянии отвечает состоянию  $^1S$  атома криптона и состоянию  $^2P$  атома фтора. Таким образом, в основном состоянии атомные состояния инертного газа и галогена меняются местами. В результате взаимодействия соответствующих орбиталей верхнее и нижнее состояния при малых межъядерных

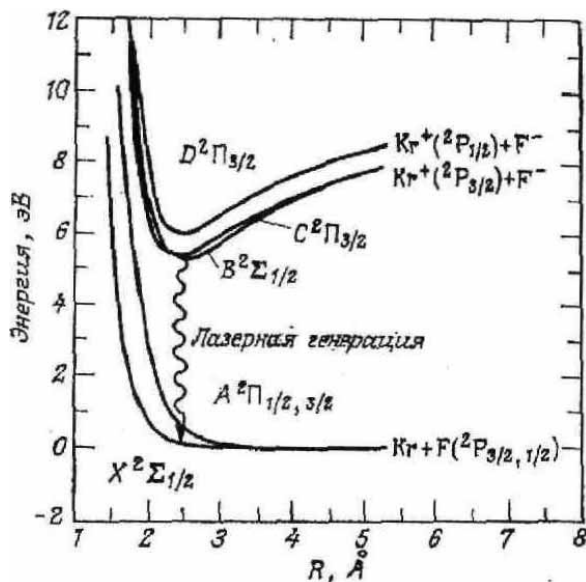


Рис. 3.2. Энергетические уровни эксимерного лазера на молекуле KrF

расстояниях расщепляются на несколько подуровней. Генерация происходит на переходе  $B^2\Sigma_{1/2} - X^2\Sigma_{1/2}$  (B-X), поскольку он имеет наибольшее сечение. Заметим, что при переходе излучающий электрон передается от иона  $F^-$  иону  $Kr^+$ .

Образование эксимерных молекул происходит в разрядной или пучковой плазме за счет кинетических процессов. Выделим основные процессы, которые отвечают за образование эксимерных молекул в разрядном KrF-лазере. Обычно

разряд зажигается в газовой смеси Ne–Kr–F<sub>2</sub>, происходит возбуждение и ионизация частиц электронным ударом.



В результате взаимодействия этих частиц образуются эксимерные молекулы KrF\*.



Далее за счет столкновительного тушения другой частицей, спонтанного или индуцированного высвечивания происходит диссоциацией молекулы на атомы Kr и F. Поскольку лазерное излучение – это индуцированное излучение, важен процесс, который идет по реакции



с высвечиванием кванта света с энергией  $h\nu$  на длине волны 248 нм.

Поскольку время жизни верхнего лазерного уровня мало (5...10 нс), то такой лазер работает только в импульсном режиме и длительность импульса генерации обычно составляет десятки наносекунд.

### **3.1.3. Схемы предыонизации разрядного промежутка**

Поскольку все эксимерные лазеры работают на газовых смесях атмосферного давления (3...5 атм), то для зажигания объемного разряда накачки необходимо обеспечивать предварительную ионизацию газовой смеси в разрядном промежутке. Кроме этого, необходимо до минимума уменьшать неоднородность электрического поля в разрядном промежутке, для этого разрядные электроды делают специальной формы с определенным профилем. Наибольшее распространение получили профили Роговского и Чанга. Частичного повышения однородности создаваемой плазмы в разрядном промежутке можно добиться также путем секционирования одного из электродов, обычно катода (рис. 3.3, а). В такой схеме разряд зажигается между множеством острых катодов 1 и плоским анодом 2, при этом ток каждого острого катода ограничивается активным либо реактивным сопротивлением для избежания возникновения искрового или дугового разряда.

Однако наиболее эффективным способом создания однородного импульсного разряда при повышенных давлениях является предвари-

тельная фотоионизация разрядного промежутка с помощью ультрафиолетового излучения специально создаваемых дополнительных разрядов.

Обычно эти разряды зажигаются следующим образом:

- 1) между сетчатым катодом 1 основного промежутка и поверхностью диэлектрика 3, покрывающего вспомогательный электрод 4 (рис. 3.3, б);
- 2) между выступающими участками профилированного катода и поверхностью расположенных на катоде изоляторов 3, внутри которых располагается проводник 4, соединенный через небольшую емкость с анодом 2 (рис. 3.3, в);
- 3) между вспомогательными электродами 5, расположенными вблизи основного разрядного промежутка (рис. 3.3, г).

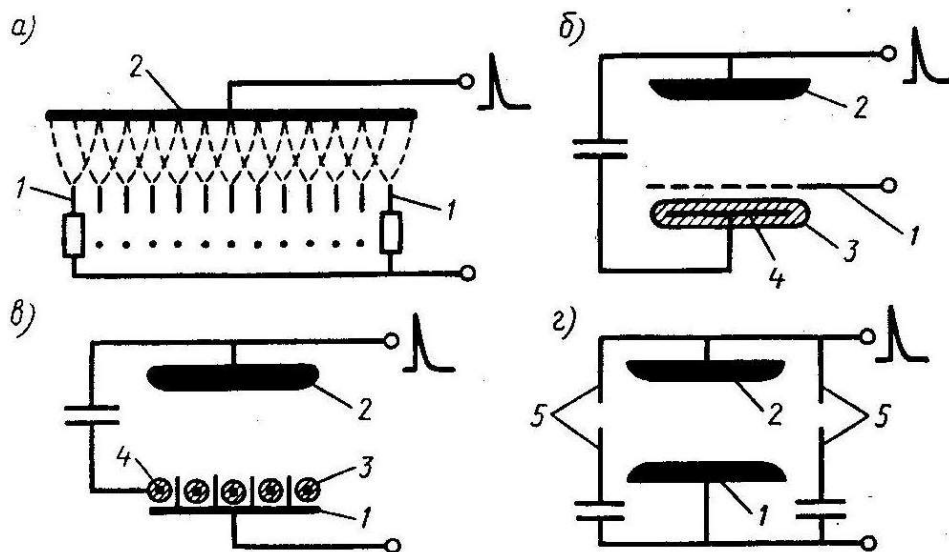


Рис. 3.3. Схемы получения однородного электрического разряда в газах при повышенных давлениях

Все схемы предыонизации обычно включаются заранее до начала развития основного разряда накачки. Это время для разных случаев составляет 50...100 нс, и оно необходимо как для накопления электронов, так и для выравнивания по всему объему их концентрации. При этом типичная концентрация электронов, возникающая при ультрафиолетовой предыонизации в газе, составляет  $10^6 \dots 10^7 \text{ см}^{-3}$ .

Для объяснения появления фотоэлектронов в газовом объеме при УФ-облучении от искр предложено несколько процессов.

1. Фотоэмиссия электронов из катода. Работа выхода для многих материалов, из которых изготавливаются катоды, как правило, низкая, поэтому фотоэмиссия может возникать при такой длине волны ультрафиолетового излучения, когда оно способно глубоко проникать в газ при высоком давлении.

2. Процесс двухступенчатой или многоступенчатой ионизации компонент газовой смеси, при котором на образование одного электрона затрачивается несколько фотонов.
3. Возбуждение атомов или молекул, способных при столкновении с другими тяжелыми частицами образовывать свободные электроны.
4. Фотоионизация примесей с достаточно низким потенциалом ионизации.

Показанные на рис. 3.3 варианты предыонизации разрядного промежутка, естественно, не охватывают все практические системы предыонизации, используемые в газовых лазерах. Иногда для предыонизации используют поверхностный разряд по диэлектрику, зажигаемый между кромками металлической фольги (так называемый «плазменный лист»). При этом «плазменный лист» либо сам выполняет функцию одного из электродов (обычно катода), либо располагается под сетчатым электродом. Данный тип предыонизации позволяет повысить создаваемую концентрацию электронов до  $10^8 \dots 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Однако основное назначение всех этих систем предыонизации одно и то же — обеспечить создание однородной и по возможности достаточно интенсивной ионизации газа в основном разрядном промежутке.

Ультрафиолетовая предыонизация хорошо работает в разрядных промежутках, имеющих межэлектродное расстояние до единиц сантиметров. Это связано с глубиной проникновения квантов ультрафиолетового излучения в рабочих газах повышенного давления (2...5 атм). В мощных газовых лазерах, имеющих межэлектродное расстояние порядка 10 см и более, требуется другой предыонизатор с большей глубиной проникновения по газовому объему. Поэтому для зажигания объемного разряда в больших объемах обычно используют предыонизацию рентгеновским излучением или пучком ускоренных электронов. При этом одновременно происходит повышение концентрации электронов до  $10^8 \dots 10^9 \text{ см}^{-3}$  с рентгеновским излучением и до  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  с электронным пучком.

### **3.1.4. Электрические схемы возбуждения газовой смеси**

Для возбуждения эксимерных лазеров требуется короткий (10...100 нс) и мощный импульс (более 100 МВт). Формирование таких импульсов не является тривиальной задачей, и такие импульсы могут быть получены только с помощью специальных электрических схем. Общий принцип работы таких схем заключается в накоплении необходи-



мой энергии в конденсаторе и быстрой его разрядке на лазерный (разрядный) промежуток. Обычно в электрической схеме возбуждения газовой смеси необходима реализация режима согласования, при котором сопротивление разрядной плазмы  $R_{pl}$  должно быть близко к волновому сопротивлению разрядного контура.

$$R_{pl} \cong \sqrt{L/C}. \quad (3.7)$$

Решение задачи ввода в разряд определенной энергии  $E_s = CU_0^2/2$ , накопленной в емкости за короткое время  $\tau_s \sim \sqrt{L/C}$  в режиме согласования, предполагает наличие минимальной индуктивности разрядного контура  $L$  (4...10 нГ). Все это достаточно непросто реализовать на практике.

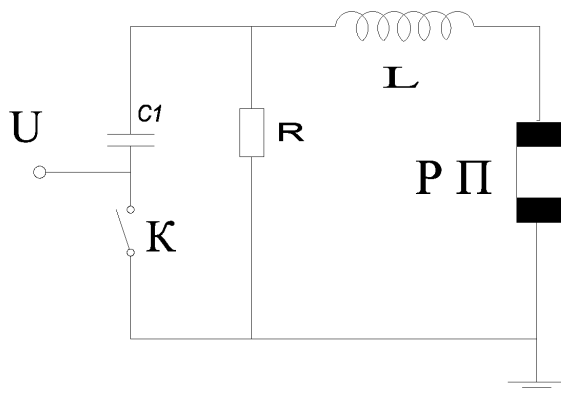


Рис. 3.4. Одноконтурная схема возбуждения газовой смеси

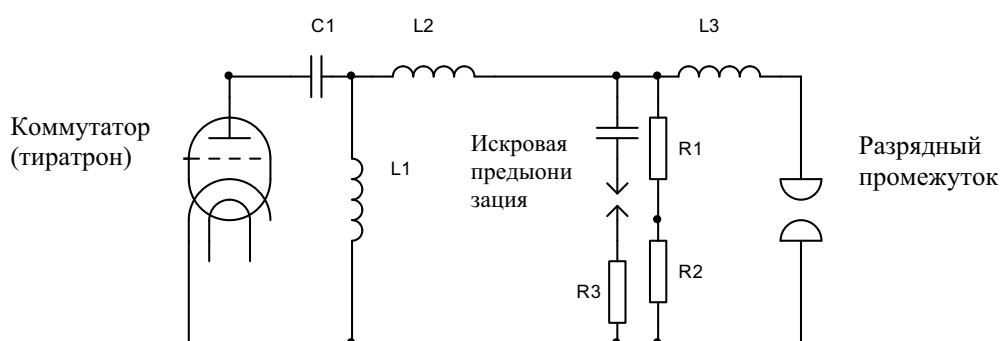
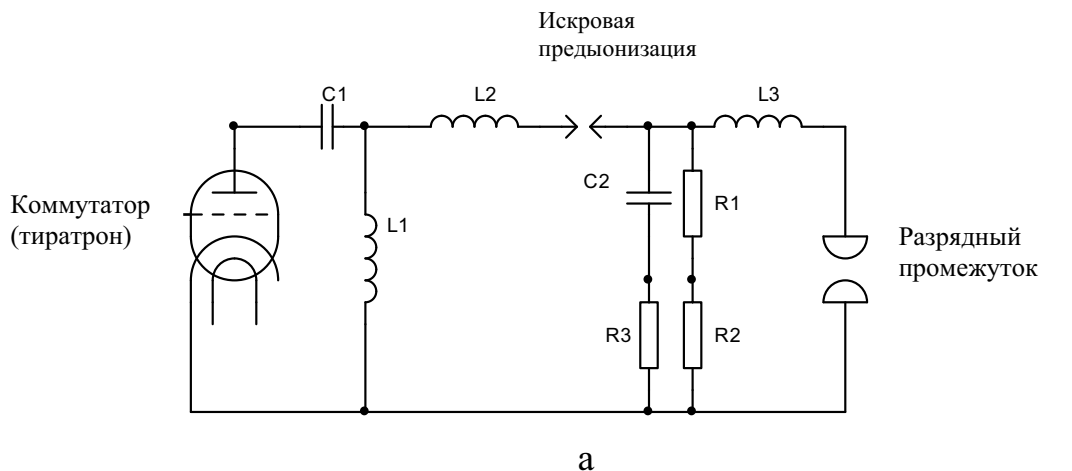
Рассмотрим наиболее часто используемые схемы возбуждения, не только для эксимерных лазеров, но и для любых газовых лазеров с быстрой поперечной накачкой. Наиболее простая схема включает накопительную емкость  $C_1$ , коммутатор  $K$ , индуктивность разрядной цепи  $L$  и разрядный промежуток с лазерной смесью газов РП, рис. 3.4. Емкость  $C$  заряжается от высоко-

вольтного источника до напряжения  $U = 20...30$  кВ и включается коммутатором на разрядный промежуток, обеспечивая на нем напряжение  $U_0$ . Преимущество такой схемы заключается в ее простоте. К недостаткам можно отнести следующее. Во-первых, к разрядному промежутку нельзя приложить напряжение более  $U_0$ . Во-вторых, коммутатор, который обычно имеет определенное активное сопротивление, стоит в разрядном контуре и забирает существенную часть (до 50 %) энергии, накопленной в емкости  $C$ .

В связи с этим для накачки чаще используется двухконтурная схема, которая позволяет исключить коммутатор из разрядной цепи и повысить напряжение на промежутке теоретически до величины  $2U_0$ . Два варианта схемы приведено на рис. 3.5. В такой схеме накопленная энергия в емкости  $C_1$  после срабатывания тиратрона частично или полностью передается в емкость  $C_2$ , при разрядке которой через разрядный промежуток происходит накачка лазера (создание активной среды).

При этом величина напряжения  $U_2$  на емкости  $C_2$  зависит от соотношения емкостей  $C_1$  и  $C_2$  и может быть определена из следующего выражения:

$$U_2 = 2U_0C_1/(C_1 + C_2). \quad (3.8)$$

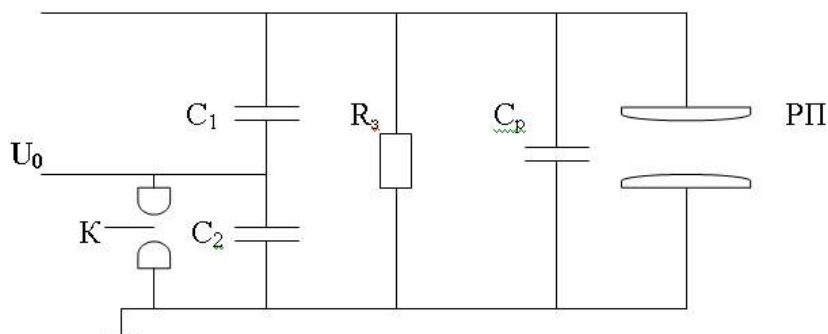


*Рис. 3.5. Двухконтурная эквивалентная схема зажигания разряда:  
а – искровая предыонизация находится в зарядном контуре;  
б – искровая предыонизация находится в разрядном контуре*

Данная схема позволяет варьировать не только величину напряжения на разрядном промежутке, но и длительность импульса разрядного тока. Искровые промежутки для предыонизации могут располагаться в разных участках цепи, однако, при накачке от емкости  $C_2$ , преимущество имеет вариант (а), так как при этом уменьшаются активные потери в разрядном контуре (отсутствуют искровые промежутки).

Иногда используют схему накачки (генератор), которую называют LC-инвертор, рис. 3.6. В такой схеме накопительные конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$  заряжаются через сопротивление  $R_3$ . При коммутации разрядника в

контуре  $LC_2$  ( $L$  – распределенная индуктивность контура, на схеме не отображена) начинается колебательный процесс и через время  $\pi\sqrt{LC_2}$  происходит перезарядка емкости  $C_2$  до противоположного знака, в результате на разрядной емкости  $C_p$  возникнет удвоенное напряжение  $2U_0$  (теоретически, реально увеличение напряжения  $N = 1,5 \dots 1,8$ ). Емкость  $C_p$  может зарядиться до этого напряжения или более (в зависимости от соотношения емкостей  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_p$ ). При достижении напряжения пробоя разрядного промежутка РП зажигается разряд и происходит накачка лазера.



*Рис. 3.6. LC – генератор, или генератор с инвертированием напряжения на накопительных емкостях.  $C_1$  и  $C_2$  – накопительные емкости,  $R_3$  – зарядное сопротивление,  $C_p$  – разрядная емкость, РП – разрядный промежуток с лазерной смесью,  $K$  – разрядник*

К достоинствам этой схемы питания следует отнести небольшие значения питающих напряжений  $U_0$ , более высокое, по сравнению со схемой перезарядки емкости на емкость, нарастание напряжения на разрядном промежутке и его величина. К недостаткам такой схемы можно отнести примерно удвоенное число накопительных конденсаторов, что ведет к увеличению габаритов и стоимости изделия.

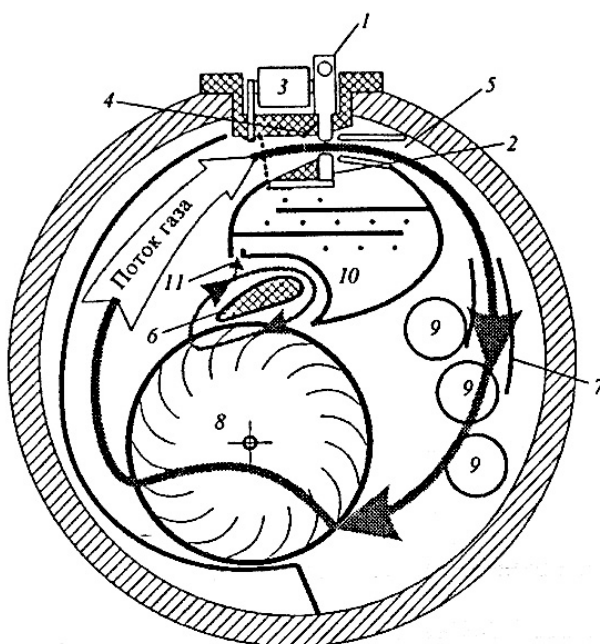
### **3.1.5. Прокачка лазерной смеси в разрядном промежутке**

В отличие от режима одиночных импульсов, импульсно периодический режим работы (ИПР) имеет свои особенности, обусловленные влиянием возмущений, вызванные предыдущими разрядными импульсами на последующие импульсы. Данное влияние вызывается следующими явлениями.

1. Изменение состава рабочей смеси.
2. Влияние пограничных слоев на электродах.
3. Влияние ударных волн.
4. Влияние акустических колебаний.
5. Адиабатическое расширение пробки нагретого газа.

Наличие возмущений плотности газа в режиме ИПР приводит к неоднородному распределению плотности газа в разрядном объеме, и, как следствие, происходит контрагирование разряда, приводящее к неоднородности распределения выходного излучения по сечению пучка, к уменьшению выходной мощности излучения, к механическим повреждениям электродов и т. д. Для избежания выше перечисленных последствий необходимо осуществлять смену газа в разрядном промежутке.

Расчеты и эксперименты показывают, что скорость прокачки газа должна быть такой, чтобы к моменту начала следующего импульса успевала происходить смена газа в промежутке в полтора раза больше, чем размер электродов в направлении прокачки. В этом случае влияние адиабатического расширения пробки нагретого газа от предыдущих разрядных импульсов на последующие будет незначительно. Кроме скорости прокачки, важным параметром является профиль газового потока в разрядном промежутке. В лазере, работающем в ИПР, скорость прокачки в центре разрядного промежутка должна быть 2...30 м/с в зависимости от частоты следования импульсов. При этом мощность генерации должна линейно возрастать при увеличении частоты следования импульсов.



*Рис. 3.7. Схема прокачки лазерной смеси в газовом лазере с поперечной накачкой: 1 – катод, 2 – анод, 3 – разрядная емкость, 4 – ножевой пред-ионизатор, 5 – диффузор, 6 – вихреобразователь, 7 – направляющие потока, 8 – диаметральный вентилятор, 9 – радиаторы охлаждения, 10 – электростатический фильтр, 11 – вход газа в электростатический фильтр*

Газовый поток в камере обычно создается диаметральной вентилятором, который приводится в движение электродвигателем через магнитную муфту. На рис. 3.7 приведена схема прокачки лазерной смеси в газовом лазере с поперечным возбуждением.

### **3.1.6. Эксимерные лазеры, разработанные в городе Томске**

В Институте сильноточной электроники (ИСЭ) СО РАН была разработана и создана целая серия мощных эксимерных лазеров, возбуждаемых электрическим разрядом и электронным пучком с энергией в импульсе от долей джоуля до сотен джоулей. В настоящем пособии описывается ряд лазеров, созданных в Лаборатории газовых лазеров данного Института.

Разработанные лазеры можно разбить на две группы – частотные лазеры для различных технологий и моноимпульсные лазеры для научных исследований. К первой группе относятся лазеры серии EL. Данные лазеры могут работать с частотой повторения до 200 Гц при полном КПД до 2,6 %, имеют большой ресурс лазерной смеси ( $>10^6$  имп.) и могут работать на разных длинах волн (350, 308, 248, 193 нм). Например, на длине волны 308 нм лазеры производят энергию от 0,2 до 0,7 Дж в импульсе с длительностью 30...40 нс на полувывсоте амплитуды.

#### **3.1.6.1. Частотные электроразрядные лазеры**

К таким лазерам относятся ХеСl-лазеры EL-350-10, EL-200-50, EL-500-100, EL-700-200. Для накачки лазеров используется простая двухконтурная электрическая схема (рис. 3.8). Предыонизация разрядного промежутка осуществляется УФ-излучением, которое возникает при срабатывании искровых промежутков, установленных в электрической цепи. Остановимся на лазере EL-500-100. Емкость  $C_1 = 107$  нФ (конденсаторы TDK UHV-6A, 2700 pF & 30 kV) заряжается от источника постоянного напряжения до  $U_0 = 24$  кВ. В качестве коммутатора используется тиратрон ТПИЗ-10к/25. После коммутации тиратрона за время  $\sim 150$  нс происходит эффективная перезарядка первого конденсатора на второй (передается более 90 % энергии) через искровые промежутки предыонизации. В максимуме напряжения на конденсаторе второго контура ( $C_2 = 72$  нФ, состоит из конденсаторов TDK UHV-6A, 2700 pF & 30 kV) пробивается разрядный промежуток и создается активная среда лазера. Компоновка лазерной камеры и конденсаторов  $C_2$

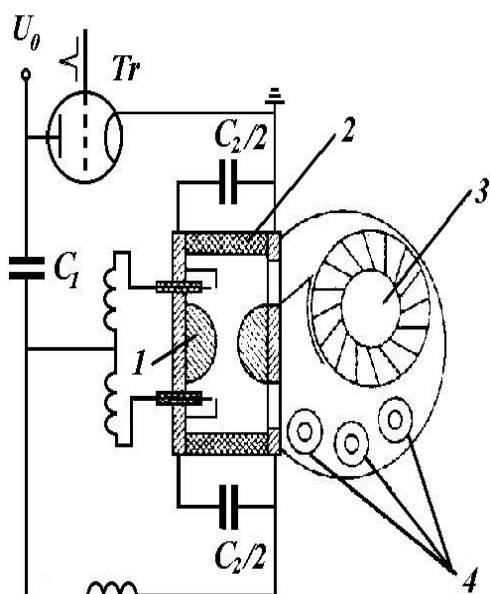


Рис. 3.8. Схема лазера: 1 – разрядные электроды, 2 – диэлектрическая камера, 3 – вентилятор, 4 – холодильник

Максимальный КПД ХеСl-лазера равен 2,6 %. При повышении зарядного напряжения до 25 кВ эффективность лазера несколько снижается. Физическая эффективность лазера, определяемая по отношению максимумов мощности генерации и накачки, обычно выше и оставляет величину 3,5...4 %.

В табл. 3.1 приведены параметры разработанных лазеров серии EL.

Таблица 3.1

Тип лазера	$E$ , мДж	$\tau_{1/2}$ , нс	$f$ , Гц	$\eta_1$ (полн.), %	$\eta_2$ (мощность), %
EL-200-100	200	25	50	2	3,7
EL-350-10	350	28	10	2,6	4
EL-500-100	500	35	100	1,8...2,6	3,8
EL-700-200	700	40	200	1,8...2,6	3,8

На рис. 3.9 приведена фотография внешнего вида эксимерного лазера EL-500-100.

обеспечивала малую индуктивность в разрядном контуре, что позволяло сформировать короткую длительность импульса накачки и большой ток в плазме (до 65 кА). Электроды 1 имеют длину 65 см, расстояние между ними – 2,5 см. Эффективная ширина разряда составляет 7...9 мм. В лазере использовалась газовая смесь Ne/Xe/HCl = 800/8/1 при полном давлении 3...4 атм. Длина резонатора лазера составляет 100 см, зеркала имеют коэффициенты отражения 0,95 и 0,07.

Полный КПД лазера определяется как отношение энергии лазерного излучения к энергии, запасенной в начальной емкости  $C_1$ . Макси-



*Рис. 3.9. Внешний вид эксимерного лазера EL-500-100.  
 $E = 0,5 \text{ Дж}$ ,  $f = 100 \text{ Гц}$ ,  $\lambda = 308 \text{ нм}$*

### 3.1.6.2. Лазеры с накачкой электронным пучком

Для получения энергии генерации в сотни джоулей в институте были разработаны лазеры с накачкой электронным пучком. Данные лазеры работают на длине волны 308 нм (смесь Ar/Xe/HCl). Однако при замене смеси они могут работать и на других эксимерных молекулах, например KrF с длиной волны 245 нм.

#### XeCl-лазер с энергией излучения 100 Дж

На рис. 3.10 представлена фотография внешнего вида лазера. Лазер состоит из генератора импульсов напряжения (ГИН) Аркадьего-Маркса, вакуумного диода с взрывоэмиссионным катодом, лазерной камеры с фольговыми окнами для инъекции электронного пучка, системы откачки и напуска



*Рис. 3.10. Вид лазера с накачкой электронным пучком*

газов в лазерную камеру и вакуумного диода, электрического пульта управления лазером. Импульсное питание вакуумного диода осуществляется непосредственно от высоковольтного генератора импульсного напряжения (ГИН), расположенного в едином корпусе с вакуумным диодом. Таким образом, в генераторе импульсов напряжения используется вакуумная изоляция его высоковольтных частей. Такая конструкция позволяет минимизировать индуктивность контура питания вакуумного диода, а также габариты и вес ускорителя. ГИН имеет три параллельно работающих ветви, что позволяет уменьшить его индуктивность и эрозию электродов разрядников. Пространство с искровыми разрядниками каждой ветви заполнено смесью сухого воздуха с  $SF_6$ . Емкость каждой ступени одной ветви равно 0,18 нФ. Запуск ускорителя осуществляется с помощью управляемого высоковольтного разрядника, в котором заземляется высоковольтный кабель, подающий высокое напряжение на ГИН. Сам разрядник запускается высоковольтным импульсом с тиратронного генератора. Катоды вакуумного диода, имеющие общую длину 110 см, располагаются на специальном держателе, прикрепленном непосредственно к верхней ступени ГИН.

Лазерная камера с внутренним диаметром 25 см располагается между катодами в центре вакуумного диода и выполняет функцию анода. По всей длине камера крепится к корпусу диода с помощью металлической пластины. Пластина улучшает растекание тока и уменьшает потери электронного пучка за счет влияния его собственного магнитного поля. При отсутствии данной пластины и замыкании тока лишь через торцы газовой камеры потери могут достигать 50 %. В качестве эмиттера электронов на катодах вакуумного диода используется бархат. Зазор в промежутке анод–катод равен 7 см. В результате в диоде формируются четыре радиально сходящихся электронных пучка, которые инжектируются в лазерную камеру через восемь окон (по два в ряду с общей длиной 120 см). Каждое окно вакуумно-плотно закрыто титановой фольгой (40 мкм), расположенной на металлической решетке. В общем корпусе ГИН и вакуумного диода обеспечивается остаточное давление газа  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

При зарядном напряжении 85 кВ генератор (ГИН) формирует на вакуумном диоде импульс напряжения длительностью 1000 нс с амплитудой до 480 кВ и общим током до 74 кА. Сформированный в диоде электронный пучок обеспечивает достаточно однородное возбуждение газовой смеси в лазерной камере.

Окнами лазерной камеры служат плоскопараллельные пластины из плавленого кварца диаметром 300 мм. В режиме генератора резона-



тор лазера образовывался внешним зеркалом с Al-напылением и кварцевым окном лазерной камеры. Лазерная смесь состояла из аргона, ксенона и HCl. На смеси Ar:Xe:HCl = 1000:10:1 при давлении 2 атм и зарядном напряжении 85 кВ энергия излучения лазера достигала 120 Дж. Длительность импульса излучения на полувысоте амплитуды составила ~ 250 нс, длина волны излучения — 308 нм.

### ХеСl-лазер с энергией излучения 200 Дж

Данный лазер создавался как выходной усилитель в лазерной системе МЭЛС-4к. Возбуждение газовой смеси в нем осуществлялось двумя встречными электронными пучками. Внешний вид установки представлен на рис. 3.11. Размер активной среды в данном лазере составлял 25×25×100 см. Для генерации электронного пучка использовались два импульсных генератора напряжения с вакуумной изоляцией (ГИН). Каждый ГИН и вакуумный диод располагались в одном металлическом корпусе. ГИНЫ были собраны по схеме Аркадьего-Маркса и состояли из восьми ступеней емкостью 0,6 мкФ. Для уменьшения индуктивности генератора каждая его ступень состояла из трех независимых емкостей, коммутируемых одновременно через газонаполненные разрядники. Взрывоэмиссионный катод вакуумного диода располагался непосредственно на последней ступени генератора и представлял собой бархатную ткань, наклеенную на графитовую подложку.

Отсутствие изолятора между генератором и вакуумным диодом упрощало конструкцию и дополнительно уменьшало индуктивность разрядной цепи генератора, которая была равна 0,3 мкГн. Электронный пучок инжектировался в лазерную камеру через окно размером



*Рис. 3.11. Эксимерный лазер (200 Дж)  
на  $\lambda = 308$  нм*

25·100 см<sup>2</sup>, в котором закреплялась опорная решетка с фольгой из титана толщиной 40 мкм. Анодом вакуумного диода служила вторая титановая фольга толщиной 25 мкм, которая одновременно защищала основную фольгу от перегрева низкоэнергетичными электронами пучка и от воздействия при частичных вакуумных пробоях. Лазерная камера была выполнена из нержавеющей стали с внутренним объемом 280 л. Расстояние между фольгами, через которые инжестировался электронный пучок, составляло 25 см. Вывод излучения осуществлялся через окна диаметром 400 мм, изготовленные из плавленого кварца. Резонатор лазера состоял из внешнего алюминиевого плоского зеркала и выходного кварцевого окна лазерной камеры, съюстированных между собой. С таким резонатором энергия лазера составляла 200 Дж при длительности импульса на полувывсоте его амплитуды  $\tau = 250$  нс.

Использование малоиндуктивных ГИНов в данных лазерах позволило существенно уменьшить габариты установок и индуктивность разрядного контура ГИН, упростить схему накачки, существенно повысить стабильность и эффективность работы ускорителей электронов, уменьшить время запаздывания импульса генерации, увеличить однородность и энергию лазерного излучения.

На всех этих лазерах были проведены исследования по формированию лазерного пучка с высоким качеством излучения. Данные исследования проводились в различных оптических схемах как для режимов генератора (неустойчивый резонатор, задающий генератор), так и в режимах усиления (лазерные системы). Использование данных установок в качестве выходных усилителей позволило получить лазерные пучки большого диаметра с расходимостью  $\sim 10$  мкрад.

Данные лазеры применяются в научных исследованиях для изучения условий формирования мощных импульсов высококогерентного излучения и для взаимодействия мощных лазерных пучков с различными материалами.

## 3.2. Азотные лазеры

Азотный лазер является наиболее простым и дешевым импульсным газовым лазером. Он работает на электронно-колебательных переходах молекулы  $N_2$ . Этот лазер имеет наиболее сильную линию генерации на длине волны  $\lambda = 337,1$  нм (УФ) и относится к типу лазеров на самоограниченных переходах.

### 3.2.1. Принцип работы азотного лазера

Импульсный азотный лазер широко используется для накачки лазеров на красителях, в спектроскопии и для диагностики в медицине.

На рис. 3.12 показана схема соответствующих энергетических уровней молекулы  $N_2$ . Генерация происходит на так называемой второй положительной системе полос, т. е. на переходе из состояния  $C^3\Pi_u$  (будем далее называть его  $C$ -состоянием) в состояние  $B^3\Pi_g$  ( $B$ -состояние). Возбуждение  $C$ -состояния обусловлено столкновениями молекул  $N_2$ , находящихся в основном состоянии, с электронами, образованными в электрическом разряде. Время жизни (излучательное)  $C$ -состояния равно 40 нс, тогда как время жизни  $B$ -состояния – 10 мкс. Поскольку время жизни верхнего уровня намного меньше времени жизни нижнего уровня, то лазер, очевидно, не может работать в непрерывном режиме. Однако в таком лазере возможна генерация в импульсном режиме при условии, что длительность возбуждающих электрических импульсов значительно меньше 40 нс.

Генерация происходит преимущественно на нескольких вращательных линиях колебательного перехода  $v''(0) - v'(0)$ , соответствующего  $\lambda = 337,1$  нм. Помимо того, что данный переход находится в благоприятных условиях по отношению к процессу накачки, он имеет наибольший фактор Франка–Кондона. Генерация имеет место, хотя и с меньшей интенсивностью, также на колебательных переходах  $v''(0) - v'(1)$  ( $\lambda = 357,7$  нм) и  $v''(1) - v'(0)$  ( $\lambda = 315,9$  нм).

Для накачки азотного лазера используется продольный или поперечный разряд. Наибольшую мощность генерации обычно получают в поперечной (ТЕ) схеме накачки, поскольку в этом случае внешнее электрическое поле имеет высокую напряженность ( $E > 10$  кВт/см для типичной смеси  $N_2$  при давлении  $\sim 40$  мбар и 960 мбар He). Чтобы обеспечить требуемый короткий разрядный импульс (5...10 нс) накачки, индуктивность разрядного контура должна быть как можно меньше. Чтобы добиться этого, разрядную емкость делают фактически в виде

ряда малоиндуктивных конденсаторов, смонтированных вдоль разрядной камеры как можно ближе к электродам разряда. В частотных лазерах для прокачки газа в межэлектродном промежутке используется диаметральный вентилятор, а для охлаждения газа — водяной холодильник. Благодаря высокому усилению на единицу длины и малому времени разряда, лазеры этого типа обычно работают с резонатором малой добротности (выходное зеркало — кварцевая пластина). Длина активной среды обычно составляет 20...50 см. При этом типичные значения пиковой мощности лазерного импульса составляют 100...300 кВт при длительности 5...10 нс.

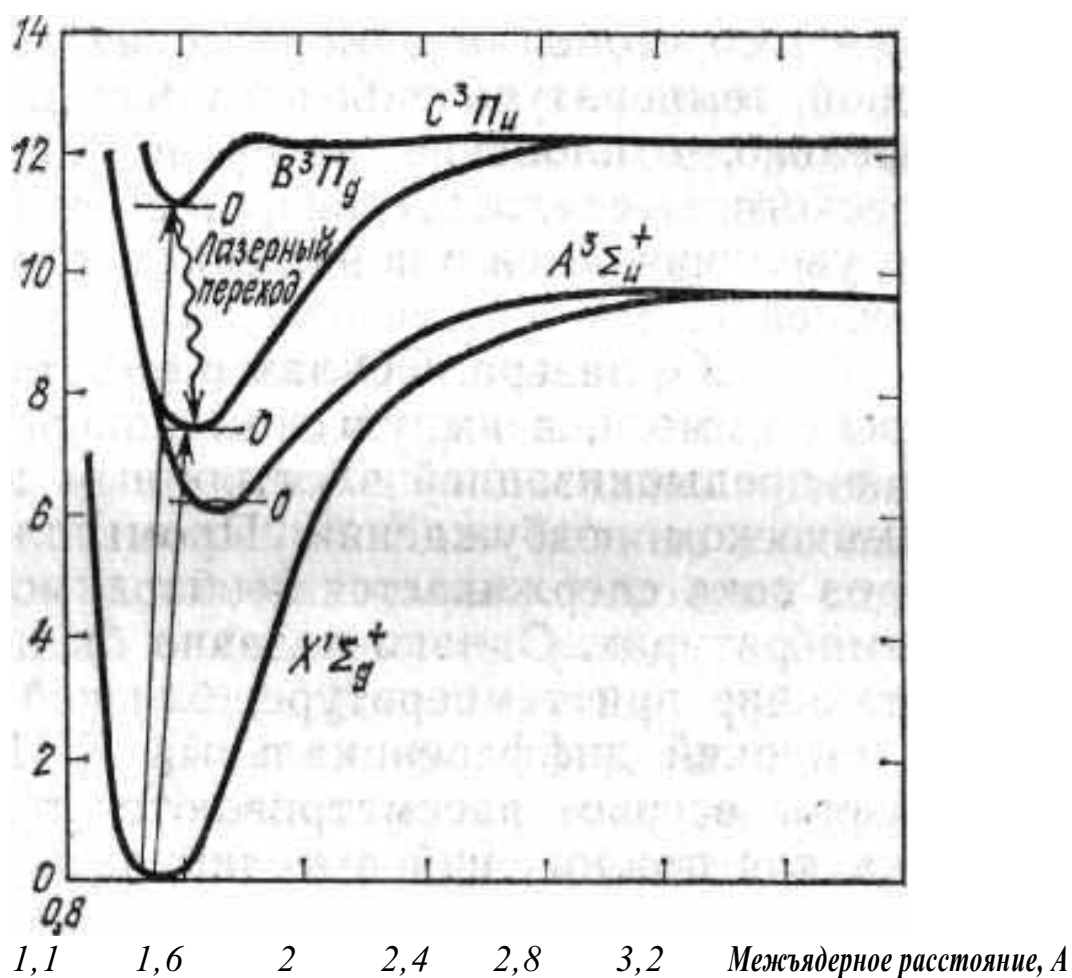


Рис. 3.12. Энергетические уровни молекулы  $N_2$ .

(Ради простоты для каждого электронного состояния показан лишь самый нижний колебательный уровень ( $v = 0$ ))

Азотные лазеры широко применяются для накачки лазеров на красителях и во множестве научных приложений, главным образом в спектроскопии.

### 3.2.2. Описание азотного лазера NL-1-100

Электрическая схема азотного лазера с поперечной накачкой, созданного в ИСЭ СО РАН (г. Томск), показана на рис. 3.13. Накопительная емкость состоит из блока конденсаторов общей емкостью  $C_s=11,3$  нФ, емкость накачки  $C_n$  – из 22 конденсаторов по 470 пФ. Зарядка накопительной емкости  $C_s$  осуществляется от источника высокого напряжения до 20 кВ. После зарядки включается тиратрон и происходит зарядка емкостей накачки  $C_n$ , одновременно с этим происходит барьерный разряд между диэлектриком и основным электродом, который обеспечивает предыонизацию газа в межэлектродном промежутке.

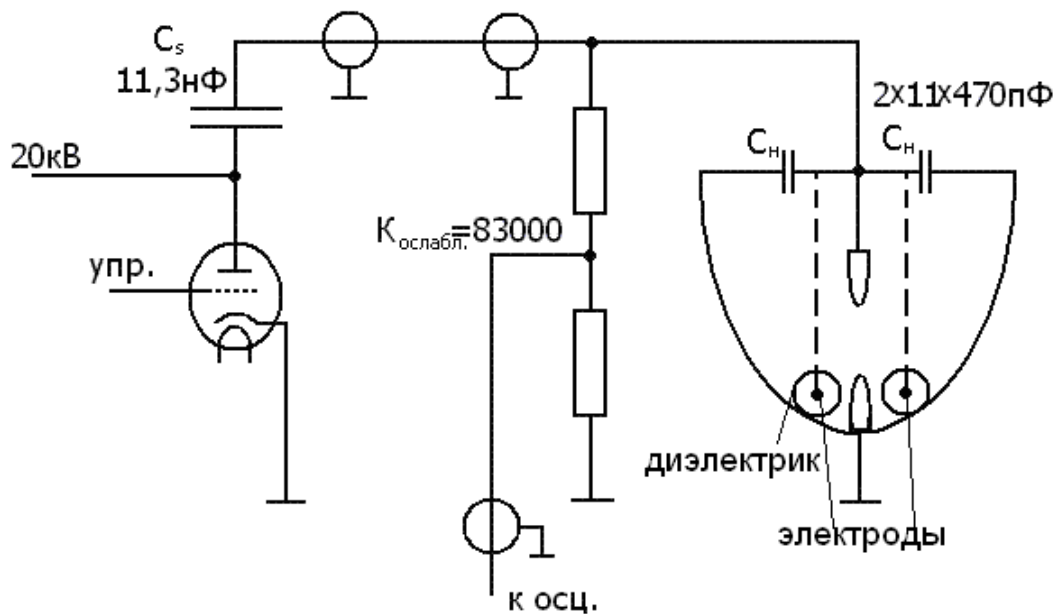


Рис. 3.13. Принципиальная электрическая схема лазера NL-1-100

При достижении на  $C_n$  напряжения пробоя происходит пробой разрядного промежутка и начинается формирование объемного разряда. На рисунке изображен омический делитель, позволяющий с помощью осциллографа регистрировать величину напряжения на емкости накачки. В качестве коммутатора в данной схеме используется промышленный тиратрон с ресурсом работы более  $10^8$  импульсов. Данная схема достаточно технологична в изготовлении и надежна, на ней легко осуществить импульсно-периодический режим работы с высокой частотой повторения импульсов. Разряд происходит в объеме  $4 \times 300 \times 12$  мм<sup>3</sup>. Газ напускается в алюминиевую камеру цилиндрической формы, в которой расположены емкости накачки, электроды и система прокачки газа. Прокачка газовой смеси осуществляется диаметрально-вентильным вентилятором, что обеспечивает эффективную работу на частоте.

На торцах камеры имеются окна, в которые установлены зеркала резонатора: одно плоское диэлектрическое зеркало с коэффициентом отражения 95 %, второе – плоскопараллельная кварцевая пластина. В качестве рабочего газа используется либо азот с давлением 100 торр, либо смесь  $N_2$  и He. С точки зрения максимальной выходной энергии оптимальное содержание азота составляло 75 торр, гелия 1,25 атм.

При создании лазера NL-1-100 были опробованы различные схемы УФ-предыонизации: схема с автоматической искровой подсветкой и подсветкой, образуемой барьерным разрядом. Схема с искровой предыонизацией показала резкое ухудшение стабильности выходной мощности после  $\sim 10^5$  выстрелов. Причина была связана с обгоранием искровых электродов. В итоге схема лазера была изменена таким образом, чтобы предыонизация газа происходила барьерным разрядом через диэлектрик (рис. 3.13). При этом в качестве диэлектрика были выбраны стеклянные трубки с внешним диаметром 5 мм, расположенные по обе стороны от анода на максимально близком к нему расстоянии. Надежность зажигания объемного разряда и энергия в импульсе от этого не изменились, но существенно возросла стабильность мощности импульсов излучения.

На рис. 3.14 представлен внешний вид лазера NL-1-100.



*Рис. 3.14. Внешний вид азотного лазера NL-1-100*

### Характеристики азотного лазера:

Длина волны излучения	337,1 нм
Энергия импульса излучения	1,4 мДж
Длительность импульса по уровню 0,5	3...6 нс
Частота повторения импульсов	до 100 Гц
Размеры лазерного пучка	4×14 мм
Средняя мощность излучения	до 100 мВт
Потребляемая мощность (220 в)	200 Вт
Габариты лазера	42×22×55 см

## 3.3. Электроразрядные CO<sub>2</sub>-лазеры

CO<sub>2</sub>-лазер занимает особое место среди всего многообразия существующих лазеров. Этот уникальный лазер отличается, прежде всего тем, что для него характерны как большой энергопотребление, так и высокий коэффициент полезного действия (КПД).

### 3.3.1. Общая характеристика

В непрерывном режиме получены огромные мощности — в несколько десятков киловатт, импульсная мощность достигает уровня в несколько гигаватт, а энергия в импульсе измеряется в килоджоулях. КПД CO<sub>2</sub>-лазера (до 30 %) превосходит КПД всех других газовых лазеров. Частота следования в импульсно-периодическом режиме может составить несколько килогерц. Длины волн излучения CO<sub>2</sub>-лазера находятся в диапазоне 9...10 мкм (средний ИК-диапазон) и попадают в окно прозрачности атмосферы. Поэтому излучение CO<sub>2</sub>-лазера удобно для интенсивного воздействия на вещество, например в технологических целях. Кроме того, в диапазон длин волн излучения CO<sub>2</sub>-лазера попадают резонансные частоты поглощения многих молекул, что делает возможным интенсивное резонансное воздействие лазерного излучения на вещество. При этом следует иметь в виду возможность как дискретной, так и плавной, относительно широкодиапазонной перестройки частоты генерации этого лазера, что значительно расширяет его возможности. Добавим к этому, что CO<sub>2</sub>-лазер достаточно легко можно настроить на одночастотную генерацию.

В этом лазере используется специальная смесь газов  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  и  $\text{He}$ . Генерация происходит на переходе между двумя колебательными уровнями молекулы  $\text{CO}_2$ , а азот и гелий, как мы покажем ниже, значительно повышают КПД-лазера.  $\text{CO}_2$ -лазер является одним из самых мощных газовых лазеров (от газодинамического  $\text{CO}_2$ -лазера получены выходные мощности порядка 80 кВт), и наиболее эффективных (практический КПД равен 15...20 %).

### 3.3.2. Механизм создания инверсии в $\text{CO}_2$ -лазерах

На рис. 3.15 приведены схемы энергетических уровней основных электронных состояний молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ . Поскольку  $\text{N}_2$  – двухатомная молекула, она имеет лишь одну колебательную моду. На рисунке показаны два нижних уровня ( $\nu = 0$ ,  $\nu = 1$ ). Структура энергетических уровней молекулы  $\text{CO}_2$  более сложная, поскольку эта молекула является трехатомной. Здесь мы имеем три невырожденные колебательные моды, а именно: 1) симметричную валентную моду –  $\nu_1$ ; 2) деформационную моду –  $\nu_2$ ; 3) асимметричную валентную моду –  $\nu_3$ . Поэтому колебания молекулы описываются тремя квантовыми числами  $n_1$ ,  $n_2$  и  $n_3$ , которые определяют число квантов в каждой колебательной моде. Таким образом, соответствующий уровень обозначается этими тремя квантовыми числами, записываемыми в последовательности  $n_1, n_2, n_3$ . Например, уровень  $01^0$  соответствует колебанию, деформационная

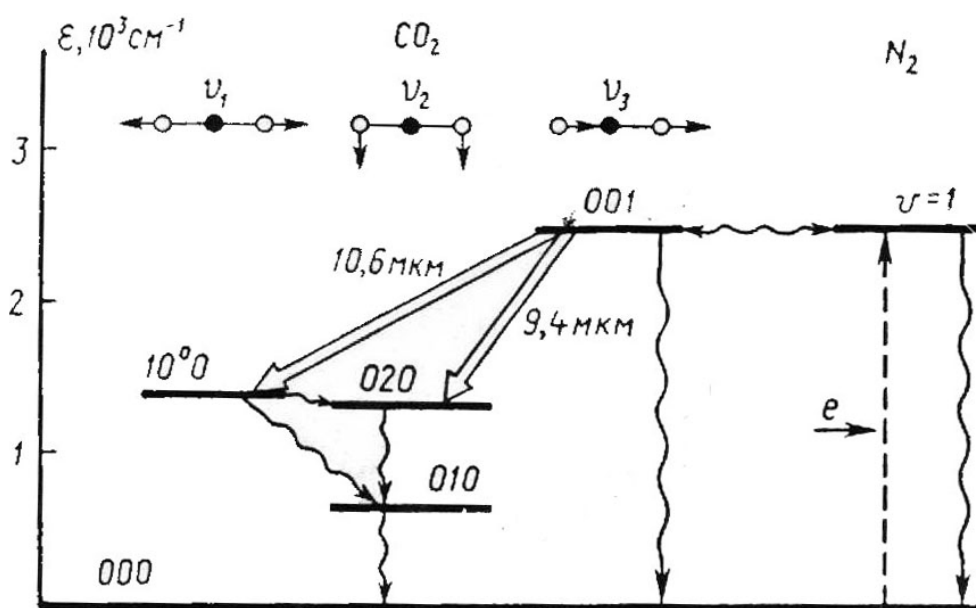


Рис. 3.15. Нижние колебательные уровни основного электронного состояния молекул  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}_2$ . (Здесь, для простоты, не показаны вращательные уровни)



мода (мода 2) которого имеет один колебательный квант. Поскольку из трех типов колебаний моде 2 соответствует наименьшая постоянная упругости (колебания являются поперечными), рассматриваемый уровень имеет наименьшую энергию.

Генерация в  $\text{CO}_2$ -лазере происходит на переходе между уровнями  $00^{\circ}1$  и  $10^{\circ}0$  ( $\lambda \approx 10,6$  мкм), хотя можно получить генерацию также и на переходе между уровнями  $00^{\circ}1$  и  $02^{\circ}0$  ( $\lambda \approx 9,4\dots 9,6$  мкм).

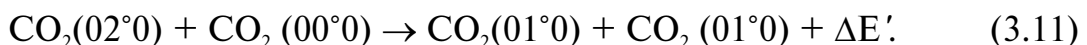
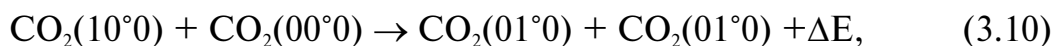
Накачка на верхний лазерный уровень  $00^{\circ}1$  происходит очень эффективно благодаря следующим двум процессам.

*а) Непосредственные столкновения молекул с электронами.* Очевидно, основной тип непосредственного столкновения, который следует рассмотреть, имеет вид  $e + \text{CO}_2(000) \rightarrow e + \text{CO}_2(001)$ . Сечение столкновения молекулы с электроном для данного процесса очень велико и намного превышает соответствующее сечение возбуждения уровней  $10^{\circ}0$  и  $02^{\circ}0$ .

*б) Резонансная передача энергии от молекулы  $\text{N}_2$ .* Этот процесс имеет также большую эффективность благодаря тому, что разница энергий между возбужденными уровнями двух молекул невелика ( $\Delta E = 18 \text{ см}^{-1}$ ). Кроме того, очень эффективным является процесс возбуждения молекулы  $\text{N}_2$  из основного состояния на уровень  $\nu = 1$  при столкновениях с электронами, причем уровень  $\nu = 1$  является метастабильным. Рассмотрим теперь следующий вопрос, а именно релаксацию верхнего и нижнего лазерных уровней. Релаксация указанных уровней в большей мере определяется столкновениями. В соответствии с этим время релаксации верхнего лазерного уровня  $\tau_s$  можно определить по формуле типа

$$1/\tau_s = \sum a_i p_i, \quad (3.9)$$

где  $p_i$  — парциальные давления, а  $a_i$  — постоянные, характеризующие каждую компоненту газовой смеси в разряде. Так, для полного давления смеси — 15 мм рт. ст. (при парциальных давлениях  $\text{CO}_2$ :  $\text{N}_2$ : He в отношении 1:1:8) — мы находим, что время жизни верхнего лазерного уровня  $\tau_s \approx 0,4$  мс. Что касается скорости релаксации нижнего уровня, то за счет окolorезонансных процессов столкновения с молекулами  $\text{CO}_2$  в основном состоянии уровни  $10^{\circ}0$  и  $02^{\circ}0$  эффективно взаимодействуют с уровнем  $01^{\circ}0$  (VV-релаксация):



Вероятность этих двух процессов очень большая, поскольку  $\Delta E$  и  $\Delta E'$  много меньше  $kT$ . Следовательно, населенности трех уровней  $10^{\circ}0$ ,  $02^{\circ}0$  и  $01^{\circ}0$  достигают теплового равновесия за очень короткое время.

Релаксация с уровня  $01^{\circ}0$  может происходить только путем передачи этой энергии в энергию поступательного движения сталкивающихся частиц (VT-релаксация). При этом наиболее эффективно этот процесс происходит с более легкими атомами, т. е. атомами гелия. При тех же давлениях время жизни составляет около **20 мкс**, т. е. это значение времени жизни нижнего лазерного уровня. За счет того что время жизни верхнего лазерного состояния намного больше, населенность будет накапливаться на верхнем лазерном уровне и условие непрерывной генерации также выполняется. Заметим, что наличие гелия приводит и к другому важному эффекту: за счет своей высокой теплопроводности гелий способствует поддержанию низкой температуры  $\text{CO}_2$  за счет отвода теплоты к стенкам газоразрядной трубки. Низкая температура поступательного движения  $\text{CO}_2$  необходима для того, чтобы избежать заселения нижнего лазерного уровня за счет теплового возбуждения, поскольку разность энергий между уровнями в действительности сравнима с  $kT$ . Таким образом, благоприятное воздействие, которое оказывают на лазер  $\text{N}_2$  и  $\text{He}$ , объясняется тем, что  $\text{N}_2$  способствует заселению верхнего лазерного уровня, а  $\text{He}$  – обеднению нижнего.

Из представленного выше рассмотрения ясно, что генерация в  $\text{CO}_2$ -лазере может осуществляться на переходе либо  $(00^{\circ}1) \rightarrow (10^{\circ}0)$  ( $\lambda = 10,6$  мкм), либо  $(00^{\circ}1) \rightarrow (02^{\circ}0)$  ( $\lambda = 9,6$  мкм). Поскольку сечение первого перехода больше, а верхний уровень один и тот же, генерация, как правило, происходит на переходе  $00^{\circ}1 \rightarrow 10^{\circ}0$ . Для получения генерации на линии 9,6 мкм в резонатор, для подавления генерации на линии с наибольшим усилением, помещается соответствующее частотно-селективное устройство. Поскольку каждый колебательный уровень имеет еще вращательные уровни, то в  $\text{CO}_2$ -лазере генерация фактически происходит на колебательно-вращательном переходе молекулы.

### **3.3.3. Конструкции $\text{CO}_2$ -лазеров и способы их возбуждения**

С точки зрения конструкции и способа возбуждения  $\text{CO}_2$ -лазеры можно подразделить на шесть типов: 1) лазеры с медленной продольной прокачкой; 2) лазеры с быстрой продольной прокачкой; 3) отпаянные лазеры; 4) волноводные лазеры; 5) лазеры с поперечной прокачкой; 6) лазеры с поперечным возбуждением при атмосферном давлении (ТЕА-лазеры). Прежде чем рассматривать эти лазеры, следует указать на то, что, хотя они и отличаются друг от друга по многим своим рабочим параметрам (например, выходной мощности), все они имеют общую важную особенность, а именно высокий дифференциальный

КПД (15...25 %). Столь высокий КПД является следствием большого квантового выхода (~ 40 %) и очень высокоэффективного процесса накачки, который имеет место в CO<sub>2</sub>-лазере при оптимальной электронной температуре разряда.

*а) Лазеры с продольным возбуждением и медленной продольной прокачкой.* Впервые генерация в CO<sub>2</sub>-лазере была получена в лазере именно такого типа (Ч. Пател, 1964 г.). Газовая смесь медленно прокачивается вдоль лазерной трубки (рис. 3.16) просто для того, чтобы удалить продукты диссоциации, в частности СО, которые в противном случае загрязняют лазерную среду. Отвод тепла обеспечивается теплопередачей в радиальном направлении к стенкам трубки (обычно стеклянным), которые охлаждаются извне подходящим теплоносителем (как правило, водой). Часто применяется конструкция с внутренним зеркалом, и, по крайней мере в конфигурации рис. 3.16, один из металлических держателей, который включает в себя зеркало резонатора, должен находиться при высоком напряжении.

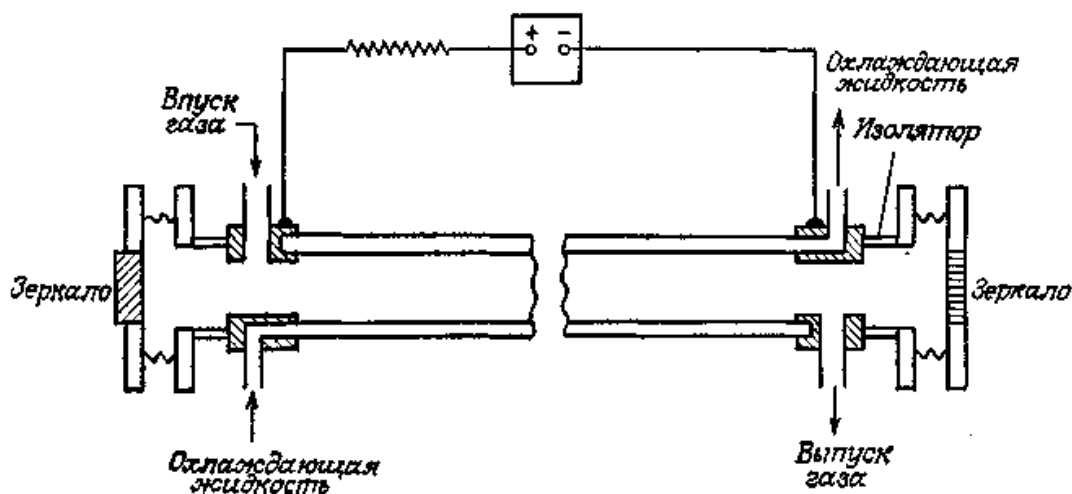


Рис. 3.16. Схематическое представление CO<sub>2</sub>-лазера с продольным возбуждением и продольной прокачкой газа

Одно из главных ограничений этого лазера состоит в том, что независимо от диаметра трубки в нем имеется верхний предел выходной мощности с единицы длины разряда (50...60 Вт/м). Это можно объяснить следующим образом. При данной плотности тока число молекул, накачиваемых на верхний лазерный уровень в единицу времени, можно записать в виде

$$(dN_2/dt)_p \approx (j\sigma_e N_g/e) (v_{\text{тепл}}/v_{\text{дрэф}}), \quad (3.12)$$

где  $j$  — плотность разрядного тока,  $\sigma_e$  — сечение возбуждения электронным ударом, в которое входит как прямое возбуждение, так и возбуж-

дение посредством передачи энергии,  $N_g$  – полная населенность основного состояния  $\text{CO}_2$ ,  $e$  – заряд электрона,  $v_{\text{тепл}}$ ,  $v_{\text{дрейф}}$  – тепловая и дрейфовая скорость электрона. Для скоростей накачки, намного превышающих пороговое значение, выходная мощность  $P$  пропорциональна величине  $(dN_2/dt)_p$ . Поэтому можно записать, что

$$P \sim jN_g V_a \sim jpD^2 l, \quad (3.13)$$

где  $V_a$  – объем активной среды,  $D$  – диаметр активной среды,  $l$  – длина активной среды,  $p$  – давление газа. Тогда при оптимальных рабочих условиях мы имеем следующую ситуацию.

- 1) Для поддержания оптимальной электронной температуры разряда должно быть постоянным произведение  $pD$  [ $\sim 22,5$  (мм рт. ст.)·см; например, 15 мм рт. ст. при  $D = 1,5$  см].
- 2) Из-за ограничений на тепловыделение, связанных с необходимостью отвода тепла к стенкам трубки, существует оптимальное значение плотности тока, причем оно обратно пропорционально диаметру трубки  $D$ . То, что оптимальное значение  $j$  должно существовать, можно понять, если заметить, что избыточная плотность тока приводит к избыточному нагреву смеси (даже если КПД = 20 %, около 80 % электрической мощности рассеивается в разряде в виде тепла), вследствие чего мы имеем тепловое заселение нижних лазерных уровней. Обратно пропорциональную же зависимость оптимального значения  $j$  от  $D$  можно объяснить, если принять во внимание то, что чем больше диаметр трубки, тем более затруднена передача выделяющегося тепла к стенкам. Из этих рассуждений мы заключаем, что при оптимальных условиях  $j$  и  $p$  обратно пропорциональны величине  $D$  и, следовательно, в соответствии с выражением (3.12) оптимальное значение  $P$  определяется лишь длиной трубки  $l$ .

$\text{CO}_2$ -лазеры с медленной продольной прокачкой относительно низкой мощности (50...100 Вт) широко используются в лазерной хирургии, для подгонки резисторов, для резки керамических пластин в электронной промышленности и сварки тонких металлических листов (толщиной меньше 1 мм).

**б) Лазеры с продольным возбуждением и быстрой продольной прокачкой.** Одним из возможных и практически очень интересных решений, позволяющих преодолеть ограничения на выходную мощность лазеров рассмотренного выше типа, является прокачка газовой смеси вдоль трубки с очень высокой скоростью (около 50 м/с). В этом случае теплота уносится просто путем удаления разогретой смеси, которая, прежде чем вернуться в трубку, охлаждается вне ее пределов в соответствующую

щем теплообменнике. При этом плотность тока не имеет оптимального значения, мощность фактически возрастает линейно с увеличением  $j$ , и можно достичь значительно более высокой выходной мощности на единицу длины разряда ( $\sim 1$  кВт/м и даже больше).

Помимо охлаждения смесь за пределами трубки пропускается через катализатор, чтобы газ СО прореагировал с  $O_2$  (некоторое количество  $O_2$  уже имеется в смеси благодаря диссоциации  $CO_2$  в области разряда). Это обеспечивает необходимую регенерацию молекул  $CO_2$ . В этом режиме необходимая подпитка смеси крайне мала и можно добиться работы в полностью запаянном режиме.

В настоящее время  $CO_2$ -лазеры с быстрой продольной прокачкой высокой мощности (1...3 кВт) нашли широкое применение во многих операциях по обработке материалов и, в частности, для лазерной резки металлов (с толщиной до нескольких миллиметров).

**в) Отпаянные лазеры.** Если в устройстве, показанном на рис. 3.16, остановить прокачку газовой смеси, то через несколько минут генерация прекратится, поскольку продукты химической реакции (в частности, молекулы СО), образующиеся в разряде, уже не удаляются, а поглощаются стенками трубки или начинают взаимодействовать с электродами, нарушая таким образом равновесие в смеси  $CO_2-CO-O_2$ . В конечном счете это привело бы к диссоциации молекул  $CO_2$ . Чтобы обеспечить регенерацию молекул  $CO_2$  из СО, в газоразрядной трубке отпаянного лазера должен находиться определенный катализатор. Для этого в газовую смесь можно просто добавить небольшое количество паров воды (около 1 %). В данном случае регенерация молекул  $CO_2$  осуществляется, по-видимому, благодаря следующей реакции:



в которой участвуют колебательно-возбужденные молекулы СО и  $CO_2$ . Требуемое сравнительно небольшое количество паров воды можно получить, добавляя в разряд газообразный водород и кислород. В действительности оказывается, что в смесь необходимо добавлять только водород, поскольку кислород образуется в процессе диссоциации молекул  $CO_2$ . Другая возможность инициирования реакции релаксации основана на использовании горячего ( $300^\circ C$ ) никелевого катода, который выполняет роль катализатора. Применение этих методов привело к созданию отпаянных трубок с долговечностью более 10 000 ч. Выходная мощность отпаянных лазеров с единицы длины составляет около 60 Вт/м, т. е. значение, которое дают и лазеры с продольной прокачкой газа.

Маломощные (порядка 1 Вт) отпаянные лазеры с коротким резонатором, и поэтому работающие в одномодовом режиме, нередко применяются в качестве гетеродинов в экспериментах по оптическому гетеродинированию. Отпаянные  $\text{CO}_2$ -лазеры несколько более высокой мощности (порядка 10 Вт) привлекают внимание с точки зрения их использования в лазерной микрохирургии и для механической обработки микрорезанием.

з) **Волноводные  $\text{CO}_2$ -лазеры.** Если диаметр лазерной трубки (рис. 3.16) уменьшить до нескольких миллиметров (2...4 мм), то лазерное излучение в трубке будет распространяться как в волноводе. Такие волноводные  $\text{CO}_2$ -лазеры имеют низкие дифракционные потери. Было показано, что наилучшие характеристики таких лазеров получаются с разрядными трубками, изготовленными из  $\text{BeO}$  или  $\text{SiO}_2$ . Главным преимуществом волноводного  $\text{CO}_2$ -лазера является то, что, благодаря небольшому диаметру отверстия, давление смеси может быть высоким (100...200 мм рт. ст.). Возрастание давления приводит к увеличению усиления на единицу длины. Это означает, что можно изготавливать короткие  $\text{CO}_2$ -лазеры ( $L < 50$  см), не сталкиваясь с трудной задачей уменьшения потерь в резонаторе. Однако мощность, которую можно снять с единицы длины разряда, подвержена тому же ограничению, что и мощность рассмотренного выше лазера с медленной продольной прокачкой ( $\sim 50$  Вт/м). Поэтому волноводные  $\text{CO}_2$ -лазеры играют особенно важную роль, когда имеется необходимость в коротких компактных  $\text{CO}_2$ -лазерах низкой мощности ( $P < 30$  Вт) (например, для лазерной микрохирургии). Чтобы полностью реализовать возможности, связанные с компактностью этих лазеров, они работают, как правило, в отпаянном режиме.

Конструкция лазера может быть такой, как было показано на рис. 3.16, когда ток разряда протекает вдоль лазерной трубки, либо такой, как на рис. 3.17, когда электрический ток (обычно от высокочастотного источника) течет поперек трубки. При фиксированном значении электрического поля  $\varepsilon$  (из-за того что величина  $\varepsilon/p$  должна быть постоянной) конструкция с поперечной накачкой имеет значительное преимущество перед продольной накачкой, поскольку она допускает намного более низкие (на один-два порядка величины) напряжения на электродах. Высокочастотное ( $f \approx 30$  МГц) возбуждение обладает многими преимуществами. Среди наиболее существенных можно отметить следующие:

- 1) в этой схеме отсутствуют постоянные анод и катод, и поэтому исчезают трудности, связанные с химическими процессами в газе вблизи катода;

2) благодаря включению последовательно с разрядом простых элементов, не рассеивающих энергии (например, диэлектрической пластины), обеспечивается устойчивый разряд.

В силу этих различных преимуществ высокочастотные разряды все больше применяются не только в волноводных лазерах, но и в лазерах как с быстрой продольной прокачкой, так и с поперечной прокачкой. В качестве последнего замечания укажем, что трубку волноводного  $\text{CO}_2$ -лазера либо вообще не охлаждают, либо, если необходимо отбирать максимальную мощность, охлаждают воздушной струей.

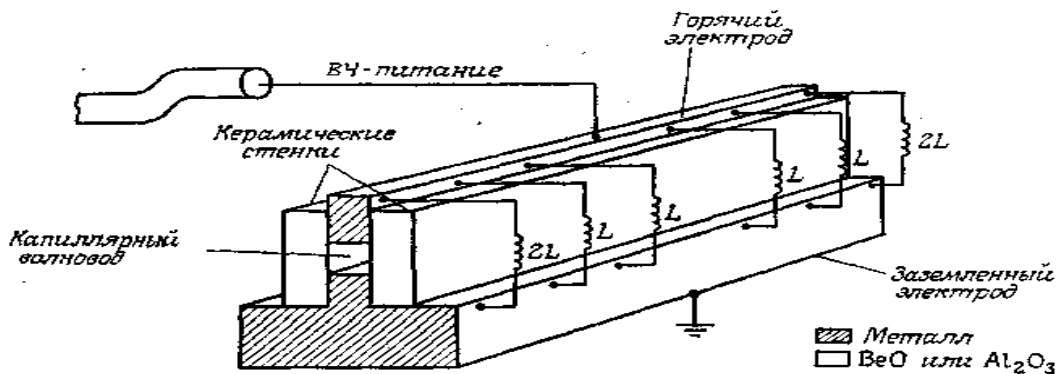


Рис. 3.17. Схематическое представление волноводного  $\text{CO}_2$ -лазера с накачкой ВЧ-полем

д) Лазеры с поперечной накачкой и поперечной прокачкой. Другую возможность снять ограничения на мощность в лазере с медленной продольной прокачкой предоставляет прокачка газовой смеси перпендикулярно разряду (рис. 3.18).

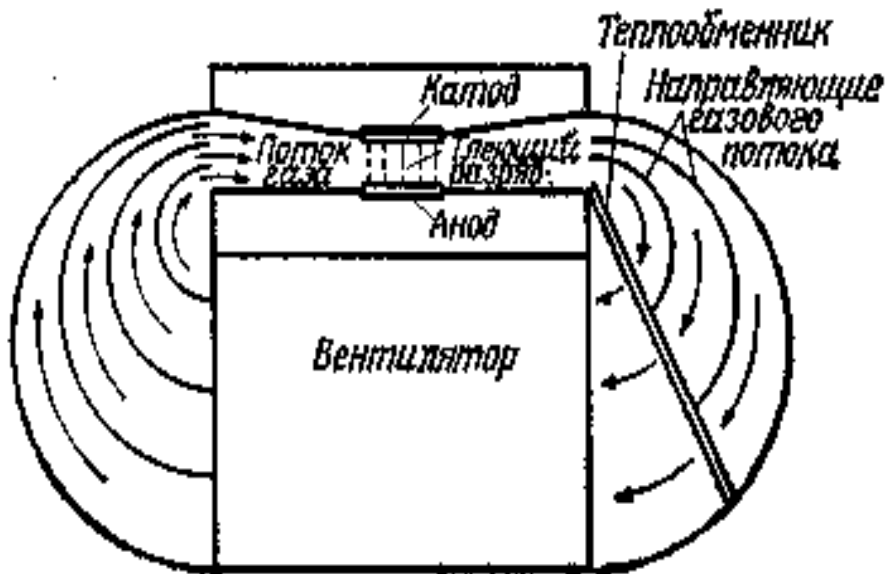


Рис. 3.18. Схема устройства  $\text{CO}_2$ -лазера с поперечной прокачкой

Если смесь прокачивать достаточно быстро, то, как и в случае лазера с быстрой продольной прокачкой, теплота уносится механически, а не путем переноса к стенкам. Поэтому насыщения выходной мощности при увеличении тока разряда не происходит, и можно достичь высоких выходных мощностей с единицы длины разряда (несколько кВт/м) как и в лазерах с быстрой продольной прокачкой. Следует заметить, что в этом случае оптимальное общее давление смеси (порядка 100 мм рт. ст.) теперь примерно на порядок выше, чем давление в системах с продольной накачкой и большим диаметром трубки. Увеличение общего давления  $p$  требует соответствующего увеличения электрического поля  $\varepsilon$  разряда. Действительно, для реализации оптимальных условий работы необходимо, чтобы во всех случаях отношение  $\varepsilon/p$  оставалось примерно одинаковым, поскольку это отношение определяет среднюю энергию электронов в разряде. Однако при этом устройство с продольным разрядом, типа показанного на рис. 3.16, оказалось бы непрактичным, поскольку оно потребовало бы очень высокого приложенного напряжения (100...500 кВ на длине разряда 1 м). Поэтому делают так, чтобы разряд зажигался в направлении, перпендикулярном оси резонатора (эти лазеры называются ТЕ-лазеры, аббревиатура англ. transverse electric field).

Одна из наиболее простых реализаций ТЕ-схемы (рис. 3.18) показана на рис. 3.19. В данной конструкции катод имеет форму металлического стержня, а анод, чтобы достичь однородности разряда, выполнен в виде многих отдельных электродов (сегментный анод).

ТЕ-СО<sub>2</sub>-лазеры с быстрой поперечной прокачкой высокой выходной мощности (1...20 кВт) широко применяются во многих приложениях, связанных с обработкой металла (резание, сварка, поверхностная закалка, поверхностное легирование металлов). По сравнению с лазерами с быстрой продольной прокачкой эти лазеры имеют более простую конструкцию, поскольку для поперечной прокачки не нужна большая скорость прокачки, как в случае продольной. Однако лазеры с быстрой продольной прокачкой и накачкой имеют значительно лучшее качество пучка, поскольку у них ток разряда имеет цилиндрическую симметрию, что делает эти лазеры особенно привлекательными для механической обработки резанием.

В непрерывных ТЕ-СО<sub>2</sub>-лазерах нелегко поднять давление выше ~ 100 мм рт. ст. В тлеющем разряде выше этого давления и при обычно используемых плотностях тока возникают неустойчивости, которые приводят к образованию дуги в объеме разряда. Для преодоления этого



осложнения к электродам, между которыми происходит поперечный разряд, прикладывают импульсное напряжение. Если длительность импульса достаточно мала (доля микросекунды), то неустойчивости в разряде не успеют развиваться, и следовательно рабочее давление газа можно повысить вплоть до атмосферного и выше. Эти лазеры называются ТЕА-лазерами (аббревиатура англ. слов transverse excited at atmospheric pressure).

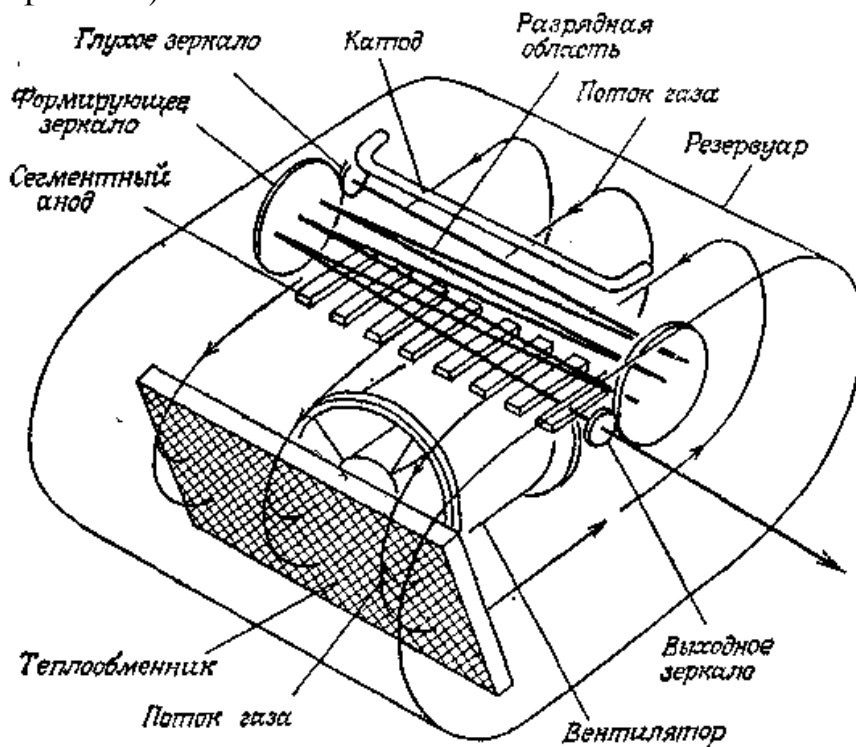


Рис. 3.19. Схематическое представление  $\text{CO}_2$ -лазера с поперечной прокачкой

Таким образом, ТЕА-лазеры работают в импульсном режиме и позволяют получать большой энергосъем с единицы объема разряда (10...50 Дж/л). Для предотвращения дугового разряда используется также тот или иной тип предыонизации, которая предшествует возбуждающему импульсу напряжения. На рис. 3.20 приведена схема, которая часто применяется в таких лазерах на практике. В ней предыонизация обеспечивается ультрафиолетовым (УФ) излучением нескольких искр, которые зажигаются вблизи разрядной области. Излучение этих искр в коротковолновой УФ-области приводит к созданию электронов в разрядном промежутке посредством как фотоионизации составляющих газовой смеси, так и благодаря индуцированной УФ-излучением эмиссии электронов из электродов (УФ-предыонизация).

Как только произошла ионизация во всем объеме лазерного разряда, закорачивается быстродействующий коммутатор (водородный ти-

ратрон или разрядный промежуток) и через электроды разряда проскакивает главный разрядный импульс. При низкой частоте повторения импульсов (порядка 1 Гц) нет необходимости в прокачке газовой смеси. При более высоких повторениях импульсов газовая смесь прокачивается в перпендикулярном оси резонатора направлении и охлаждается в соответствующем теплообменнике. Максимальная энергия, вкладываемая в единицу объема разряда, ограничивается допустимым перегревом рабочей смеси и составляет 3...5 Дж/(м<sup>3</sup>·Па). Для повышения средней мощности излучения используется быстрая поперечная прокачка рабочей смеси. Частота следования импульсов (максимальная)

$$f_{\max} = \frac{v_o}{d_o}, \quad (3.15)$$

где  $v_o$  – скорость потока смеси;  $d_o$  – поперечные размеры разряда.

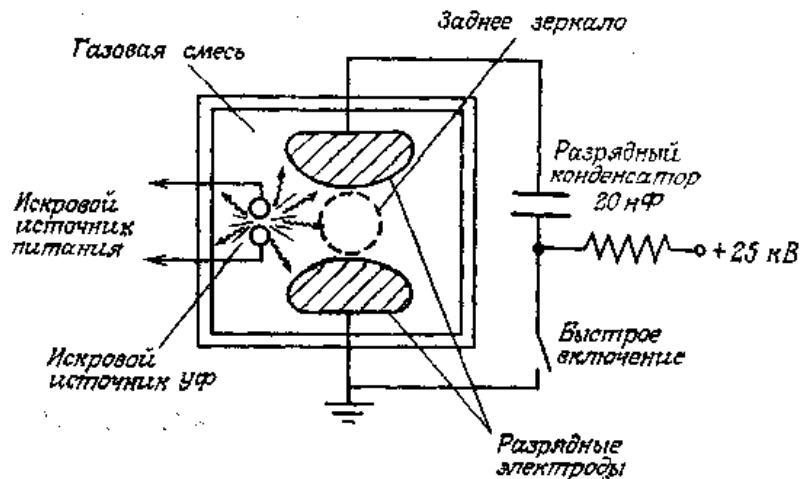


Рис. 3.20. Схематическое представление (вид вдоль лазерной оси) лазера, накачиваемого поперечным разрядом с использованием УФ-излучения для предыонизации газа

При  $f = 100...1000$  Гц и  $d_o = 1...5$  см,  $v_o \approx 10...100$  м/с. Другой интересной характеристикой этих лазеров являются их относительно широкие полосы генерации (~4 ГГц при  $p = 1$  атм благодаря столкновительному уширению). Таким образом, в ТЕА-лазерах в режиме синхронизации мод были получены оптические импульсы длительностью менее 1 нс. Помимо широкого использования ТЕА-СО<sub>2</sub>-лазеров в научных приложениях они находят многочисленные применения в промышленности для обработки материалов в тех случаях, когда импульсный характер пучка дает некоторое преимущество (например, импульсная лазерная маркировка).

$\text{CO}_2$ -лазеры работают на смеси  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$  в пропорциях  $\left\{ \frac{1:1:3}{1:1:6} \right\}$ .

Другим методом предыонизации  $\text{CO}_2$ -лазера может быть импульсный источник электронного пучка (*предыонизация электронным пучком*). При этом накачка может осуществляться несамостоятельным электрическим разрядом. При самостоятельном разряде рабочая концентрация электронов создается самим разрядом. При несамостоятельном разряде рабочая концентрация электронов обеспечивается внешним источником (высокочастотное ионизирующее поле или электронный пучок), а электрическое поле обеспечивает необходимую для возбуждения молекул энергию электронов. Предыонизация электронным пучком обычно реализуется только в мощных  $\text{CO}_2$ -лазерах, когда требуются энергии в импульсе излучения килоджоульного уровня.

### 3.3.4. Схемы питания $\text{CO}_2$ -лазера с продольным разрядом

На рис. 3.21 приведена простейшая схема питания непрерывного электроразрядного газового лазера. Схема не содержит импульса поджига, т. е. это схема с самостоятельным продольным разрядом, который инициируется самопробоем. Схема работает следующим образом.

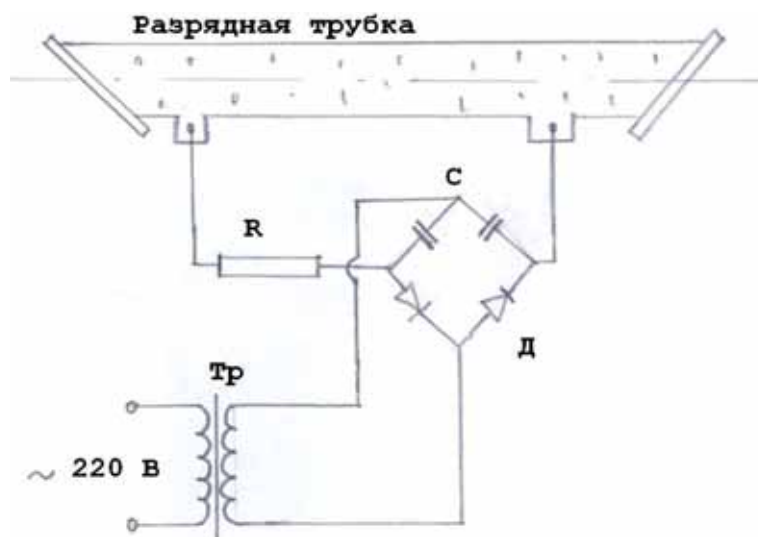


Рис. 3.21. Схема питания ГРТ (непрерывный разряд):  $P$  – реле;  $K_1, K_2, K_3$  – контакты реле;  $B_1$  – нормально замкнутый выключатель;  $B_2$  – нормально разомкнутый выключатель;  $D$  – выпрямитель-удвоитель

Напряжение сети 220 В (50 Гц) подается на первичную обмотку повышающего трансформатора  $T_p$ . Выпрямитель  $D$  с фильтром  $C$  и бал-

ластным сопротивлением  $R_H$  обеспечивает постоянный ток разряда в разрядной трубке. Недостатком схемы является потеря мощности на балластном сопротивлении (до 50 %). Это очень важно для мощных лазеров и не имеет значения для маломощных лазеров.

### 3.4. Элементная база ультрафиолетовых лазеров

К основным компонентам и узлам азотных и эксимерных лазеров можно отнести: накопительные и разрядные конденсаторы, коммутаторы, оптические элементы, источник высокого напряжения, газы для приготовления лазерной смеси.

В электроразрядных лазерах в основном используются малоиндуктивные керамические высоковольтные конденсаторы. Среди российских конденсаторов можно выделить следующие марки: UNV, K15 10, K15-4, КВИ, среди импортных – TDK. Данные конденсаторы имеют емкость от 0,1 до 10 нФ и могут работать при напряжении от 10 до 40 кВ. Они являются компактными и малоиндуктивными, что позволяет их использовать в электрических схемах лазера для обеспечения мощных и коротких импульсов (10...50 нс) накачки.

В качестве коммутаторов в эксимерных лазерах используются газовые разрядники и стандартные тиратроны. Наиболее часто используются тиратроны типа ТГИ и ТПИ, которые могут работать с частотой следования импульсов от единиц Гц до кГц при напряжении от 20 до 50 кВ и коммутировать импульсные токи  $\sim 1...10$  кА. Реже используются разрядники типа РУ-61, РУ-85, РУ-89. Они дешевле и проще, но работают только с частотой 1...50 Гц и имеют на коротких длительностях большие потери по сравнению с тиратронами.

Поскольку азотные и эксимерные лазеры работают в УФ-области спектра, то и оптические элементы должны пропускать и отражать в этой спектральной области. В связи с этим в качестве окон, делительных пластин и линз используются такие материалы, как плавленый кварц, кристаллический кварц,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{MgF}_2$ ,  $\text{LiF}_2$ . Зеркала обычно напыляют алюминием с высоким коэффициентом отражения (85 %), или используют диэлектрические и многослойные покрытия на кварцевой подложке.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bran C.A., Ewing J.J. // *Appl. Phys. Letts.* – 1975. – V. 27. – P. 435–437.
2. Тельминов Е.Н. Физика лазерных систем: эксимерный лазер на хлориде ксенона – лазер на красителе: дисс. на соискание уч. степ. канд. физ.-мат. наук / СФТИ. – Томск, 1998. – 184 с.
3. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука, 1991. – 224 с.
4. Агеев В.П., Атежев В.В., Букреев В.С. и др. Импульсно-периодический эксимерный лазер с магнитным звеном сжатия // *ЖТФ.* – 1986. – Т. 56. – № 8. – С. 1387–1389.
5. Жупиков А.А., Ражев А.М. Эксимерный ArF-лазер с энергией 0,5 Дж на основе буферного газа He // *Квантовая электроника.* – 1997. – Т. 24. – № 8. – С. 683–687.
6. Кропанев А.Ю., Орлов А.Н., Осипов В.В. Характеристики импульсно-периодического XeCl-лазера с системой регенерации газовой смеси // *Квантовая электроника.* – 1996. – Т. 23. – № 3. – С. 340–342.
7. Неймет Ю.Ю., Шуайбов А.К., Шевера В.С. и др. Малогабаритный электроразрядный лазер на хлоридах ксенона и криптона // *ЖПС.* – 1990. – Т. 53. – № 2. – С. 337–339.
8. Shigeyuki Takagi, Saburo Sato, Tatsumi Goto. Electron density measurements in UF-preionized XeCl and CO<sub>2</sub> laser gas mixtures // *Japan. J. of Appl. Phys.* – 1989. – V. 28. – № 11. – P. 2219–2222.
9. Борисов В.М., Брагин И.Е., Виноходов А.Ю. и др. Об интенсивности накачки электроразрядных эксимерных лазеров // *Квантовая электроника.* – 1995. – Т. 22. – № 6. – С. 533–536.
10. Жупиков А.А., Ражев А.М. Эксимерный KrF-лазер на основе буферного газа He с энергией 0,8 Дж и КПД 2 % // *Квантовая электроника.* – 1998. – Т. 25. – № 8. – С. 687–689.
11. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики. – М.: Наука, 1964. – 295 с.
12. Бломберг Н. Нелинейная оптика. – М.: Наука, 1966. – 424 с.

Учебное издание

ЛОСЕВ Валерий Федорович

## **МОЩНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ**

Учебное пособие

Редактор  
Верстка  
Дизайн обложки


*О.Н. Свинцова  
О.Ю. Аршинова  
О.Ю. Аршинова  
О.А. Дмитриев*

Подписано к печати 11.03.2009. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».  
Печать XEROX. Усл. печ. л. 6,4. Уч.-изд. л. 5,79.  
Заказ 263-09. Тираж 200 экз.



Томский политехнический университет  
Система менеджмента качества  
Томского политехнического университета сертифицирована  
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ . 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.