## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.378.3

## УГЛОВОЕ РАСХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

#### IO. A. Ananves

### СОДЕРЖАНИЕ

Введение							
I. Общие сведения об угловом расхождении излучения		-					706
II Методы угловой селекции излучения							
Цитпрованная литература	•		•	٠	٠		735

#### ВВЕДЕНИЕ

Способность генерации световых пучков с малым угловым расхождением и высокой пространственной когерентностью является наиболее примечательной особенностью лазеров, обусловливающей их практические применения. Поэтому вопросам, касающимся угловой структуры излучения лазеров и механизма формирования данной структуры, посвящено весьма большое число исследований.

В настоящем обзоре систематизированы результаты этих исследований. Хотя использованы главным образом материалы, относящиеся к твердотельным лазерам, многие затронутые проблемы имеют общее значение. Основное внимание уделено работам, в которых выясняются наиболее важные факторы, определяющие степень направленности излучения. Результаты ряда исследований, посвященных влиянию легко устранимых или случайных причин, рассматриваться не будут. К подобным исследованиям относятся наблюдения дополнительных пучков излучения, появляющихся за счет отражения от полированной боковой поверхности активного тела <sup>1, 2</sup>, изучение структуры пучка при использовании в качестве элементов резонатора призм <sup>3</sup> и т. п.

По ходу изложения используются результаты теории идеальных пустых открытых резонаторов. Поскольку основные положения этой теории в части резонаторов с вогнутыми или плоскими зеркалами (и им эквивалентных) общеизвестны <sup>4-6</sup>, на них мы также останавливаться не будем.

Работа делится на две части. В первой из них рассмотрены свойства лазеров, обладающих двухзеркальными резонаторами с малыми дифракционными потерями, во второй — особенности систем с использованием различных приемов угловой селекции, в том числе путем применения так называемых «неустойчивых» резонаторов.

<sup>9</sup> УФН, т. 103, вып. 4

#### 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ УГЛОВОМ РАСХОЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

# 1. Результаты экспериментальных исследований

Первые же наблюдения генерации твердотельных лазеров показали, что угловое расхождение их излучения значительно больше (обычно на 1-2 порядка) ожидаемой величины, соответствующей дифракции на выходной апертуре генератора. Для выяснения причин большого углового расхождения излучения были предприняты разнообразные исследования зависимости пространственной структуры генерируемого пучка от однородности активной среды, интенсивности накачки и т. д. Большая часть этих исследований относится к случаю предложенного в 1958 г. 7, 8 резонатора с плоскими зеркалами.

При сопоставлении экспериментальных данных с результатами теории открытых резонаторов весьма быстро выявилось, что правильное расположение пятен в дальнопольной картине, соответствующее определенным типам колебаний идеального резонатора, наблюдается, как правило, лишь при исключительно однородных образцах и малом превышении порога генерации <sup>9-12</sup>. С увеличением интенсивности накачки число присутствующих в генерации типов колебаний растет за счет мод с более сложной структурой <sup>9, 10, 12, 13</sup>; для их наблюдения необходима, как правило, высокоскоростная съемка, так как дальнопольная картина от пичка к пичку изменяется, и в интегральном распределении разобраться трудно.

При использовании активных стержней с заметными оптическими неоднородностями идентификация отдельных типов колебаний становится невозможной  $^{14, 15, 11, 12}$ . Во многих работах было обнаружено, что для полного искажения формы распределения поля в модах низшего порядка достаточно весьма малых по величине аберраций резонатора. Так, например, в одном случае  $^{16}$  такое искажение вызывалось упругими деформациями рубинового стержня, в другом — переходом от образцов с вариациями оптической длины  $\Delta L \simeq 0.1\lambda$  к образцам с  $\Delta L \simeq 0.25\lambda$   $^{11}$ . В связи с этим в последующих работах проявлялось стремление разобраться в механизме влияния свойств реального резонатора на угловое расхождение излучения.

Значительным шагом вперед в понимании существа этого механизма явились работы Евтухова и Ниланда 10, 17 и, в особенности, А. М. Леонтовича и А. П. Ведуты 18. В этих работах было показано, что если неоднородный активный стержень служит источником волновых аберраций второго порядка (типа положительной линзы), то резонатор с плоскими зеркалами делается эквивалентным некоему пустому резонатору с вогнутыми зеркалами. Наблюдаемая структура поля в подобных случаях соответствует предсказаниям теории обобщенных конфокальных резонаторов. Таким образом, впервые для трактовки экспериментальных данных было использовано понятие эквивалентного резонатора.

В работе А. М. Леонтовича и А. П. Ведуты было дано также объяснение ряда типичных для случая применения резонаторов «устойчивой» конфигурации (точнее, с малыми дифракционными потерями) явлений. При малом превышении порога возбуждаются лишь локализованные вблизи оси образца низшие типы колебаний с наименьшими дифракционными потерями. Появлению генерации вначале в центральной зоне образца способствует то обстоятельство, что плотность излучения накачки, а с ней и инверсная населенность часто достигают максимального значения именно на оси образца <sup>19</sup>. С ростом мощности накачки достигается порог генерации более высоких типов колебаний (ТК). Наконец, при большом превы-

шении порога максимальный поперечный индекс возбуждаемых мод определяется условием заполнения всего активного образца излучением генерации.

Описанная выше картина смены ТК действительно наблюдалась во многих работах (например, <sup>20, 21</sup>); получило также полное подтверждение соображение о механизме, определяющем максимальный индекс присутствующих в генерации поперечных мод <sup>22–24</sup>. Отметим, что «устойчивая» <sup>4</sup> конфигурация резонатора обеспечивалась в различных работах как использованием вогнутых зеркал <sup>22, 24</sup> или введением положительных линз в резонатор с плоскими зеркалами <sup>23, 24</sup>, так и линзовостью самого образца <sup>25</sup>. Любопытно также, что при появлении в генерации мод с высокими поперечными индексами низшие ТК исчезают (например, <sup>20</sup>).

С уменьшением сферичности и приближением резонатора к плоскому сведения об угловом расхождении излучения становятся все менее систематичными. Чрезвычайно затрудняется идентификация отдельных ТК; часто не удается проследить корреляцию между шириной диаграммы направленности излучения и совершенством резонатора. Более того, многочисленные исследования продемонстрировали, что именно в случае плоского резонатора угловое расхождение излучения оказывается особенно чувствительным к внутрирезонаторным волновым аберрациям, источники которых в случае твердотельных лазеров весьма разнообразны. Несмотря на это, четкое сопоставление генерационных характеристик при резонаторах с плоскими и сферическими зеркалами <sup>26</sup> показывает, что плоский резонатор обеспечивает много большую степень направленности и яркость излучения \*).

Поскольку для практических применений лазеров важна, как правило, не возможность идентификации отдельных мод, а яркость излучения, генераторы с плоскими зеркалами на долгие годы остались основным типом твердотельных лазеров.

Сравнительно малое угловое расхождение излучения и вместе с тем многообразие факторов, на него влияющих, обеспечили постоянный интерес исследователей к данному классу лазеров. Приведем основные результаты многочисленных экспериментальных работ, в которых производилось изучение (и попытки устранения) причин. ограничивающих осевую силу света лазера с плоским резонатором.

Большая часть этих работ относится к случаю лазера на рубине. Являясь типичной кристаллической активной средой, рубин обладает огромным количеством хаотически распределенных микро- и макронеоднородностей, приводящих к значительному светорассеянию. Характерная величина потерь на малоугловое светорассеяние составляет для этого материала (как, впрочем, и для многих других кристаллических активных сред  $^{30}$ ) 0.01-0.1  $cm^{-1}$   $^{31}$ .

При заметном светорассеянии ширина центрального керна в угловом распределении составляет обычно 5′—20′. Кери окружен системой сравнительно интенсивных колец <sup>32-35, 11, 18</sup> с угловым радиусом, равным радиусу колец в эталоне Фабри — Перо для света с длиной волны, равной длине волны излучения в центральном керне (например, <sup>35</sup>). По некоторым

<sup>\*)</sup> Здесь и далееречь идет главным образом о твердотельных генераторах с достаточно большой величиной параметра  $N\equiv \frac{a^2}{\lambda L_{2\Phi\Phi}}$  (2a — поперечный размер образца,  $L_{3\Phi\Phi}$  — эффективная длина резонатора, см. далее). При малых N могут оказаться удобнее и в то же время обеспечивать примерно ту же яркость пэлучения вогнутые зеркала с большими радиусами кривизны  $^{27}$ , плоскосферические резонаторы с радиусом кривизны вогнутого зеркала, несколько большим  $L_{3\Phi\Phi}$   $^{28}$ ,  $^{29}$ , или двугранные отражатели с углами между гранями, несколько меньшими  $^{180^{\circ}}$   $^{169}$  или  $^{90^{\circ}}$   $^{170}$ .

наблюдениям, ширина этих колец определяется теми же соотношениями, что и в пассивном эталоне, и соответственно зависит от качества образца <sup>11</sup>. Наконец, в работе М. П. Ванюкова и др. <sup>36</sup> с помощью введения внутрь резонатора дополнительного рассеивающего элемента была окончательно доказана связь колец в угловом распределении со светорассеянием.

Наблюдения пространственной когерентности <sup>32-34</sup> и спектров излучения <sup>37</sup> привели к выводу, что излучение, относящееся к отдельным ТК, распределено практически по всему пятну дальнопольной картины, и форма волнового фронта на выходе из лазера сильно отличается от плоской.

Все это не укладывается в рамки представлений, выработанных теорией идеальных пустых резонаторов. Расшифровка наблюдаемых явлений затрудняется также тем, что почти в каждом конкретном случае проявляется влияние самых различных типов аберраций резонатора. Все же во многих работах удалось проследить четкую корреляцию между оптическим совершенством активной среды и степенью направленности излучения: с уменьшением однородности образца угловое расхождение в случае как усилителей <sup>38</sup>, так и генераторов света <sup>38-43</sup> возрастает. Любопытно то обстоятельство, что при большом угловом расхождении его величина оказывается близкой к величине углового расхождения хорошо коллимированного пучка от внешнего источника после однократного пропускания его через тот же образец <sup>42-44</sup>.

В работах <sup>41-43</sup> подробно рассмотрены особенности влияния таких конкретных источников светорассеяния, как поверхности скольжения, границы раздела между блоками и т. п. Из приведенных данных следует, что макронеоднородности сказываются в основном на величине центрального керна углового распределения, светорассеяние на микронеоднородностях — на «крыльях» распределения.

Зависимость углового расхождения и мощности излучения от длины резонатора для случая лазера на среде, макроскопически однородной, но обладающей заметным светорассеянием на микронеоднородностях ( $CaF_2: Sm^{2+}$ ), изучена в  $^{45}$ .

Как уже указывалось, источники светорассеяния в кристаллических активных средах распределены по объему более или менее хаотично. Совершенно иной характер имеют аберрации, вызываемые неравномерным нагревом активного стержня (так называемые термические деформации резонатора). Их источником являются температурные изменения показателя преломления и явления фотоупругости, вызванные наличием термических напряжений <sup>48</sup>, <sup>47</sup>.

Данный эффект был обнаружен в 1963 г. <sup>48, 49</sup> и подробно изучен в ряде последующих работ <sup>50-61</sup>. В силу самого своего происхождения термические деформации, в отличие от светорассеяния, сводятся к наличию медленно изменяющегося по сечению образца градиента показателя преломления.

Даже при работе лазера в режиме одиночных вспышек термические деформации к концу импульса подчас достигают заметной величины и существенно влияют на угловое расхождение излучения. Так, в работе М. П. Ванюкова и др. <sup>51</sup> для случая лазера на неодимовом стекле к концу импульса накачки угловое расхождение возрастало вдвое, в работе <sup>62</sup> (усилитель на рубине) — в 3—5 раз.

Особенно велики термические деформации в активных элементах лазеров, работающих в периодическом <sup>56, 59</sup> или непрерывном <sup>25</sup> режиме. Спад температуры внутри таких элементов при удалении от их оси примерно пропорционален квадрату радиуса, и возникают большие аберрации второго порядка (термическая «линза»). В результате угловое расхождение

излучения подобных лазеров весьма велико и может быть существенно уменьшено с помощью введения в резонатор какого-либо корректирующего элемента <sup>25, 63</sup>. Корректирующим элементом обычно служит линза или используемое вместо плоского сферическое зеркало.

Заметим, что компенсация «сферичности» резонатора, вызванной неоднородностью образца, иногда производится и в режиме одиночных вспышек, оказывая, естественно, такое же воздействие на угловое распределение излучения <sup>61, 65</sup>. В частности, в работе <sup>64</sup> применение выпуклого зеркала с подходящим радиусом кривизны привело к уменьшению углового расхождения в 4 раза.

Термические деформации резонатора являются основным и наиболее важным источником аберраций в лазерах на таких высокооднородных активных средах, как неодимовое стекло \*). Возможности их полной компенсации весьма ограничены, особенно в генераторах без модуляции добротности резонатора.

Действительно, при модуляции добротности импульс генерации столь кратковремен, что термические деформации за время генерации не успевают сколько-нибудь существенно измениться и могут быть скомпенсированы заранее подобранным корректором (по этому принципу построен задающий генератор в системе с высокой яркостью излучения 66). В случае лазера без модуляции добротности термические деформации, как уже указывалось, в течение импульса генерации существенно меняются, и их динамическая компенсация представляет собой весьма сложную и не нашедшую пока приемлемого решения задачу. Тем более любопытна возможность полного уничтожения термических деформаций для излучения одной из поляризаций путем использования активного элемента плоской формы и соответствующего подбора термооптических постоянных активной среды. Для случая неодимового стекла такой подбор вполне осуществим 61,168; в соответствии с данными о свойствах лазеров с двулучепреломляющей активной средой 67, генерация поляризованного излучения в подобных элементах не связана с потерями энергии.

Помимо уже рассмотренных факторов, на пространственную структуру пучка влияет множество других. Так, большое значение имеет точность юстировки плоских зеркал: при их непараллельности пятно в дальней зоне вытягивается в направлении разъюстировки и при разъюстировках порядка нескольких минут разбивается на ряд отдельных пятен <sup>68-71</sup>. Особенно чувствительны к непараллельности зеркал резонаторы с однородной активной средой и соответственно малой расходимостью излучения<sup>71</sup>.

Отмечалась также зависимость углового расхождения излучения от характера распределения инверсной населенности по сечению образца 72, 73 и т. п.

Совокупность многих причин в конечном итоге приводит к тому, что величина углового расхождения составляет обычно несколько угловых минут и значительно превышает дифракционный предел даже в случае лазеров на высокооднородных активных средах.

С точки зрения структуры самого пучка, в большой величине его углового расхождения может проявляться как многомодовость генерации. так и то обстоятельство, что в системах со значительными аберрациями волновой фронт излучения, относящегося к наиболее добротным ТК, может сильно отличаться от плоского. Последнее явление часто называют деформацией мод \*\*).

<sup>\*)</sup> Начальная неоднородность показателя преломления и светорассеяние в неодимовом стекле весьма малы  $^{30}.$ 

<sup>\*\*)</sup> Хотя этот термин и не вполне точен, но используется во многих работах и удобен.

Из приведенных в ряде работ данных <sup>11-15, 32-34, 37, 68-71</sup> можно сделать качественный вывод, что в случае лазеров с плоскими зеркалами при наличии заметных аберраций особенно важны деформации мод. Уменьшению аберраций сопутствует возрастание роли многомодовости (например, <sup>12</sup>); наконец, при особой тщательности эксперимента и однородной активной среде угловое расхождение излучения оказывается обусловленным, в основном, многомодовостью <sup>45</sup>.

Хотя указанные общие тенденции проявляются достаточно отчетливо, экспериментально разграничить влияние многомодовости и деформаций ТК весьма трудно. Общую картину сильно усложняет своеобразная кинетика твердотельных лазеров; как мы уже упоминали, нелегко также выделить влияние отдельных типов аберраций. Все это приводит к тому, что систематизировать конкретные данные об угловом расхождении излучения твердотельных лазеров практически невозможно. Поэтому в дальнейшем основное внимание мы будем уделять результатам теоретического анализа, позволяющего хотя бы качественно понять большую часть вышеперечисленных явлений. Экспериментальные сведения в необходимых случаях будут служить критерием справедливости (или целесообразности применения) той или иной теоретической модели.

Прежде всего остановимся на самой возможности использования понятий, выработанных теорией пустых открытых резонаторов, для описания свойств реальных лазеров.

## 2. Модель открытого резонатора с активной средой в квазистационарном приближении

Для объяснения экспериментально наблюдаемых закономерностей широко используются результаты теории пустых открытых резонаторов. При заполнении резонатора активной средой его свойства, вообще говоря.

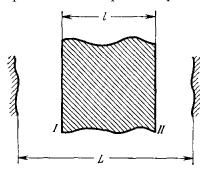


Рис. 1. Активный слой в открытом резонаторе.

 ${f r}_1$  лежит в плоскости  $I,\ {f r}_2={f B}\ II,\ {f r}={f ha}$  поверхности одного из зеркал.

существенно изменяются. Эти изменения необходимо тщательно учитывать.

Чтобы уяснить связь между пространственным распределением излучения в реальных лазерах и в пустых резонаторах, рассмотрим идеализированный случай бесконечного плоскопараллельного активного слоя толщиной l между находящимися на расстоянии L друг от друга двумя зеркалами конечных размеров (рис. 1). Показатель преломления вещества слоя n будем считать постоянным и отличным от единицы, инверсную населенность — распределенной равномерно по объему, поверхности — просветленными, коэффициенты отражения зеркал (по интенсив-

ности)—1 и R'. Установившееся распределение поля будем искать методом Фокса—Ли <sup>74</sup>, ограничившись, как обычно, скалярной формулировкой принципа Гюйгенса — Френеля и считая, что поперечные размеры области, в которой сосредоточено излучение, малы по сравнению с ее длиной (см., например, <sup>29</sup>).

Вначале рассмотрим прохождение световой волны через активный слой. Распределение поля u ( $\mathbf{r}_2$ ) на второй поверхности слоя может быть выражено через распределение на первой поверхности u ( $\mathbf{r}_1$ ) с помощью

стандартного соотношения

$$u(\mathbf{r}_2) = -\frac{i}{\lambda' l} \int \int u(\mathbf{r}_1) e^{\left(i\frac{2\pi}{\lambda'} + \frac{h'}{2}\right) \left(i + \frac{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^2}{2l}\right)} dS_1,$$

где  $\lambda' = \frac{\lambda}{n}$  — длина волны внутри слоя, k' — бугеровский коэффициент усиления излучения (по интенсивности), интегрирование ведется по первой поверхности \*).

Перейдя к длине волны в свободном пространстве  $\lambda$  и пренебрегая в показателе экспоненты членом  $\frac{k'}{2} \frac{|\mathbf{r_2} - \mathbf{r_4}|^2}{2I}$ , получим

$$u\left(\mathbf{r}_{2}\right) = e^{\frac{k'}{2}l} \frac{-ie^{i\frac{2\pi}{\lambda}nl}}{\lambda \frac{l}{n}} \int \int u\left(\mathbf{r}_{2}\right) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\frac{|\mathbf{r}_{2}-\mathbf{r}_{1}|^{2}}{2l/n}} dS_{1}. \tag{1}$$

Из соотношения (1) видно, что форма волнового фронта по прохождении активного слоя толщины l преобразуется так же, как при прохождении расстояния l/n в свободном пространстве; оптическая толщина слоя nl определяет лишь величину общего фазового набега; величина амплиту-

ды поля домножается на  $e^{\frac{h'}{2}l}$ .

Теперь нетрудно проследить за прохождением световой волны по резонатору в прямом и обратном направлениях и составить соответствующее интегральное уравнение. Очевидно, оно будет отличаться лишь постоянным множителем в правой части от уравнения для эквивалентного пустого резонатора, состоящего из двух зеркал той же конфигурации, но полностью отражающих и установленных на расстоянии  $L_{\text{экв}} = L - L + \frac{l}{r}$  друг от друга. Запишем его в форме

$$\gamma u(\mathbf{r}) = e^{h'l} V \overline{R'} e^{i\frac{2\pi}{\lambda} 2L_0} \hat{P}(L_{\text{SRB}}) u(\mathbf{r}); \tag{2}$$

здесь  $L_0=L-l+nl$ — оптическая длина резонатора,  $\hat{P}\left(L_{\text{экв}}\right)$ — интегральный оператор, преобразующий, в соответствии с принципом Гюйгенса— Френеля, скалярную функцию распределения поля  $u\left(\mathbf{r}\right)$  на одном из зеркал эквивалентного пустого резонатора в функцию распределения поля на этом же зеркале после полного прохождения волны через резонатор; из этого оператора исключен лишь постоянный множитель

общего фазового набега  $e^{i\,rac{2\pi}{\lambda}\,2L}$  экв

Для определения спектра собственных значений (2) воспользуемся сведениями о свойствах пустого эквивалентного резонатора. При прохождении через эквивалентный резонатор волны с распределением поля  $u_m$  ( $\mathbf{r}$ ), соответствующей моде с поперечным индексом m, происходит дополнительный сдвиг фазы  $-4\pi p'$  и уменьшение амплитуды в  $e^{-4\pi p''}$  раз (1 —  $e^{-8\pi p''}$  — дифракционные потери; использованы обозначения  $^6$ ; показатель экспоненты вдвое больше, чем в соответствующих выражениях  $^6$ , ввиду того, что расчет ведется на двукратное прохождение резонатора).

Таким образом,

$$\hat{P}u_m(\mathbf{r}) = \alpha_m u_m(\mathbf{r}), \quad \alpha_m \equiv e^{-4\pi i (p'-ip'')}. \tag{3}$$

<sup>\*)</sup> Знаки перед i заменены, по сравнению с  $^{29}$ , на противоположные, поскольку мы будем считать, в соответствии с обозначениями  $^6$ , что поле  $\sim e^{-i\omega t}$  (а не  $e^{i\omega t}$ , как в  $^{29}$ ).

Подставив (3) в (2), получим

$$\gamma_m = e^{\mathbf{k}'l} \sqrt{R'} e^{-4\pi p''} e^{\mathbf{i} \left(\frac{2\pi}{\lambda} 2L_0 - 4\pi p'\right)}.$$

Связь между вышеприведенным рассмотрением и нахождением стационарного распределения поля с комплексной частотой  $\omega=\omega'-i\omega''$  6 устанавливается следующим образом. При резонансной частоте  $\omega_m'=$  $=rac{2\pi c}{\lambda_{...}}$  величина  $\gamma_m$  должна быть действительна, суммарный фазовый набег  $\frac{\omega'}{c} \cdot 2L_0 = 4\pi p'$  равен  $2\pi q$ , где q — целое (аксиальный индекс). Изменение амплитуды поля в  $\gamma_m$  раз происходит за время  $\frac{2L_0}{c}$ , и  $\gamma_m =$  $=e^{-\frac{2\pi L_0}{c}\,\omega''}.$ 

$$\omega'_{qm} = \frac{c}{2L_0} (2\pi q + 4\pi p'_m),$$

$$\omega''_m = \frac{c}{2L_0} \left( 4\pi p''_m + \ln \frac{1}{\sqrt{R'}} - k'l \right).$$
(4)

Соотношения (4) определяют спектр собственных значений резонатора с активной средой. Примечательно, что активная среда отнюдь не фигурирует в качестве некоего внешнего источника возбуждения колебаний. Ее наличие вызывает главным образом перестройку спектра собственных частот системы \*). Отсюда следует, в частности, вывод, касающийся возможности выделения отдельных ТК в резонаторах с большими потерями.

Действительно, условие перекрытия резонансных кривых, соответствующих двум соседним собственным частотам системы  $\omega_4$  и  $\omega_2$ , может быть записано в виде 6

$$|\omega_1' - \omega_2'| < \frac{\omega_1'' + \omega_2''}{2}.$$
 (5)

В отсутствие накачки ( $k' \leqslant 0$ ) это условие почти всегда выполняется, так как потери в резонаторах твердотельных лазеров весьма велики (основным их источником наиболее часто служат не дифракционные эффекты, а неактивное поглощение и отвод энергии через полупрозрачное зеркало). Таким образом, при возбуждении подобной системы внешним источником электромагнитных колебаний ее резонансные свойства недостаточны для выделения отдельных ТК.

Иначе обстоит дело при наличии инверсной населенности. Величины о" в соответствии с (4) уменьшаются; по мере приближения к порогу генерации некоторые из них стремятся к нулю. В результате уже при режиме регенеративного усиления резонансные свойства системы могут полностью проявляться, несмотря на выполнение условия (5) в отсутствие возбуждения активной среды. Еще более отчетливо выявляются резонансные свойства системы во время генерации, когда одна или несколько величин  $\omega_m''$  равны нулю \*\*).

<sup>\*)</sup> Для точного расчета  $\omega_{qm}'$  необходимо также учитывать зависимость n и k' от  $\lambda$  («затягивание частот»; см., например,  $^{30}$ ), но мы этого делать не будем.

\*\*) Если это обстоятельство упускается из виду, возникают ошибочные представления о «нерезонансном» характере генерации в системах с очень большими потерями. Сама по себе величина потерь важна, однако сказывается не столько на резонансных свойствах системы, сколько на характере кинетики генерации и конкуренции мод (раздел 1,4).

Анализируя приведенный выше пример, можно сформулировать условия, выполнение которых позволяет непосредственно использовать результаты теории открытых пустых резонаторов для описания структуры поля в реальных лазерах. Важнейшие из этих условий следующие:

- 1. Необходима высокая оптическая однородность активной среды. Прохождение волнового фронта через неоднородную среду не может быть сведено к прохождению соответствующего пути в пустом пространстве; подбор эквивалентного пустого резонатора осложняется и во многих случаях вообще становится невозможным.
- 2. В случае резонатора с внешними зеркалами должно быть исключено влияние света, отраженного от обращенных к зеркалам поверхностей активного элемента. При наличии просветляющих покрытий обычно можно считать, что это условие выполнено. В некоторых случаях (см. раздел II,2) подобные меры оказываются недостаточными, и для устранения побочных эффектов необходимо заметно наклонять поверхности раздела по отношению к направлению распространения излучения.
- 3. При выводе (2) использовалась модель бесконечного однородного слоя. Для ее применимости нужно, чтобы и показатель преломления, и инверсная населенность были постоянны не только непосредственно между зеркалами, но и во всей области, где поле излучения обладает заметной интенсивностью; влияние боковых стенок активного элемента проявляться не должно.

В реальных лазерах это условие почти никогда не выполняется. Более того, при плоских зеркалах резонатора роль апертурных диафрагм, ограничивающих зону генерации, часто выполняют не зеркала, а боковые поверхности активного элемента. Правда, чтобы исключить появление описанных в <sup>1, 2</sup> дополнительных пучков света, возникающих за счет полного внутреннего отражения от боковых поверхностей, эти поверхности обычно матируют или погружают стержень в иммерсионную среду. Подобные меры делают совершенно неприемлемой известную модель идеального диэлектрического стержня между зеркалами бесконечных размеров (<sup>29</sup>, стр. 149 и др), однако не устраняют частичного рассеяния дифрагирующего излучения.

Поскольку уменьшение роли света, рассеянного на боковых поверхностях, сопровождается повышением степени направленности излучения. при оценках предельных характеристик системы все же разумно пользоваться моделью открытого резонатора.

4. Чтобы распределение поля излучения лазера вообще могло описываться собственными решениями стационарного интегрального уравнения, необходимо, чтобы условия генерации в течение достаточно длительного времени были неизменными. Это требование опять-таки выполняется далеко не всегда. Так, в ряде теоретических 75, 76 и экспериментальных 77-79 работ было показано, что при моноимпульсном режиме работы лазера с плоским резонатором и сравнительно однородной средой пространственное распределение инверсной населенности и поля излучения меняется чрезвычайно быстро (за время 10-9—10-8 сек). В подобной ситуации рассматривать пространственную структуру излучения вне связи с кинетикой генерации бессмысленно. Эта связь подробно изучена А. Ф. Сучковым и В. С. Летоховым 80, 81.

Режим работы твердотельных лазеров нестационарен и в отсутствие модуляции добротности резонатора (в первую очередь здесь имеется в виду наличие характерных «пичков» излучения). Детальное теоретическое описание пространственно-временной структуры излучения оказывается возможным лишь в некоторых простейших случаях (например, 80),

никогда не реализующихся в действительности. Поэтому в подавляющем большинстве работ используется квазистационарное приближение, не учитывающее особенностей кинетики генерации. Характер совершаемых при этом ошибок ясен, если учесть, что в реальных лазерах роль «затравки» при формировании отдельных импульсов («пичков») генерации почти всегда играет шумовое спонтанное излучение \*). Узконаправленный пучок света образуется лишь в процессе нелинейного усиления «затравки». Поэтому отступления от квазистационарности режима приводят, как правило, к некоторому уменьшению степени направленности излучения.

Несмотря на это, квазистационарное приближение во многих случаях является разумным.

Если аберрации (а с ними и угловое расхождение в квазистационарном приближении) велики, то особенности кинетики, по очевидным причинам, уже мало сказываются на результирующей ширине диаграммы направленности. В частности, начинает примерно совпадать угловое распределение излучения в моноимпульсном и обычном режиме генерации.

Для случая обычного режима свободной генерации с помощью квазистационарного многомодового приближения можно добиться удовлетворительного описания свойств даже лазеров на высокооднородной среде (45; раздел 1,4).

Сделав все необходимые оговорки, приступим к изложению результатов наиболее важных теоретических работ, касающихся пространственной структуры поля лазера в режиме стационарной генерации. Подавляющее большинство этих работ можно разбить на две основные группы. К одной из них относятся работы, в которых анализируется влияние различных возмущений на конфигурацию поля в отдельных ТК, ко второй—рассмотрение конкуренции мод в идеальных резонаторах. Механизм конкуренции мод в резонаторах с аберрациями слишком сложен и в литературе не освещен.

## 3. Влияние аберраций на конфигурацию поля отдельных типов колебаний

Большинство разумных результатов, касающихся расчета конфигурации поля в присутствии аберраций, получено или численным методом Фокса — Ли, или путем непосредственного решения дифференциальных уравнений для электромагнитного поля, или, наконец, с помощью разложения в ряд по собственным функциям идеального резонатора. Последний метод является весьма наглядным, особенно в форме, предложенной В. В. Любимовым <sup>84</sup>. Поскольку мы будем пояснять основные качественные закономерности именно с помощью данного метода, остановимся на нем подробнее.

Возможность разложения в ряд по системе собственных функций  $u_m$  оператора идеального резонатора  $\hat{P}$  требует полноты этой системы. Для открытых резонаторов с зеркалами конечных размеров данное условие, вообще говоря, не выполняется  $^6$ . Более того, для мод высокого порядка скалярная формулировка принципа Гюйгенса — Френеля становится неприменимой. Однако собственные функции, соответствующие модам с низшими поперечными индексами, при слабо вогнутых зеркалах практически совпадают с функциями эрмитова оператора бесконечного конфокального резонатора  $^{85}$ , а при плоских зеркалах весьма близки к образующим пол-

<sup>\*)</sup> Для случая режима хаотических «пичков» справедливость данного утверждения вытекает из того, что спектральный состав излучения в последующих «пичках» не совпадает (например,  $^{82}$ ,  $^{9}$ ,  $^{83}$ ).

ный набор собственным функциям закрытого резонатора с плоскими же зеркалами <sup>86</sup>. Необходимо также иметь в виду, что в реальных генераторах лучи, распространяющиеся под большими углами к оси резонатора и соответствующие модам высокого порядка, обычно отсутствуют. Поэтому во всех практически важных случаях можно ограничиваться несколькими первыми членами разложения <sup>85</sup>.

Вследствие изложенных причин разложение в ряд по собственным функциям резонаторов как с вогнутыми, так и плоскими зеркалами оказывается возможным и приводит к результатам, практически совпадающим с данными точных расчетов. При малых аберрациях применимы методы теории возмущений.

В первом приближении теории возмущений решения уравнения  $(\hat{P}+\hat{P}')~u_m'=\alpha_m'u_m'$ , соответствующего резонатору с аберрациями, описываются формулами

$$u'_{m} - u_{m} - \sum_{k} a_{mk} u_{k}, \quad a_{mk} = \frac{P'_{km}}{\alpha_{m} - \alpha_{k}},$$

$$\alpha'_{m} - \alpha_{m} + P'_{mm}.$$
(6)

Соотношения (6) имеют весьма простой смысл. Матричные элементы  $P'_{km}$  оператора возмущения равны относительной амплитуде световой волны, рассеиваемой за счет возмущения из одного ТК идеального резонатора в другой (это будет наглядно видно при рассмотрении конкретных видов оператора возмущения). Величины  $a_{mk}$  — амплитуды наведенных колебаний; естественно, они обратно пропорциональны разностям частот вынуждающей силы и свободных колебаний  $\alpha_m$  —  $\alpha_k$ . Эти разности в случае резонаторов с вогнутыми зеркалами примерно пропорциональны кривизне зеркал и обычно во много раз больше разностей для случая плоских зеркал  $^6$ .

Данное обстоятельство является основной причиной сравнительно слабой зависимости формы распределения поля в резонаторах «устойчивой» конфигурации не только от разъюстировок зеркал (сводящихся в первом приближении к смещению оси резонатора), но и от аберраций других типов. В результате угловое расхождение излучения лазера с вогнутыми зеркалами, как правило, определяется не влиянием аберраций, а индексом присутствующих в генерации ТК (см. раздел I,4). Поэтому в настоящем разделе мы свойств резонаторов «устойчивой» конфигурации с аберрациями больше касаться не будем \*) и ограничим дальнейшее рассмотрение резонаторами с плоскими зеркалами.

В случае плоских зеркал с большим числом зон Френеля действие оператора  $\hat{P}$  в значительной мере сводится к параллельному переносу волнового фронта. Дифракционное «перемешивание» излучения невелико; источником поля в произвольной точке (см. эквивалентную схему на рис. 2) является, по существу, поле исходной волны в небольшой области Q вокруг этой же точки. Данное обстоятельство значительно облегчает расчет матричных элементов оператора возмущения.

Действительно, пусть источник возмущения сосредоточен в узкой зоне (рис. 2); при ее прохождении амплитуда волны домножается на медленно меняющийся по сечению резонатора множитель f ( $\mathbf{r}$ ) (в общем случае в этот множитель входят и амплитудные, и фазовые поправки). Если изменения f ( $\mathbf{r}$ ) на размерах области Q невелики, распределение поля прошедшей через весь резонатор в прямом и обратном направлениях волны оказывается умноженным на  $f^2$  ( $\mathbf{r}$ ) независимо от того, на каком участке длины

<sup>\*)</sup> Эти свойства подробно рассмотрены в <sup>85</sup>, а также <sup>87</sup>, <sup>27</sup>, <sup>88</sup> п др.

резонатора расположена зона возмущения. Поэтому все подобные источники аберраций (в том числе неравномерно возбужденную активную среду) можно считать сосредоточенными в узких зонах вблизи зеркал, что во многих работах и делается <sup>89-93</sup> \*).

Таким образом,

$$\hat{P} + \hat{P}' = F\hat{P},$$

$$P'_{km} \approx \int \int u_k(\mathbf{r}) u_m(\mathbf{r}) [F(\mathbf{r}) - 1] dS$$
(7)

(использовано  $\alpha_m \approx 1$ ; F — множитель, описывающий суммарное влияние всех источников аберраций; сведения о нормировке  $u_k$  см. в  $^{85}$ ).

При вычислении коэффициентов разложения  $a_{mh}$  по формулам (6), (7) целесообразно ввести еще одно упрощение, заменив и собственные

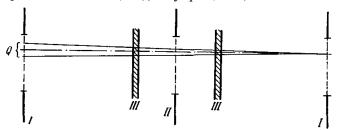


Рис. 2. Эквивалентная схема резонатора с плоскими зеркалами.

1, 11 — зеркала, 111 — зона возмущения.

функции, и собственные значения соответствующими величинами для закрытого резонатора. В самом деле, о близости собственных функций открытого  $(u_m)$  и закрытого  $(u_m^0)$  резонаторов с плоскими зеркалами большого размера уже упоминалось. В частности, для двумерного резонатора с зеркалами шириной  $2a^6$ 

$$u_m(x) pprox {\cos \choose \sin} rac{\pi mx}{2a\left(1+etarac{1+i}{M}
ight)}, \quad u_m^0\left(x
ight) = {\cos \choose \sin} rac{\pi mx}{2a},$$
 $m = \left\{egin{array}{c} 1, & 3, & 5, & \ldots, \\ 2, & 4, & 6, & \ldots, \end{array}
ight.$ 

где —  $a \leqslant x \leqslant a$ ,  $\beta/M \approx \frac{0.16}{\sqrt{N}}$ ; обычно  $N = \frac{a^2}{\lambda L_{\rm BKB}} \gg 1$ , и  $\frac{\beta}{M}$  является малым параметром.

Разность собственных значений для открытого резонатора с точностью до членов того же порядка малости определяется величиной фазовых поправок  $4\pi p_m'$  . Фазовые поправки, в отличие от дифракционных потерь практически не зависят от небольших параллельных сдвигов или неравенства величины зеркал и совпадают с поправками для закрытого резонатора. В двумерном случае

$$4\pi p_m' \approx m^2 \frac{\pi}{8N}$$
,  $\alpha_m - \alpha_k \approx (k^2 - m^2) \frac{\pi i}{8N}$ .

Отсюда следует, что результат влияния возмущений на форму распределения поля мало зависит от случайных причин. Поэтому сведения, полученные с помощью вышеизложенного приближения, могут служить

<sup>\*)</sup> Нетрудно видеть, что данное приближение равноценно вычислению соответствующего интеграла методом постоянной фазы.

объективной характеристикой поля излучения реальных лазеров; расчет дифракционных потерь требует более сложного анализа (например,  $^{94}$ ).

Приступим к рассмотрению конкретных типов возмущений, начав

со стационарных фазовых аберраций.

Наиболее подробно изучено влияние волновых аберраций первого порядка (нарушение параллельности зеркал). В этом случае для двумер-

ного резонатора  $F\left(x\right)-1=e^{i\frac{2\pi}{\lambda}2\epsilon x}-1\simeq i\cdot\frac{2\pi}{\lambda}\cdot2\epsilon x$  ( $\epsilon$  — угол разъюстировки). Возмущение антисимметрично; вследствие этого не равны нулю

лишь  $a_{m}$ , с нечетными |m-k|. Несложный анализ показывает, что с увеличением угла разъюстировки центр тяжести распределения поля монотонно смещается в сторону более удаленных краев зеркал \*). В частности, выражение для собственной функции низшей моды имеет вид  $u_1' \approx u_1 + 4 \frac{a \epsilon}{\lambda} N u_2$  (86; рис. 3, а). В соответствии с этим выражением основная мода оказывается заметно деформированной уже при крайне малых углах разъюстировки є. Когда є достигает значения  $\frac{\lambda}{4aN}$ , угловое расхождение излучения основной моды примерно удваивается 84; одновременно сама теория возмущений перестает быть применимой.

Поскольку  $p'_m \sim m^2$ , с увеличением поперечного индекса деформации мод быстро убывают. Поэтому в обычном многомодовом режиме общая величина углового расхождения оказывается значительно менее чувствительной к разъюстировкам, чем конфигурация поля основной моды.

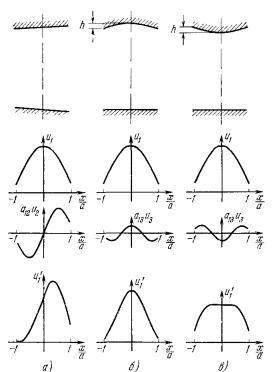


Рис. 3. Влияние фазовых аберраций на распределение поля пизией моды.

а) Разъюстировка веркал, б) вогнутые, в) выпуклые зеркала.

Более подробные сведения о структуре поля и дифракционных потерях в резонаторах с плоскими разъюстированными зеркалами приведены в работах <sup>70, 71, 88, 94–97</sup>. В последней из них соответствующие результаты получены в аналитической форме. Весьма примечательно, что, в соответствии с данными <sup>94</sup>, с ростом угла разъюстировки наиболее быстро возрастают дифракционные потери у мод низшего порядка. В результате кривые на графике, представляющем зависимости потерь различных мод от угла разъюстировки, пересекаются.

Аналогичное пересечение кривых наблюдалось также в работе 98 при проведении расчетов (методом итераций) для плоского резонатора

<sup>\*)</sup> Противоположный вывод, сделанный в работе  $^6$  и заимствованный оттуда авторами  $^{71}$ , основан на ошибке в рассуждениях.

с большими нерегулярными аберрациями, вызываемыми термическими деформациями активного элемента в несовершенных осветительных системах. Этот факт показывает, что в случае резонаторов с большими дифракционными потерями попытки классифицировать моды по величине их потерь могут привести к недоразумениям (см. например, <sup>171</sup>, <sup>159</sup>, <sup>172</sup>).

Примерно такой же объем расчетов, как и для систем с плоскими непараллельными зеркалами, выполнен для резонаторов с малыми аберрациями второго порядка (вогнутые и выпуклые зеркала, 95, 94, 88 и др.). В случае двумерного резонатора  $F(x)-1\approx i\cdot\frac{2\pi}{\lambda}\cdot 2h\left(\frac{x}{a}\right)^2,\ h$ — разность расстояний между зеркалами на краю и в центре резонатора (рис. 3,  $\delta$ ,  $\delta$ ). Возмущение симметрично,  $u_1'\approx u_1-0.6$   $\frac{h}{\lambda}$   $Nu_3$  86.

При h < 0 (зеркала вогнуты) поле, естественно, концентрируется вблизи оси резонатора ( $a_{13} > 0$ , рис. 3, 6). Дифракционные потери при этом падают <sup>91, 95</sup>. При стрелках прогиба  $|h| \geqslant \frac{\hat{\lambda}}{\pi^2 N}$  <sup>18</sup> для нахождения распределения поля в основной моде уже можно пользоваться результатами теории обобщенных конфокальных резонаторов.

При h > 0 (выпуклые зеркала) распределение поля по сечению резонатора становится равномернее (рис. 3, e); с ростом кривизны зеркал даже наблюдается тенденция к образованию «провала» интенсивности на оси резонатора  $^{80}$ . Дифракционные потери резко возрастают  $^*$ ). Подробнее на свойствах резонаторов с выпуклыми зеркалами мы остановимся в разделе II,2.

В ряде работ рассмотрен весьма важный для твердотельных лазеров случай плоского резонатора с хаотически расположенными неоднородностями. Попытки представить светорассеяние просто как диффузию излучения генерации в направлении, перпендикулярном оси резонатора 100, едва ли правомерны: установление типов колебаний в лазерах определяется главным образом интерференционными эффектами, которые в уравнении диффузии не учитываются.

М. С. Соскин и В. И. Кравченко <sup>101, 71</sup> сумели объяснить ряд явлений, наблюдаемых вблизи порога генерации, с помощью модели резонатора со «ступенчатыми» зеркалами. Согласно этой модели, поле оказывается сосредоточенным на отдельных небольших участках сечения резонатора. между которыми осуществляется слабая дифракционная связь. Однако при большом превышении порога генерации распределение интенсивности поля неминуемо становится более равномерным (вследствие нелинейности активной среды). Экспериментальные данные <sup>33, 34, 37</sup> также свидетельствуют о том, что в случае интенсивной накачки излучение отдельных ТК распределено практически по всему сечению резонатора (в иногда наблюдаемых «нитях» сосредоточивается ничтожная доля общего потока излучения). Поэтому для оценки углового расхождения излучения при обычном режиме генерации указанная модель едва ли пригодна.

В. В. Любимовым <sup>102</sup> был предложен, по-видимому, наиболее удачный способ учета влияния случайно расположенных неоднородностей. Данный способ основан на оценке спектральной ширины области, в которой возможен захват частот группы ТК идеального резонатора. Эта ширина ока-

<sup>\*)</sup> В работе <sup>99</sup> с помощью своеобразной модели проведен ряд расчетов плоского резонатора с аберрациями. Для случая выпуклых зеркал получен парадоксальный вывод об отсутствии потерь для некоторых мод. Поэтому сама возможность использования подобной модели требует, по-видимому, более тщательного рассмотрения,

зывается пропорциональной  $\rho_{\text{pacc}}^{1/2}$ , где  $\rho_{\text{pacc}}$  — потери на светорассеяние при однократном прохождении света через образец.

В результате захвата частот образуются сложные комплексы, являющиеся ТК реальной системы. Угловой раствор  $\theta$  излучения таких комплексов может быть оценен по формуле  $\theta \approx \rho_{\rm pacc}^{1/4} \sqrt{\frac{\lambda}{L_{\rm 9KB}}}^{103}$ , которая находится в удовлетворительном соответствии с экспериментальными данными  $^{45,\ 103}$ .

Если источником светорассеяния являются случайные вариации оптической длины резонатора (например, за счет погрешностей изготовления зеркал), оценка углового раствора отдельных ТК может производиться по формуле  $\theta \approx \sqrt{\frac{\Delta L}{L_{\rm ЗКВ}}}$ , где  $\Delta L$  — среднеквадратичное отклонение длины  $^{102}$ . Как эта, так и предыдущая формулы применимы лишь при угловом расхождении излучения, значительно превышающем дифракционный предел.

В соответствии с развитыми в работах <sup>102, 103</sup> представлениями, кольца в угловом распределении обусловлены взаимодействием между низшими ТК и ТК, отличающимися и поперечными, и аксиальными индексами, но имеющими близкую частоту.

На этом рассмотрение влияния стационарных фазовых возмущений на свойства пустых резонаторов можно закончить. Перейдем к изложению результатов исследований, в которых учтена также неравномерность распределения коэффициента усиления по сечению резонатора.

Первые расчеты такого рода были выполнены Т. И. Кузнецовой <sup>104</sup>; распределение излучения находилось путем решения дифференциальных уравнений для электромагнитного поля при комплексном значении диэлектрической проницаемости среды. Было показано, что при неравномерной инверсии происходит дифракционная «подпитка» зон с малой инверсией (или большими потерями) излучением из области, в которой коэффициент усиления превалирует над потерями. В результате эквифазовая поверхность перестает совпадать с поверхностью зеркал, и даже для низшеймоды фронт выходящего из резонатора излучения может сильно отличаться от плоского.

Конкретные расчеты были произведены Т. И. Кузнецовой для случая бесконечных плоских зеркал, когда поле оказывается локализованным в конечной области лишь благодаря наличию там скачка инверсной населенности. Для твердотельных лазеров подобная модель может быть применена в первую очередь вблизи порога генерации. С ее помощью, в частности, удалось объяснить 106 описанные в работах 63, 105 особенности энергетических характеристик лазеров с неравномерной накачкой.

Обусловленные неравномерной инверсией деформации низших ТК двумерного открытого резонатора с плоскими зеркалами были рассчитаны для отдельных частных случаев с помощью численных методов Тангом и Статцом <sup>89,93</sup>, а также Ли и Скиннером <sup>90</sup>. Было обнаружено, что эти деформации сводятся главным образом к изменениям не амплитуды, а фазы поля.

Кроме неравномерного распределения коэффициента усиления, в работе <sup>93</sup> было учтено также наличие аномальной дисперсии активной среды. В результате ее влияния появляется зависимость формы распределения поля от расположения частоты генерации относительно частоты, соответствующей центру линии рабочего перехода; при меньших частотах поле «стягивается» к оси резонатора, при больших его распределение становится несколько шире.

Рассмотрению эффектов, связанных с неравномерностью распределения инверсной населенности, посвящена также работа <sup>107</sup>, однако ее результаты ошибочны (при выводе исходных уравнений не принята во внимание комплексность амплитуды поля).

Механизм влияния амплитудных аберраций, как и фазовых, легко понять с помощью теории возмущений. Величина F-1, определяющая матричные элементы оператора возмущения, равна в общем случае <sup>86</sup>

$$e^{k'l}\left(1-\rho\right)e^{i\left(\eta k'l+\frac{4\pi}{\lambda}\Delta L\right)}-1\approx k'l-\rho+i\left(\eta k'l+\frac{4\pi}{\lambda}\Delta L\right),$$

где  $\rho$  — суммарные потери (включая потери на пропускание зеркал),  $\Delta L$  — вариации оптической длины резонатора за счет стационарных фазовых искажений,  $\eta k'l$  — фазовые искажения из-за наличия аномальной дисперсии активной среды \*). При однородном лоренцовском уширении  $\eta = 2 \frac{v-v_0}{\Delta v_n}$ , где v и  $v_0$  — рабочая частота и частота в центре линии люминесценции соответственно,  $\Delta v_n$  — полуширина линии люминесценции (см., например,  $^{107}$ ).

Если фазовые аберрации отсутствуют и единственным источником возмущения является неравномерность распределения k' и  $\rho$  по сечению резонатора ( $\eta=0$ ), матричные элементы оператора возмущения действительны. При этом коэффициенты  $a_{mk}$  оказываются, как и  $\alpha_m-\alpha_k$ , величинами

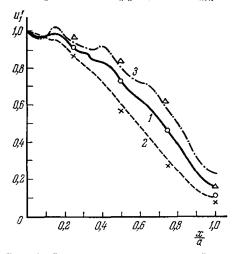


Рис. 4. Распределение поля низшей моды в двумерном резонаторе с учетом насыщения коэффициента усиления и аномальной дисперсии активной среды. N=10,  $\rho=0.1$ , двукратное превышение порога генерации. Точки — расчет по теории возмущений, сплошные кривые — точный численный расчет  $^{92}$ .  $I-\eta=0$ ,  $2-\eta=-1$ ,  $3-\eta=+1$ .

чисто мнимыми (см. (6)). Именно по этой причине амплитудные аберрации приводят в первую очередь к фазовым искажениям собственных функций.

В рамках первого приближения теории возмущений нетрудно также найти самосогласованные решения для одномодового режима генерации <sup>86</sup>. Причиной неравномерности распределения инверсной населенности в этом случае является само наличие неоднородного поля генерации. Полученные результаты достаточно хорошо совпадают с данными точных численных расчетов (рис. 4).

Соответствующий анализ показывает, что малые фазовые аберрации типа отрицательной линзы (выпуклые зеркала) способствуют достижению одномодовой генерации <sup>86</sup>. Более подробно вопросы, касающиеся числа присутствующих в генерации мод, рассмотрены в следующем разделе.

Резюмируя материалы, относящиеся к влиянию аберраций на структуру поля отдельных ТК, необходимо подчеркнуть, что количество имеющихся в литературе сведений весьма велико; здесь проведена лишь их ориентировочная систематизация.

<sup>\*)</sup> Вообще говоря, показатель преломления зависит от степени возбуждения активной среды не только благодаря аномальной дисперсии. В частности, для неодимового стекла более важно то, что атомы в основном и возбужденном состоянии имеют разную поляризуемость <sup>108</sup>; тот же эффект для случая рубина описан в <sup>109</sup>.

## 4. Конкуренция поперечных типов колебаний

Проблема многомодовости генерации возникла вначале в связи с трудностью интерпретации экспериментальных данных, касающихся спектрального состава излучения: согласно представлениям элементарной теории, генерация должна осуществляться на единственной частоте, близкой к центру линии рабочего перехода; в действительности это совсем не так.

Т. И. Кузнецова и С. Г. Раутиан 110 показали, что, вопреки предсказаниям элементарной теории, одномодовый режим генерации является неустойчивым. На основании сходных представлений Тангу и Статцу 111, 112 удалось найти стационарное распределение интенсивности излучения генерации между отдельными ТК для случая резонатора с плоскими зеркалами. В основу модели был положен учет явлений насыщения инверсной населенности и различного пространственного распределения полей отдельных ТК. Взаимодействие излучения и вещества описывалось с помощью уравнений балансного типа; уширение линии рабочего перехода считалось однородным, превышение порога генерации — малым.

Несмотря на ограниченную применимость полученных соотношений, работы Танга и Статца имели большое значение для правильного понимания механизма многомодовой генерации. Справедливость основного соображения о важности различий пространственного распределения поля отдельных мод была подтверждена результатами ряда исследований спектральных характеристик лазеров 113-115, 37.

Правда, предсказываемое расчетами установление стационарного равновесного распределения интенсивности между модами на практике никогда не наблюдалось (из-за «пичкового» характера кинетического режима генерации). Тем не менее, после публикации работ 110-112 статьи, в которых селективные способности резонатора оценивались только с точки зрения величины дифракционных потерь без учета особенностей пространственной структуры поля (например, 116), почти перестали появляться.

В <sup>112</sup> было также показано, что в случае плоского резонатора, по крайней мере при малом превышении порога, расчет спектральных и угловых характеристик может производиться независимо (аналогичный результат для больших превышений порога генерации получен в <sup>92</sup>). Это позволит в дальнейшем ограничиться анализом работ, посвященных конкуренции мод с различными поперечными индексами.

Среди таких работ заслуживает внимания уже упоминавшаяся статья Фокса и Ли  $^{91}$ . С помощью традиционного метода итераций были исследованы особенности генерации как при плоских, так и при вогнутых зеркалах круглой апертуры. В расчетах учтено присутствие нелинейной активной среды и соответственно неравномерное распределение коэффициента усиления, вызванное неравномерностью поля генерируемого излучения. Большая часть расчетов выполнена для случая сравнительно малого размера зеркал (N=5).

При вогнутых зеркалах, в полном соответствии с экспериментальными данными (см. раздел 1,1), с ростом превышения порога генерации наблюдался процесс «вытеснения» мод низшего порядка типами колебаний с более высокими поперечными индексами. Тот же результат был получен с помощью аналогичных расчетов в работах 117, 24. Он объясняется тем, что в случае вогнутых зеркал излучение мод высокого порядка распределено в большем объеме, чем излучение низших мод. Вследствие возникающей неравномерности распределения инверсной населенности средний коэффициент усиления для низших мод оказывается существенно меньшим.

Иначе обстоит дело в лазерах с плоскими зеркалами. Объемы мод с разными поперечными индексами примерно одинаковы, и в случае

10 уфн. т. 103, вып. 4

равномерного распределения накачки низщая мода быть «вытесненной» не может,

В работе Фокса и Ли так и оказалось. Более того, даже для 20-кратного превышения порога расчеты предсказали генерацию лишь на одном низшем ТК. Авторы сочли этот факт противоречащим модели Танга и Статца, однако в 92 последняя была распространена на случай большого превышения порога и было показано, что число ТК определяется не столько интенсивностью накачки, сколько соотношением между дифракционными и неселективными (т. е. общими для всех мод) потерями. В расчетах Фокса и Ли многомодовость не могла проявиться, по-видимому, именно из-за слишком низкой и совершенно нехарактерной для твердотельных лазеров величины неселективных потерь — 1% (обычно неселективные потери в твердотельных лазерах составляют более 10%).

В работе  $\frac{92}{2}$  была рассмотрена конкуренция поперечных ТК в условиях, когда накачка не только имеет произвольную интенсивность, но, как и источники потерь, распределена неравномерно по сечению резонатора. Показано, что число мод в двумерном резонаторе q' и, следовательно, величина углового расхождения излучения  $\theta \approx \frac{\lambda}{2a} q'$  чрезвычайно быстро насыщаются по мере увеличения интенсивности накачки над пороговой ( $q' \sim \sqrt[3]{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}$ , где  $\varkappa$  —параметр, равный для 4-уровневой среды отношению интенсивности накачки к пороговой ее величине). При равномерном распределении достаточно интенсивной накачки и  $q' \geqslant 3$  справедливы простые формулы

$$q' \approx 1.5 \sqrt[3]{\rho} \frac{a}{\sqrt{\lambda L_{\text{9RB}}}}, \quad \theta \approx 0.7 \rho^{1/3} \sqrt{\frac{\lambda}{L_{\text{9RB}}}}$$
 (8)

Из них видно, что, поскольку  $q' \sim a$ , с увеличением сечения активных элементов угловое расхождение излучения не убывает и все более отдаляется от дифракционного предела. Те же закономерности должны иметь место и в трехмерном резонаторе  $^{92}$ , что было подтверждено прямой экспериментальной проверкой для случая лазера на неодимовом стекле  $^{45}$ .

Приведенные в  $^{92}$  сведения позволяют сделать также ряд выводов, касающихся работы лазера с неравномерно распределенными по сечению резонатора интенсивностью накачки I и величиной потерь  $\rho$ . Если  $I/\rho$  приближенно представимо в виде суммы интенсивностей низших мод, именно на них и будет осуществляться генерация. При этом малы как деформации мод, так и суммарное угловое расхождение. Несложный анализ показывает, что подобная ситуация должна наблюдаться чаще всего при плавном спадании  $I/\rho$  от центра к краю резонатора; интенсивность низшей моды заметно возрастает по сравнению со случаем равномерно распределенной накачки \*).

Когда отношение  $\dot{I}/\rho$  минимально в центре резонатора, это должно приводить, как правило, к большому угловому расхождению, причем не только за счет присутствия в генерации многих мод, но также из-за значительных их деформаций. Наконец, при резко несимметричном распределении накачки угловое расхождение излучения должно быть особенно велико.

Все вышеперечисленные закономерности действительно наблюдаются ири исследованиях лазеров, если приняты меры для сведения фазовых аберраций резонатора к минимуму. Так, в работе <sup>73</sup> большая концентрация

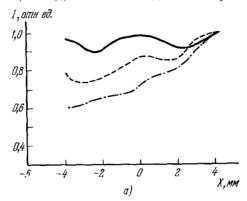
<sup>\*)</sup> В реальных лазерах подобные эффекты могут проявляться лишь в отсутствие термических деформаций.

накачки на оси цилиндрического стержня вызывала уменьшение углового расхождения излучения. Интересны также результаты сопоставления случаев симметричного и несимметричного распределения накачки по сечению резонатора 72; они могут служить хорошей иллюстрацией к приведенным соображениям (рис. 5). В частности, резкая несимметрия углового распределения при несимметричном же распределении накачки свидетельствует о большой деформации мод, так как ТК идеального резонатора

имеют симметричную дальнопольную картину.

Подводя итоги материалам, касающимся многомодовой генерации твердотельных лазеров, необходимо отметить, что подавляющая часть расчетов 111, 112, 74, 92, 24 выполнена в приближении, когда складываются интенсивности присутствующих в генерации ТК, а не их амплитуды \*). Интерференционные члены в рассмотрение не вводятся, так как их последовательный учет даже в случае двух мод весьма сложен (например, 120). В силу ряда причин можно полагать, что использование подобного простейшего приближения разумно.

Действительно, наиболее характерным режимом генерации твердотельных лазеров является режим нерегулярных «пичков» излучения. Известно, что энергетические характеристики генератора при усреднении по достаточно большому количеству «пичков» соответствуют данным вероятностных расчетов в стационар-



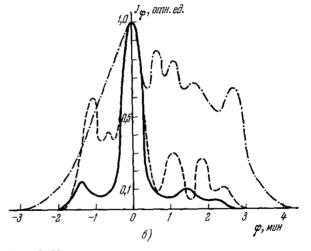


Рис. 5. Угловое распределение излучения лазера при накачке, неравномерной по одному из направлений, в соответствии с распределением накачки <sup>72</sup>.

а) Распределение накачки (толщина активного элемента 8 мм), б) угловое распределение излучения.

ном приближении. Те же соображения могут быть высказаны и в пользу справедливости обсуждаемой модели, если отсутствует какой-либо дополнительный механизм, приводящий к особой энергетической «выгоде» одновременной генерации на многих ТК.

Наличие такого механизма приводит, как правило, к явлению так называемой самосинхронизации мод. Чаще всего наблюдается самосин-

<sup>\*)</sup> В соответствии с разъяснением 118 в этом же приближении были выполнены ранее печетко изложенные А. М. Ратнером работы 119. Поскольку в них рассчитана лишь суммарная интенсивность полей, в то время как для суждения об угловом расхождении необходимо знать распределение этой интенсивности между отдельными. ТК, подробно на результатах 118, 119 мы останавливаться не будем.

хронизация аксиальных мод в моноимпульсных лазерах с пассивным затвором: наименьшие потери на затворе достигаются в том случае, когда излучение сосредоточивается в пространственно коротком цуге с большой плотностью энергии (см., например, <sup>121</sup>). Длина цуга, в свою очередь, обратно пропорциональна числу самосинхронизованных мод, вследствие чего одновременная генерация на многих модах и оказывается выгодной энергетически. Естественно, что для подобного режима оценки с помощью простейших балансных уравнений производить нельзя.

При твердых активных средах в отдельных «пичках» наблюдается также одновременная генерация на нескольких поперечных ТК (преимущественно в случае лазера на рубине, для генераторов на неодимовом стекле — весьма редко <sup>122</sup>). Возможность самосинхронизации поперечных мод обсуждалась теоретически <sup>123</sup>. Наконец, в последнее время явление самосинхронизации поперечных мод действительно было обнаружено при исследованиях лазеров с высокой равномерностью распределения излучения накачки <sup>124</sup>. Несмотря на это, самосинхронизация поперечных мод не связана с такими явными энергетическими выгодами, как в обсуждавшемся выше примере, и существенно изменить число присутствующих в генерации ТК, по-видимому, не может.

В силу этого многомодовое приближение вероятностной теории пригодно для оценки угловых характеристик излучения, усредненных по большому числу «пичков» генерации. Влияние особенностей кинетики и неизбежных аберраций может лишь увеличить угловое расхождение по сравнению с величиной, предсказываемой (8) (что и наблюдалось при больших размерах сечения активного элемента  $^{72}$ ). Ясно, что при большом числе зон Френеля N для приближения ширины диаграммы направленности к дифракционному пределу необходимы специальные меры. Рассмотрению этих мер посвящена  $\Pi$  часть работы.

## и. методы угловой селекции излучения

## 1. Угловая селекция в лазерах с плоским резонатором

С целью сужения углового расхождения излучения используются разнообразные приемы, объединяемые общим названием угловой селекции. При их оценке необходимо иметь в виду следующее.

Угловая селекция в общем случае вызывает уменьшение и числа присутствующих в генерации несинхронизированных ТК, и их деформаций. При идеальной активной среде деформации ТК малы <sup>92</sup>, их число зависит главным образом от соотношения между величинами дифракционных и неселективных потерь. Поэтому для угловой селекции при идеальной среде необходимо увеличить разности дифракционных потерь.

При наличии аберраций любого типа для уменьшения деформаций мод, в соответствии с разделом I,3, нужно увеличение разностей собственных значений оператора  $\hat{P}$  (см. (6)), включая фазовые поправки.

Сделав это замечание общего характера, приступим к рассмотрению отдельных приемов угловой селекции.

Простейшим и наиболее естественным методом угловой селекции является уменьшение N путем увеличения длины резонатора  $^{10, 125-128, 45}$  (такие меры, как использование диафрагм малого сечения, резко снижают эффективность лазеров и нами рассматриваться не будут). При этом возрастают и дифракционные потери, и фазовые поправки. В результате, если аберрации невелики, угловое расхождение излучения убывает  $\sim \frac{1}{1\sqrt{L_{\rm agg}}}$  вплоть

до дифракционного предела без существенного падения мощности генерации <sup>45</sup>. В случае больших аберраций резонатора «принудительное» уменьшение деформаций мод связано с резким ростом дифракционных потерь; в результате достижение дифракционного угла без проигрыша в мощности генерации становится невозможным <sup>127</sup>. Именно поэтому при увеличении длины резонатора осевая сила света проходит через максимум

подчас заполго до того, как угловое расхождение излучения достигдифракционного предела 127. С ростом сечения активного элемента требуемое расстояние быстро возрастает  $(\sim a^2)$ , и его величина уже для  $2a > 1 \, c M$  становится неразумной. В этом случае желаемый эффект может быть достигнут путем введения в резонатор с малым L специальных дополнительных элементов, называемых угловыми селекторами. Исторически первым типом углового селектора явилась применяемая в случае плоского резонатора система из двух софокусных линз и помещенной в их общем фокусе диафрагмы с малым отверстием <sup>129-131</sup>. Плоскому резонатору с подобным селектором (рис. 6, a) совершенно идентичен

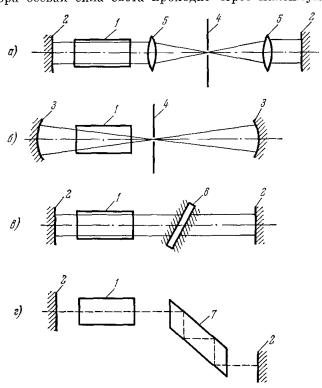


Рис. 6. Слемы угловых селекторов. 1— активный образец, 2— плоское зеркало, 3— сферическое зеркало, 4— диафрагма с отверстием, 5— линза, 6— эталон Фабри— Перо, 7— плоскопараллельная пластина.

концентрический резонатор с диафрагмой в центральной плоскости  $^{132, 66}$  (рис.  $6, \delta$ ). В работе  $^{133}$  роль диафрагмы играл пассивный затвор.

Действие селектора на основе эталона Фабри—Перо <sup>134, 135</sup> (рис. 6. в) основано на том, что пропускание эталона зависит не только от длины волны, но и от направления распространения излучения. Поскольку при наклонном падении пучка эта зависимость становится более резкой, эталон устанавливается под пекоторым углом к оси резонатора. Для осуществления угловой селекции по обоим направлениям необходимо использование двух эталонов.

Пожалуй, наиболее распространенный способ селекции основан на использовании зависимости коэффициента отражения на границе двух сред от угла падения вблизи критического угла полного внутреннего отражения <sup>136</sup>. Для усиления селектирующего воздействия можно заставлять свет претерпевать многократные отражения (см. рис. 6, г). Предложены различные модификации селекторов подобного рода (<sup>137–143</sup> и др.).

Рассмотрим механизм влияния селекторов на величину углового расхождения. Из весьма общих соображений очевидно, что наличие селектора, пропускание которого зависит от направления распространения излучения, сказывается в первую очередь на величине потерь. Фазовые поправки определяются фазовой скоростью, присущей волновому фронту с соответствующей структурой, и в присутствии селектора должны меняться незначительно. Результаты строгих расчетов 144 подтверждают этот вывод.

Приведем данные для идеализированного случая гауссова селектора, форма полосы пропускания которого является промежуточной между формами полос реальных селекторов, представленных на рис. 6, и описывается формулой  $g^2$  ( $\phi$ ) = exp  $\left[-\left(\frac{\phi}{\Delta\phi}\right)^2\right]$  (рис. 7; см. <sup>144</sup>)  $\phi$  — угол между направлением распространения излучения и осью резонатора;  $\Delta\phi$  —

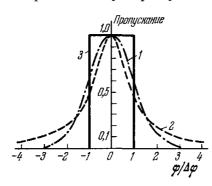


Рис. 7. Форма полосы пропускания различных угловых селекторов.

1 — гауссов селектор, 2 — селектор на основе эталона Фабри — Перо, 3 — «идеальный» селектор.

ширина полосы пропускания,  $g^2$  — пропускание по интенсивности. Если учесть, что поперечным модам с индексом m соответствуют значения  $\phi=\pm m\,\frac{\theta_{\rm ди}\Phi}{2}$  (8;  $\theta_{\rm ди\Phi}=\frac{\lambda}{2a}$ ), отсюда непосредственно следует величина вносимых селектором потерь  $\Delta$   $(4\pi p_m'')=m^2\left(\frac{\theta_{\rm ди}\Phi}{2\Delta\phi}\right)^2$  (этот же результат получен в 144 более строгим способом).

Проследим теперь за тем, как величина углового расхождения излучения должна изменяться с шириной полосы пропускания селектора.

В отсутствие аберраций роль селектора сводится к изменению условий конкуренции мод (раздел I,4) путем увеличения разностей потерь. Потери, вно-

симые гауссовым селектором, оказываются больше дифракционных потерь в идеальном пустом резонаторе при  $\frac{2\Delta\phi}{\theta_{\text{диф}}} < \left(\frac{a^2}{\lambda L_{\text{экв}}}\right)^{3/4}$ . Поскольку для твердотельных лазеров величина  $\frac{a^2}{\lambda L_{\text{экв}}} = N$  обычно велика, угловое расхождение может сильно уменьшиться даже при сравнительно большой ширине полосы пропускания селектора. Оценка показывает, что для достижения одномодового режима при идеальной активной среде достаточно использовать селектор с  $\Delta\phi$ , большей  $\frac{\theta_{\text{диф}}}{2}$  в несколько раз.

Подобная возможность основана на том, что вносимые данным типом селектора потери заметны уже при  $\phi \ll \Delta \phi$  (см. рис. 7). Из реальных селекторов такой же (квадратичной) формой зависимости g ( $\phi$ ) при малых  $\phi$  обладает только селектор на основе эталона Фабри — Перо (рис. 6, e). Селекторы с отверстием (рис. 6, a,  $\delta$ ) и на полном внутреннем отражении (рис. 6, e) имеют полосу пропускания с формой, близкой к прямоугольной («идеальные» селекторы  $^{144}$ ,  $^{145}$ ). В этом случае, как и следовало ожидать, присутствие селектора заметно сказывается на значении потерь лишь для тех мод, индексы которых близки к величине  $\frac{2\Delta \phi}{\theta_{\text{диф}}}$   $^{144}$ , поэтому селекторы данных типов могут уменьшать величину углового расхождения только до значения, примерно равного  $\Delta \phi$ .

В случае больших аберраций основной функцией селектора должно быть уменьшение деформаций наиболее добротных ТК. Напомним, что сами деформации мод могут трактоваться как результат наличия наведен-

мощным и обладать низкой эффективностью, достижение одномодовости при таких условиях не составляет труда. Излучение генератора обычно поступает в телескопическую систему, увеличивающую диаметр светового пучка, и далее — на усилительные каскады. Между отдельными усилительными каскадами вновь размещаются телескопические системы (рис. 9).

Поскольку малые аберрации приводят в усилителях света к гораздо меньшим искажениям волнового фронта, чем в генераторах с плоскими

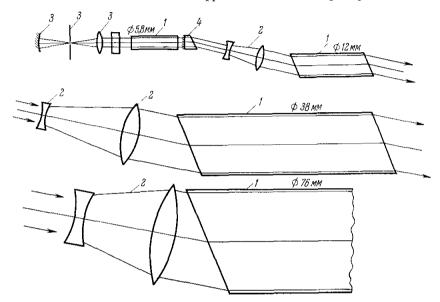


Рис. 9. Пример схемы многокаскадного лазера 66.

1 — активный образец, 2 — телескопическая система, 3 — узеп селектора с диафрагмой и полностью отражающим зеркалом, 4 — полупрозрачное зеркало на призме под углом Брюстера, 5 — затвор.

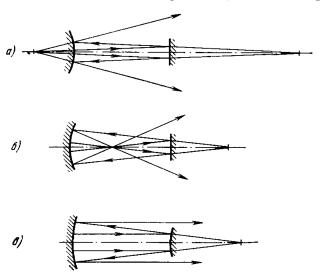
зеркалами (раздел I.3), подобные системы действительно обеспечивают рекордно малое угловое расхождение излучения, однако они очень сложны. В последнее время было показано, что близкие выходные характеристики могут быть получены в значительно более простых генераторах с «неустойчивыми» резонаторами. Их рассмотрению посвящен заключительный раздел.

# 2. Лазеры с «неустойчивыми» резонаторами

В 1962 г. Бойд и Когельник  $^{157}$  провели классификацию открытых резонаторов, составленных из двух сферических зеркал с произвольными радиусами кривизны  $R_1$  и  $R_2$ . Ими было показано, что в том случае, когда произведение  $\left(1-\frac{L}{R_1}\right)\left(1-\frac{L}{R_2}\right)$  становится меньше нуля или больше единицы (L- расстояние между зеркалами, у выпуклых зеркал радиусы кривизны считаются отрицательными), дифракционные потери чрезвычайно резко возрастают. Поскольку устойчивая генерация при больших дифракционных потерях считалась невозможной, резонаторы с такими параметрами были названы неустойчивыми и на долгое время выпали из поля зрения специалистов.

Интерес к ним был возрожден лишь после появления в 1965 г. работы А. Сигмена <sup>158</sup>. Ему удалось не только правильно понять некоторые

особенности неустойчивых резонаторов, но и придти к выводу, что их применение может оказаться перспективным. Тем не менее, как указал сам Сигмен, основная задача — установить возможность селекции поперечных ТК — не была им решена ни теоретически, ни экспериментально. Многие важные особенности лазеров с неустойчивыми резонаторами проявились



Рпс. 10. Различные типы неустойчивых резонаторов.

лишь в ходе последующих исследований. Преимущества подобных систем были полностью реализованы сравнительно недавно 159, 160.

Прежде всего кратко остановимся на свойствах пустых неустойчивых резонаторов: даже этот вопрос систематического освещения в литературе пока не получил.

Весьма интересной особенностью неустойчивых резонаторов является то, что основные их свойства можно описать в рамках простейшего геометрического приближения. В этом

приближении основная мода идеального неустойчивого резонатора представляет собой распространяющиеся в обоих направлениях сферические волны с мнимыми или действительными центрами. Местоположения этих центров сопряжены относительно каждого из зеркал (рис. 10). Выполнение данного условия обеспечивает воспроизводимость формы волнового фронта после его прохождения через резонатор <sup>158</sup>. Исходя из него, с помощью геометрической оптики легко найти как само расположение центров, так и коэффициент увеличения поперечных размеров сферической волны по прохождении через резонатор M (см. рис. 10).

Заметим, что кривизна «сходящейся» волны, имеющей прямо противоположное направление распространения (направления стрелок на рисунке нужно заменить на обратные), также воспроизводится, однако размер ее сечения не увеличивается, а уменьшается в M раз. Поскольку при дальнейшем прохождении резонатора сечение продолжает уменьшаться, такая волна не соответствует установившемуся решению. В то же время сечение волны с ходом лучей, изображенным на рисунке, оказывается ограниченным из-за конечного размера зеркал. Часть излучения при этом выходит из резонатора, что и определяет большую величину потерь. В соответствии с долей остающегося в резонаторе излучения потери в двумерном резонаторе равны  $1-\frac{1}{M}$ , в трехмерном —  $1-\frac{1}{M^2}$ ; они определяются лишь отношениями  $R_1/L$  и  $R_2/L$  и не зависят ни от размеров зеркал, ни от того, которое из них (или частично оба) ограничивает сечение пучка.

Для случая неустойчивых резонаторов влияние волновых аберраций низкого порядка часто тоже может быть оценено в рамках геометрического приближения и оказывается небольшим. Действительно, рассмотрим. в соответствии со 160, прохождение световой волны по эквивалентной схеме лазера с предложенным в 159 так называемым телескопическим резонатором

(рис. 11). Этот резонатор состоит из выпуклого и вогнутого софокусных зеркал (рис. 10, в); излучение генерации, распространяющееся к выпуклому зеркалу, представляет собой параллельный пучок, что обеспечивает ряд практических преимуществ.

Как видно из рис. 11, излучение, заполняющее все сечение резонатора, перед этим на протяжении нескольких проходов «растекается» из центрального участка сечения. Размер этого участка убывает с увеличением

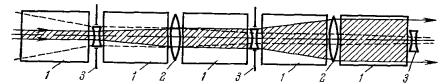


Рис. 11. Эквивалентная схема лазера с телескопическим резонатором. 1— активный образец, 2— собирающая линза, эквивалентная вогнутому зеркалу, 3— рассеивающая линза, эквивалентная выпуклому зеркалу.

числа проходов в геометрической прогрессии и быстро делается достаточно малым, чтобы в его пределах фронт установившейся волны мог считаться плоским.

Если M и число зон Френеля N достаточно велики, процесс «растекания» излучения описывается геометрическим приближением; видно, что влияние аберраций накапливается, по существу, лишь на протяжении небольшого числа проходов \*). При этом выражение для установивнегося распределения поля может быть представлено в виде  $^{161}$ 

$$u(r) = \prod_{m=0}^{\infty} \frac{\Phi\left(\frac{r}{M^m}\right)}{\Phi(0)},\tag{9}$$

где r — расстояние до оси резонатора,  $\Phi(r)$  — множитель, описывающий влияние амплитудных и фазовых аберраций на одном прохождении волны через резонатор в обоих направлениях (этот множитель сходен с введенным в разделе 1,3 множителем F, однако в общем случае не равен ему); в отсутствие аберраций  $\Phi(r) \equiv 1$ .

Нетрудно видеть, что (9) является решением уравнения 171, 161

$$\gamma u(r) = \frac{\Phi(r)}{M^k} u\left(\frac{r}{M}\right)$$

(для двумерного резонатора  $k = \frac{1}{2}$ , трехмерного — k = 1).

Оценки, проведенные с помощью (9), показывают, что общие деформации волнового фронта, естественно, уменьщаются с ростом M и уже при M = 2 немногим превосходят величину неизбежных при любой схеме лазера аберраций на одном проходе.

Таковы наиболее важные свойства неустойчивых резонаторов, которые удается найти с помощью геометрического приближения. В дифракционном приближении картина оказалась более сложной. Машинные расчеты показали, что рост поперечных размеров зеркал сопровождается последовательной сменой мод, обладающих наибольшей добротностью  $^{159},\,^{162},\,^{172};$  смена происходит при размерах зеркал, соответствующих целочисленным значениям параметра  $N_{\rm экв} \equiv \frac{\Delta \phi}{\pi}$ , где  $\Delta \phi$ — набег фазы по зеркалу для

<sup>\*)</sup> В данном приближении для случая плоского резонатора происходило бы неограниченное накопление искажений волнового фронта, и без учета дифракционных эффектов найти установившееся распределение поля невозможно.

волны геометрического приближения (в случае симметричного резонатора из выпуклых зеркал  $N_{\text{экв}} = \frac{N}{2} \left( M - \frac{1}{M} \right)^{171, \ 159 - 162}$ ; для телескопического резонатора  $N_{\text{экв}} = 2h/\lambda$ , где h — стрелка прогиба выпуклого зеркала); моды в точках смены двукратно вырождены по потерям; наконец, распределения полей наиболее добротных мод несколько отличаются от предсказаний геометрического приближения.

Сигмен и Миллер  $^{172}$ , анализируя эти эффекты, пришли к выводу о целесообразности применения резонаторов с  $N_{\rm 9KB}=\frac{1}{2}$ , что соответствует выпуклым зеркалам со стрелкой прогиба  $h<\frac{\lambda}{4}$ \*). Однако в действительности резонаторы с малым  $N_{\rm 5KB}$  (и  $M\approx 1$ ) не представляют особого интереса, так как распределение поля в них зависит от неоднородности среды почти так же сильно, как и при плоских зеркалах.

Мы уже видели, что в случае больших  $N_{\text{экв}}$  (и M) дело обстоит иначе. Кроме того, в реальных системах большого размера явления, обнаруженные при проведении машинных расчетов, и не должны происходить: как показано в 161, их появление связано лишь с использованием малооправданного предположения об идеально остром и точно очерченном крае зеркал. Уже при небольшом «сглаживании» или неровности края, какие почти всегда имеют место, вырождение мод по потерям снимается, собственные значения приближаются к аналогичным величинам для резонатора с бесконечными зеркалами 175, 176, и распределение поля основной моды начинает прекрасно описываться формулой геометрического приближения (9). Для снятия вырождения достаточно, например, чтобы коэффициент отражения зеркал спадал до нуля не скачком, а на протяжении зоны шириной δ 🥪 . В необходимых случаях (главным образом при относительно небольших  $N_{\scriptscriptstyle \mathrm{SKB}}$ ) «сглаживание» может быть осуществлено специально с помощью таких приемов, как нанесение фаски, применение диафрагмы с неровным контуром и т. п. 6, 161.

Заметим, что характер края зеркал оказывается важным цотому, что по однократном прохождении через неустойчивый резонатор сильно возмущенная дифракцией внешняя часть пучка выводится наружу, а вдали от границы геометрической тени влияние дифракции заметно лишь при идеально остром и точно очерченном крае.

Из результатов <sup>161</sup> следует также, что резонаторы со «сглаженным» краем должны надежно обеспечивать генерацию на одной поперечной моде даже при произвольном, однако не слишком неравномерном распределении инверсной населенности по сечению резонатора.

Таким образом, вопреки концепции  $^{172}$ , именно неустойчивые резонаторы с большими  $N_{3 \text{КВ}}$  и M удовлетворяют всем требованиям, какие можно предъявить к резонаторам для лазеров с высокой пространственной когерентностью излучения \*\*. Их преимущества становятся очевидными, если обратить внимание на то, что лазер с телескопическим резонатором соответствует системе из задающего генератора и усилителя с согласующим телескопом между ними. Роль генератора при этом выполняет центральная зона сечения образца, роль усилителя — периферийная. В отличие от схемы, приведенной на рис. 9, здесь усиление пучка происходит также

<sup>\*)</sup> Подобные системы, по существу, относятся к «переходной области», рекомендованной в работах  $^{173}$ ,  $^{174}$ .

<sup>\*\*)</sup> Вышеприведенные соображения полностью подтверждены результатами экспериментальной работы  $^{177}$ : в случае лазера на неодимовом стекле  $N_{\rm 3KB}{\approx}700$  и M-2 получена надежная генерация на одной поперечной моде с угловым расхождением излучения  $\sim 2''$ .

и на стадии его расширения, что как бы заменяет промежуточные каскады усиления.

Остановимся теперь на вопросах, касающихся выбора оптимальных параметров неустойчивых резонаторов.

Как мы видели, «чувствительность» резонатора к аберрациям уменьшается с ростом M. Однако M не может выбираться произвольно большим: энергетические характеристики лазеров зависят от величины потерь на излучение.

В работе  $^{160}$  экспериментально и в  $^{163}$  расчетным путем показано, что энергетические характеристики лазеров с плоским и телескопическим резонатором примерно совпадают, если величина потерь на излучение для этих двух типов резонатора одинакова. В случае плоского резонатора величина потерь на излучение определяется коэффициентом пропускания выходного зеркала. В случае неустойчивых резонаторов при активных элементах большого размера оба зеркала обычно выполняются полностью отражающими  $^{159}$ ,  $^{160}$ ,  $^{164}$ ; излучение из лазера выходит через кольцевую зону вокруг зеркала, ограничивающего сечение пучка (рис.  $^{158}$ ); величина потерь на излучение равна  $1-\frac{1}{M^2}$ .

Отсюда следует, что в случае телескопического резонатора с полностью отражающими зеркалами остаются в силе все известные формулы вероятностной теории  $^{30}$  при условии замены коэффициента отражения выходного зеркала плоского резонатора R' на величину  $\frac{1}{M^2}$ . При оптимальной величине M (равной  $1/\sqrt{R'_{\text{OnT}}}$ ) в случае телескопического резонатора достигается примерно такая же максимальная величина КПД, как и в генераторе с плоскими зеркалами. Использование неустойчивых резонаторов других типов приводит к уменьшению КПД из-за ухудшения заполнения активного элемента, излучением генерации (при  $M \geqslant 2$ — в 1.5-2 раза  $^{159}$ ,  $^{160}$ ,  $^{164}$ ).

Если коэффициент усиления излучения по прохождении через активный элемент невелик и потери на излучение не могут быть сделаны достаточно большими, сечение кольцевой зоны, через которую выходит излучение, становится чрезмерно малым. Это приводит к значительному увеличению углового расхождения излучения даже в отсутствие аберраций  $^{165,\ 159}$ . Поэтому в подобных случаях может оказаться более выгодным применить полупрозрачное зеркало в сочетании с еще меньшим M (чтобы суммарная величина потерь на излучение осталась оптимальной). Кстати, при малых M плоско-выпуклая система зеркал (рис.  $10,\ a$ ) обеспечивает почти такие же выходные параметры лазеров, что и телескопический резонатор. Необходимо лишь компенсировать сферичность выходящей из плоско-выпуклого резонатора волны  $^{166,\ 159}$ 

Вышеизложенные соображения позволяют сделать вывод, что применение неустойчивых резонаторов особенно выгодно, если активные элементы имеют большие размеры, а среда достаточно однородна. В этом случае замена плоского резонатора на телескопический должна вызывать резкое сужение диаграммы направленности без существенного снижения КПД.

Данный вывод подтвержден результатами исследований лазера на неодимовом стекле  $^{159, 160, 164}$ . При активном элементе диаметром 45 мм и длиной 600 мм угловое расхождение излучения составило  $\sim 20''$  (вместо обычных нескольких минут), хотя M было сравнительно невелико ( $\sim 2$ ). Выявилось лишь еще одно дополнительное условие, выполнение которого оказалось необходимым для достижения предельной яркости излучения: источники светорассеяния, приводящие к возникновению «сходящейся» волны (см. комментарии к рис. 10) даже с ничтожно малой начальной интенсивностью, должны отсутствовать  $^{160}$ . При телескопическом

резонаторе «сходящаяся» волна (изображена на рис. 11 пунктиром) возникает при отражении «нормальной» волны от плоских поверхностей раздела, перпендикулярных оси системы, поэтому, независимо от наличия просветляющих покрытий, торцы активного стержня должны быть наклонены под заметным углом  $(2-3^\circ)^*$ .

В заключение упомянем еще о некоторых свойствах лазеров с неустойчивыми резонаторами.

С точки зрения спектральных и временных характеристик данный класс генераторов мало чем отличается от генераторов с плоскими зеркалами. Лишь «пички» излучения обладают меньшей длительностью, а временной интервал между ними несколько возрастает. Причиной тому является чрезвычайно быстрое установление колебаний по всему сечению резонатора из-за наличия механизма принудительного «растекания» излучения (166, 159, см. также 75). В моноимпульсном режиме этот же механизм приводит к весьма существенному изменению выходных параметров лазера (так, в 164 длительность импульса при переходе к неустойчивому резонатору сократилась от 40 до ~15 нсек). Отметим, что модуляция добротности может осуществляться с помощью затворов малого сечения (по размеру выпуклого зеркала).

Параметры лазеров с неустойчивыми резонаторами, как и следовало ожидать, мало зависят от точности юстировки зеркал. При малых поперечных смещениях или разворотах зеркал происходит лишь некоторое изменение направления излучения; с расстоянием между зеркалами меняется кривизна волнового фронта. Величина этих эффектов соответствует оценкам, проводимым в рамках геометрической оптики <sup>159</sup> \*\*).

Особо важную роль в неустойчивых резонаторах играет прилегающий к оси участок, из которого излучение «растекается» по всему сечению. Требования к оптической однородности среды и качеству зеркал на этом участке особенно высоки. Вместе с тем, вводя в него излучение от внешнего источника, можно, по-видимому, осуществить эффективное управление излучением всего лазера 160.

На этом мы рассмотрение свойств лазеров с неустойчивыми резонаторами заканчиваем. Появление данного класса генераторов позволило ререшить одну из задач квантовой электроники: созданы простые лазерные системы, обеспечивающие высокую яркость излучения при сравнительно больших объемах высокооднородной активной среды. Если среда сильно неоднородна, никакие ухищрения с резонаторами не могут существенно повысить направленность излучения без потерь в его мощности. Действительно, мы уже упоминали (раздел 1,1), что при сильно неоднородной среде угловое расхождение излучения в лазере с плоскими зеркалами  $\theta$  приближается к угловому расхождению хорошо коллимированного пучка после однократного пропускания его через активный образец  $\theta_1$ . Неустойчивые резонаторы в лучшем случае (при  $M \gg 1$ ) могут обеспечить угловое расхождение излучения, приближающееся к  $\theta_1$ , поэтому их применение вообще целесообразно лишь при  $\theta \gg \theta_1$ .

Для того чтобы с помощью неустойчивых резонаторов достигнуть предельно малого углового расхождения, необходимо предъявлять определенные требования не только к оптической однородности среды, но и к равномерности ее возбуждения. Так, если вблизи оси системы коэффициент усиления на проход резонатора менее  $M^2$ , а на периферии велик,

<sup>\*)</sup> В соответствии с  $^{178,161}$ , именно «сходящаяся» волна, возникающая за счет дифракции на остром крае, ответственна за наблюдавшиеся при машинных расчетах  $^{171, 162}$ ,  $^{162}$ ,  $^{172}$  эффекты вырождения мод и т. п.

<sup>\*\*</sup>) Недавно опубликованы результаты аналогичных наблюдений для лазер на  $\mathrm{CO}_2$   $^{167}$ .

генератор все же может, вопреки предсказаниям геометрического приближения, оказаться выше порога самовозбуждения. Установившееся распределение поля при этом будет определяться главным образом дифракционными эффектами (аналогичная ситуация имеет место в лазере с плоскими разъюстированными зеркалами). Паправленность излучения в подобных случаях резко ухудшается.

Таким образом, для формирования мощных пучков с высокой направлениостью излучения в общем случае неоднородной активной среды необходимы иные, возможно принципиально новие, приемы.

В заключение автор благодарит Н. А. Свенцицкую, В. Е. Шерстоби това и М. П. Ванюкова за ряд критических замечаний при подготовке рукописи к печати.

#### **ПИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА**

- 4. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко. В. А. Серебряков, ЖЭТФ 44, 1/93 (1963); **46**, 1182 (1964); Ж. прикл. спектроскопии 7, 336 (1967). 2. В. И. Малышев, А. С. Маркин, В. С. Петров, Ж. прикл. спектро-
- скопии 3, 415 (1965).
- В. М. Подгаецкий О. Г. Корнеева. А. Н. Чернец. Оптиканспектроскопия 16, 674 (1964); 20, 138 (1966).
   Н. Кодеlпік. Т. Lі, Bell Syst. Techn. J. 44, 455 (1965); Proc. IEEE 54.
- 1312 (1966).
- 5. S. A. Collins, Appl. Opt. 3, 1263 (1964).
- 6. Л. А. Вайнштейн, Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., «Сов. радио», 1966.

- радио», 1966.
  7. А. М. Прохоров, ЖЭТФ 34, 1658 (1958).
  8. А. L. Schawlow, С. Н. Тоwnes, Phys. Rev. 112, 1940 (1958).
  9. Т. Р. Пидhes, К. М. Joung, Nature 196, 332 (1962).
  10. V. Evtuhov, J. K. Neeland, Appl. Opt. 1, 517 (1962).
  11. С. М. Stickley, Appl. Opt. 2, 855 (1963).
  12. Т. S. Jaseja, М. К. Dheer, D. Madhavan, Appl. Opt. 4 1643 (1965).
  13. S. Tatuoka, Appl. Opt. 3, 986 (1964).
  14. E. S. Dayhoff, Proc. IRE 50, 1683 (1962).
  15. E. S. Dayhoff, B. Kessler, Appl. Opt. 1, 339 (1962).
  16. М. S. Lipsett, M. W. P. Strandberg, Appl. Opt. 1, 343 (1962).
  17. V. Evtuhov, I. K. Neeland, Appl. Opt. 2, 319 (1963).
  18. А. М. Леонтович, А. П. Ведута, ЖЭТФ 46, 71 (1964).

- 18. А. М. Леонтович, А. П. Ведута, ЖЭТФ 46, 71 (1964). 19. Ю. А. Ананьев, Е. А. Королев, Оптика и спектроскопии 16, 702 (1964). 20. W. W. Rigrod, Proc. Third Intern. Congress of Quant. Electr., N.Y., Columbia Univ. Press, 1964, p. 1285.
- D. Röss, G. Zeidler, Zs. Naturforsch. 21a, 340 (1966).
   A. M. Бонч-Бруевич, Н. А. Есепкина, Я. А. Имас, Н. А. И ав-денко, Л. Н. Пахомов, Ю. В. Петрунькин, С. Е. Потапов, ЖТФ 36, 2175 (1966).
- 23. И. А. Ром Кричевская. А. М. Ратнер, Оптика и спектроскония 22, 653 (1967).
- 24. А. А. Мак, Л. Н. Сомс, А. И. Степанов, В. А. Фромзель, Оптика и спектроскопия 26, 793 (1969).
- 25. D. Roess, J. Appl. Phys. **37**, 3587 (1966). 26. Н. А. Свепцицкая, Л. Д. Хазов, Ж. прикл. спектроскопии 4, 345 (1966).
- 27. И. М. Белоусова, О. Б. Данилов, ЖТФ 37, 1519 (1967). 28. А. Л. Микаллян, А. В. Коровицып, Л. В. Наумова, Письма ЖЭТФ 2, 37 (1965).
- 29. А. Л. Миказлян, М. Л. Тер-Миказлян, Ю. Г. Турков. Оптические генераторы на твердом теле, М., «Сов. радио», 1967. 30. А. А. Мак, Ю. А. Ананьев, Б. А. Ермаков, УФН 92, 373 (1967).
- 31. А. А. Муждаба, Н. П. Тихонова, Е. А. Королев, Опцьо-механ. промышленность, № 1. 14 (1968).
  32. J. D. Abella, C. H. Townes, Nature 192, 957 (1961).
- 33. М. Д. Галанин, А. М. Леонтович, З. А. Чижикова, ЖЭТФ 43, 347 (1962).
- 34. В. В. Коробкин, А. М. Леонтович, ЖЭТФ 44, 1847 (1963).

- 35. В. Р. Stoicheff, А. Scabo, Appl. Opt. 2, 811 (1963). 36. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, Л. А. Луизова, О. А. Шорохов, ЖЭТФ 48, 3 (1965).
- 37. Ю. А. Ананьев, Б. М. Седов, ЖЭТФ 48, 782 (1965).
  38. D. P. Bortfeld, R. S. Congleton, M. Geller, R. S. McComas, L. D. Riley, W. R. Soy, M. L. Stitch, J. Appl. Phys. 35, 2267 (1964).
  39. С. М. Kellington, M. Катгшап, J. Appl. Phys. 36, 2910 (1965).
  40. Е. А. Королев, В. А. Бондарчук, Н. П. Тихонова, Оптико-
- механ. промышленность, № 3, 9 (1967).
- 41. Е. М. Акуленок, Х. С. Багдасаров, В. С. Папков, В. Я. Хаимов-Мальков, Кристаллография 12, 286 (1967).
  42. Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, А. М. Прохоров, В. Я. Хаимов-Мальков, ФТТ 10, 2738 (1968).
- 43. Ю. К. Данилейко, В. Я. Ханмов Мальков, А. А. Маненков, А. М. Прохоров, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 87 (1969).
  44. P. V. Avizonis, T. T. Doss, R. Heimlich, Rev. Sci. Instr. 38, 331
- (1967).
- 45. Ю. А. Ананьев, А. А. Мак, Б. М. Седов, ЖЭТФ **52**, 12 (1967). 46. W. Quelle, Appl. Opt. **5**, 633 (1966).
- 47. E. Snitzer, Proc. IEEE 54, 1249 (1966).
- 48. Ю. А. Ананьев, А. А. Мак, Оптика и спектроскопия 16, 1065 (1964). 49. U. J. Schmidt, J. Appl. Phys. 35, 259 (1964).
- 50. А. П. Ведута, А. М. Леонтович, В. Н. Сморчков, ЖЭТФ 48, 87 (1965).
- 51. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, Л. А. Луизова, О. А. Шорохов, Ж. прикл. спектроскопии 2, 295 (1965).
- 52. R. L. Townsend, C. M. Stickley, A. D. Maio, Appl. Phys. Lett. 7, 94 (1965).
  53. S. D. Sims, A. Stein, C. Roth, Appl. Opt. 5, 621 (1966).
  54. E. Bayer, G. Schaack, Zs. Naturforsch. 21a, 643 (1966).

- 55. H. Welling, C. J. Bickart, JOSA 56, 611 (1966).
- 56. Ю. А. Ананьев, Н. А. Козлов, А. А. Мак, А. И. Степанов, Ж. прикл. спектроскопии 5, 51 (1966).
  57. А. V. Cabezas, L. G. Komai, R. P. Treat, Appl. Opt. 5, 647 (1966).
  58. G. D. Baldwin, E. P. Riedel, J. Appl. Phys. 38, 2726 (1967).

- 59. Н. И. Гришманова, Н. А. Свенцицкая, Л. Д. Хазов, Ж. прикл. спектроскопии 7, 340 (1967).
  60. А. П. Ведута, А. М. Леонтович, Г. А. Матюшин, Ж. прикл. спектроскопии 8, 238 (1968).
- 61. Ю. А. Ананьев, Н. И. Гришманова, Ж. прикл. спектроскопии 12, 668 (1970).
- 62. D. White, D. Gregg, Appl. Opt. 4, 1034 (1965).
  63. О. Н. Воронько, Н. А. Козлов, А. А. Мак, Б. Г. Малинин, А. И. Степанов, ДАН СССР 173, 542 (1967).
  64. С. М. Stickley, IEEE J. Quantum Electron. QE-2, 511 (1966).

- 65. J. M. Mc Mahon, Appl. Opt. 6, 2191 (1967).
  66. W. F. Hagen, J. Appl. Phys. 40, 511 (1969).
  67. Ю. А. Ананьев, Н. И. Гришманова, Э. Ф. О. А. Шорохов, Ж. прикл. спектроскопии 13 227 (1970). Э. Ф. Дауэнгауэр,
- 68. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, Л. А. Луизова, О. А. Шоро-хов, Ж. прикл. спектроскопии 2, 415 (1965). 69. В. Л. Броуде, В. В. Занка, В. И. Кравченко, М. С. Соскин,
- Ж. прикл. спектроскопин 3, 225 (1965).
- 70. В. П. Калинин, В. В. Любимов, Оптика и спектроскопия 22, 123 (1967).
- 71. В. И. Кравченко, М. С. Соскин, в сб. «Квантовая электроника» (Тру-
- ды республиканского семинара), вып. 4. Киев, «Наукова думка», 1969, стр 42.. 72. Ю. А. Калинии, А. А. Мак, А. И. Степанов, ЖТФ 38, 1108 (1968). 73. Ю. А. Калинии, А. А. Мак. Оптико-механ. промышленность, № 5, 61
- 74. A. G. Fox. T. Li, Bell Syst. Techn. J. 40, 453 (1961).
- 75. А. Ф. Сучков, ЖЭТФ 49, 1495 (1965).
- 76. В. С. Летохов, А. Ф. Сучков, ЖЭТФ 50, 1148 (1966); 52, 282 (1967).
  77. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, О. Б. Шатберашвили, ЖЭТФ 51, 406 (1966).
  78. А. М. Леонтович, М. Н. Попова, М. Я. Щелев, Письма ЖЭТФ 5,
- 314 (1967).
- 79. В. Коробкин. А. М. Леонтович, М. Н. Попова, М. Я. Щелев, Письма ЖЭТФ 3, 301 (1966); ЖЭТФ 53, 16 (1967). 80. А. Ф. Сучков, Труды ФИАН 43, 161 (1968).

81. В. С. Летоков, А. Ф. Сучков, Труды ФИАН 43, 169 (1968). 82. Т. Р. Ниghes, Nature 195, 325 (1962).

83. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, В. В. Любимов, Оптика и спектро-

- 35. М. П. Банюков, Б. И. Исаенко, Б. В. Любимов, Оптика и спектроскопия 14, 734 (1963); ЖЭТФ 44, 1151 (1963).
  84. В. В. Любимов, Оптика и спектроскопия 21, 229 (1966).
  85. D. Gloge, Arch. Electr. Übertrag. 18, 197 (1964); 19, 13 (1965) (перевод см. в сб. «Квазиоптика», М., «Мир», 1966, стр. 264 и 280).
  86. Ю. А. Ананьев, В. В. Любимов, И. Б. Орлова, ЖТФ 39, 1872 (1969).
  87. В. С. Авербах, С. И. Власов, В. М. Таланов, Радиотехн. и электропика 10, 1450 (1965). роника 10, 1150 (1965). 88. R. L. Sonderson, W. Streifer, Appl. Opt. 8, 2241 (1969).

- 89. H. Statz, C. L. Tang, J. Appl. Phys. 36, 1816 (1965). 90. T. Li, J. G. Skinner, J. Appl. Phys. 36, 2595 (1965). 91. A. G. Fox, T. Li, IEEE J. Quantum Electron. QE-2, 776 (1966).

- 91. А. G. Fox, T. Li, IEEE J. Quantum Electron. QE-2, 776 (1966).
  92. Ю. А. Ананьев, ЖТФ 37, 139 (1967).
  93. С. L. Tang, H. Statz, J. Appl. Phys. 38, 886 (1967).
  94. Н. Ogura, Y. Yoshida, J. Ykenoue, J. Phys. Soc. Japan 20, 598 (1965).
  95. А. G. Fox, T. Li. Proc. IEEE 51, 80 (1963).
  96. W. H. Welles, IEEE J. Quantum Electron. QE-2, 94 (1966).
  97. В. В. Любимов, И. Б. Орлова, ЖТФ 39, 2183 (1969).
  98. G. Schaak, IEEE J. Quantum Electron. QE-3, 130 (1967).
  99. А. М. Ратнер, В. С. Чернов, в сб. «Квантовая электроника» (Труды республиканского семинара), вып. 3, Киев, 1969, стр. 263.
  100. Ю. В. Корниенко, Укр. физ. ж. 13, 500 (1968).
  101. М. С. Соскин, см<sup>71</sup>, вып. 1, Киев, 1966, стр. 107.
  102. В. В. Любимов, Оптика и спектроскопия 24, 815 (1968).

102. В. В. Любимов, Оптика и спектроскопия 24, 815 (1968). 103. Ю. А. Ананьев. В. В. Любимов, Б. М. Седов, Ж. прикл. спектроскопии 8, 955 (1968).

104. Т. И. Кузнецова, ЖТФ 34, 419 (1964); 36. 58 (1966).
105. Ю. А. Калинин, А. А. Мак, А. И. Степанов, ЖТФ 39, 1676 (1969).
106. Ю. А. Ананьев, Ж. прикл. спектроскопии 7, 825 (1967).
107. Р. J. Warter, R. U. Martinelli, J. Appl. Phys. 37, 2103 (1966).
108. Е. Р. Riedel, G. D. Baldwin, J. Appl. Phys. 38, 2720 (1967).

109. Н. А. Анисимов, Г. Л. Конончук, ФТТ 10, 3150 (1968); И. С. Горбань, Г. Л. Конончук, Ж. прикл. спектроскопии 8. 864 (1968).
110. Т. И. Кузнецова. С. Г. Раутиан, ФТТ 5, 2105 (1963).
111. С. L. Tang, H. Statz, G. A. de Mars, J. Appl. Phys. 34, 2289 (1963).
112. H. Statz, C. L. Tang, J. Appl. Phys. 35, 1377 (1964).
113. С. L. Tang, H. Statz. G. A. de Mars, D. T. Wilson, Phys. Rev. 136, 1

- (1964).
- 114. Б. Л. Лившиц, В. П. Назаров, Л. К. Сидоренко, В. Н. Цику-нов. Письма ЖЭТФ 1, 23 (1965). 115. V. Evtuhov, A. E. Siegman, Appl. Opt. 4, 142 (1965).

116. С. Н. В ласов, В. И. Таланов. Радиотехн. и электроника 10, 552 (1965). 117. И. М. Белоусова. Г. Н. Винокуров, Н. Н. Розанов, ЖЭТФ 52, 1147 (1967). О. Б. Данилов,

- 118. А. М. Ратнер, Радиотехн. и электроника 15, 394 (1970). 119. А. М. Ратнер, Препринт ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1966; в сб. «Квантовая электроника» (Труды республиканского семпнара), вып. 2, Киев, «Наукова думка», 1967, стр. 75; Спектральные, пространственные и временные характеристики лазера, Киев, «Наукова думка», 1968.
- 120. С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин, в сб. «Физика газовых лазеров», Изд-во
- Ленингр. университета, 1969, стр. 55.
  121. Е. М. Garmire, A. Yariv. IEEE J. Quantum Electron. QE-3, 222 (1967).
  122. С. М. Stickley, Proc. Sympos. on Opt. Masers, N.Y., 1963, p. 541; Appl.
  - Opt. 3, 967 (1964).
- 123. D. H. Auston, IEEE J. Quantum Electron, QE-4, 420 (1968)
- 124. А. А. Мак, В. А. Фромзель, Письма ЖЭТФ 10, 313 (1969).

125. D. Ross, Frequenz 17, 61 (1963).

- 126. I. J. Masters, J. H. Ward, Proc. IEEE 51, 221 (1963). 127. H. A. Свенцицкая. Л. Д. Хазов. Ж. прикл. спектроскопии 3, 230 (1965).
- 128. М. П. Лисица и др.. Оптика и спектроскопия 21, 76 (1966). 129. І. А. Вакег, С. W. Peters, Appl. Opt. 1, 674 (1962). 130. Ј. М. Вигсh, JOSA 52, 602 (1962).

- 131. I. G. Skinner, J. E. Geusik, JOSA 52, 1319 (1962). 132. T. Li, Bell. Syst. Techn. J. 42, 2609 (1963). 133. A. Stein, Appl. Opt. 6, 2193 (1967).

134. S. A. Collins, G. R. White, Appl. Opt. 2, 448 (1963).
135. G. Gehrer, D. Ross, Zs. Naturforsch. 20a, 701 (1965).
136. J. A. Giordmaine, W. Kaiser, J. Appl. Phys. 35, 3446 (1964).
137. R. Daly, S. D. Sims, Appl. Opt. 3, 1063 (1964).
138. Ю. И. Кружилин, Оптика и спектроскопия 20, 713 (1966).
139. В. В. Любимов, Е. В. Нилов, Оптико-механич. промышленность, № 2, 32

140. L. G. De Shazer, E. A. Maunders, Appl. Opt. 6, 431 (1967). 141. В. Н. Ищенко, В. Н. Старинский, Изв. вузов (Радмофизика) 10, 1189 (1967).

142. Н.Г. Бондаренко, И.В. Еремина, В.И.Таланов, Письма ЖЭТФ

142. Н. Г. Бондаренко, И. Б. Еремина, Б. И. Галанов, Письма изто 6, 459 (1967).
143. Б. Б. Бойко, Н. С. Петров, В. В. Валявко, И. М. Вашкевич, Ж. прикл. спектроскопии 8, 351 (1968).
144. В. В. Любимов, И. Б. Орлова, Ж. прикл. спектроскопии 9, 54 (1968).
145. В. И. Таланов, Изв. вузов (Радиофизика) 10, 198 (1967).
146. А. Окауа, Proc. IEEE, 51, 1033 (1963).
147. І. Т. La Tourette, S. F. Jacobs, R. Rabinowitz, Appl. Opt. 3, 084 (1964).

981 (1964).

148. V. Evtuhov, I. K. Neeland, IEEE J. Quantum Electron. QE-1, 7 (1965). 149. Ю. А. Калинин, А. А. Мак, А. И. Степанов, А. В. Фоломеев, В. А. Фромзель, ЖЭТФ 56, 1161 (1969).

740

#### А. ВУЛФЕНДЕЙЛ

Здесь уместно отметить, что ядерные реакторы, в которых в результате деления образуются фрагменты ядер, временно обогащенные нейтронами, должны являться источниками интенсивных потоков антинейтрино.

Несмотря на стабильность протонов, возможно, что протон, входящий в состав ядра, будет обладать энергией, достаточной для протекания реакции:

энергия 
$$+p \rightarrow n + e^+ + v_{\bullet}$$

Таким образом, термоядерные реакции (например, реакции, происходящие в недрах звезд) должны быть источниками интенсивного нейтринного излучения.

# Детектирование реакций, обратных β-распаду

Нейтрино не только обладают нулевым зарядом и массой, они необычайно слабо взаимодействуют с материей, и следовательно, наблюдать нейтрино весьма трудно. Например, вероятность взаимодействия нейтрино с энергией в несколько Мэв при прохождении Земли по диаметру равна лишь 10-9. Неудивительно поэтому, что Паули держал пари, что нейтрино никогда не будут обнаружены.

Как обычно, «детектирование» частицы связано с наблюдением результатов ее соударения с другими частицами. В нашем случае это сводится к наблюдению реакций, обратных в-распаду, т. е.

$$v+n \rightarrow p+e^-,$$
  
 $v+p \rightarrow n+e^+.$ 

Создание мощных реакторов в начале 50-х годов означало появление также и интенсивных источников антинейтрино. С помощью такого реактора, дающего у детектора около  $10^{13} \text{v} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ce} \kappa^{-1}$ , Рейнес и Коуэн <sup>18</sup> с успехом добились того, чтобы Паули проиграл свое пари. В этих экспериментах мишень, содержащая слои хлористого кадмия и прокладки из жидких сцинтилляционных счетчиков, располагалась вблизи реактора и, следовательно, в потоке антинейтрино. В результате счетчики регистрировали созданные позитроны и нейтроны. Скорость счета зависела от мощности реактора, как этого и следовало ожидать, и давала сечение 6,3 · 10 - 44 см² на атом, что с гочностью до 5% совпадало с теоретическим его значением.

Успех этого эксперимента определялся в первую очередь высокой интенсивностью потока антинейтрино и возможностью регистрировать