

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение

высшего образования

«УЛЬЯНОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

**А. С. КУРКОВ**

# **ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ:**

**ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ**

**И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА**

Учебно-методическое пособие

3-е издание

Ульяновск, 2021

УДК 621.373.826:535(075.8)

ББК 32.86-53Я73

К93

Рецензенты:

*Семенцов Дмитрий Игоревич,*

д.ф.-м.н., профессор кафедры радиофизики и электроники

*Журавлев Виктор Михайлович,*

д.ф.-м.н., профессор кафедры теоретической физики

**Курков, А. С.**

**К93 Волоконные лазеры: принципы построения и основные свойства** : учебно-методическое пособие / А. С. Курков. – 3-е изд. – Ульяновск : УлГУ, 2021. – 181 с.

ISBN 978-5-88866-845-0

В книге излагаются основы теории и общие принципы построения волоконных лазеров и усилителей. Результаты, достигнутые в области волоконных лазеров за последние годы, систематизированы, рассмотрены лазеры со специальными спектральными характеристиками излучения и лазеры, использующие для генерации нелинейные эффекты. Особое внимание в работе уделено импульсным волоконным лазерам, работающим в режиме модуляции добротности и синхронизации мод. Несмотря на то, что в книге обсуждаются результаты, находящиеся на передовых рубежах современной волоконной оптики, материал изложен доступно, содержит большое число иллюстраций, что позволяет использовать данное издание в качестве учебно-методического пособия.

Данное издание ориентировано на специалистов в области волоконной оптики и лазерной техники, инженеров, работающих в областях применения волоконных лазеров, студентов старших курсов и аспирантов.

УДК 621.373.826:535(075.8)

ББК 32.86-53Я73

Издано при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ  
(Программа мегагрантов, #075-15-2021-581)

ISBN 978-5-88866-845-0

© Курков Андрей Семенович, 2021

© Ульяновский государственный университет, 2021

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Предисловие .....</b>	<b>5</b>
<b>Введение .....</b>	<b>6</b>
<b>Глава I. Оптическое волокно как активная среда лазера .....</b>	<b>8</b>
§1. Волноводные свойства оптических волокон .....	8
§2. Активные оптические волокна .....	26
§3. Измерение характеристик активных волокон.....	36
<b>Глава II. Элементы волоконных лазеров и построение резонатора</b>	<b>43</b>
§1. Усилительные свойства активных оптических волокон.....	43
§2. Отражатели волоконных лазеров .....	46
§3. Пассивные внутррезонаторные компоненты.....	51
§4. Источники накачки волоконных лазеров .....	56
§5. Типы резонаторов и способы ввода накачки .....	59
<b>Глава III. Непрерывные лазеры на основе волокон, легированных ионами редкоземельных элементов .....</b>	<b>65</b>
§1. Nd-волоконные лазеры .....	65
§2. Yb– волоконные лазеры .....	67
§3. Er– волоконные лазеры .....	80
§4. Tm– волоконные лазеры.....	84
§5. Ho – волоконные лазеры .....	88
<b>Глава IV. Волоконные лазеры со специальными спектральными характеристиками выходного излучения.....</b>	<b>94</b>
§1. Одночастотные волоконные лазеры .....	94
§2. Однополяризационные волоконные лазеры .....	101
§3. Перестраиваемые волоконные лазеры.....	105

<b>Глава V. Лазеры на нелинейных эффектах .....</b>	<b>111</b>
§1. ВКР лазеры .....	111
§2. ВрМБ лазеры .....	122
§3. Параметрические лазеры.....	126
<b>Глава VI. Волоконные лазеры с модуляцией добротности .....</b>	<b>133</b>
§1. Самомодуляция добротности .....	133
§2. Самомодуляция, вызванная парами активных ионов .....	140
§3. Лазеры с насыщающимися поглотителями.....	142
§4. Волоконные лазеры с активной модуляцией добротности	155
<b>Глава VII. Синхронизация мод волоконных лазеров.....</b>	<b>161</b>
§1. Синхронизация мод с использованием нелинейных свойств волокна.....	161
§2. Синхронизация мод с использованием насыщающихся поглотителей .....	167
§3. Активная синхронизация мод волоконных лазеров.....	173
§4. Синхронизация мод в длинных волоконных лазерах .....	176
<b>Заключение.....</b>	<b>180</b>

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Волоконные лазеры являются весьма популярным объектом исследований. По запросу «fiber laser» в базе Web of Science можно найти более 32 тысяч ссылок. Понятно, что сделать обзор всех публикаций на эту тему невозможно. В то же время, в основе большинства лазерных конфигураций лежат общие принципы, присущие как лазерам вообще, так и волоконным лазерам в частности. В данной книге рассматриваются принципы построения именно волоконных лазеров с присущей им спецификой, а также свойства таких лазеров, определяемые их схемой. Автор не рассматривает основы лазерной физики, полагая, что читатель знаком с ними из соответствующих курсов.

В первую очередь книга предназначена для освоения соответствующей тематики студентами старших курсов, аспирантами и молодыми научными сотрудниками и инженерами. Также она может быть полезна специалистам, работающим в смежных областях, в частности, в области применения волоконных лазерных излучателей.

## ВВЕДЕНИЕ

Волоконные лазеры являются одним из наиболее ярких достижений современной квантовой электроники. Это направление возникло на стыке лазерной физики и волоконной оптики. Ряд преимуществ волоконных лазеров по сравнению с традиционными квантовыми генераторами позволяют им найти различные применения, среди которых телекоммуникации, медицина, обработка материалов, оптическая локация, беспроводная оптическая связь и др. В ряде применений волоконные лазеры уже заменяют традиционные излучатели.

Следует отметить, что в начале своего развития основной задачей современной волоконной оптики представлялось создание оптических волокон как пассивной среды для передачи информации. Однако, как и в любой другой развивающейся области науки, в процессе решения первоначальной задачи проявились другие возможности волоконной оптики, которые привели к расширению круга изучаемых объектов и явлений и, в свою очередь, расширили область возможных применений оптических волокон и устройств на их основе. Так, в отдельную область выделились датчики на основе оптических волокон; появилось направление, связанное с изучением дефектов кварцевого стекла и проблем фоточувствительности оптических волокон. Также можно выделить исследования в области прочности волокон, создание таких элементов как мультиплексоры, переключатели, модуляторы и пр.

К одному из отдельных направлений волоконной оптики относится разработка и исследование волоконных лазеров. В этих устройствах в качестве активной среды используются волоконные световоды, легированные различными добавками, прежде всего, редкоземельными элементами. Следует отметить, что впервые волоконный лазер был реализован Снитцером в 1961 г., когда была продемонстрирована лазерная генерация в стекле, легированном ионами неодима  $\text{Nd}^{3+}$ . Активный элемент ла-

---

---

зера представлял собой стеклянную нить, покрытую оболочкой из стекла с пониженным показателем преломления. Развитие технологии получения оптических волокон и полупроводниковых источников накачки позволило вернуться к идее волоконного лазера на качественно новом уровне. Начало бурного развития этого направления относится к концу 80-х гг., когда было показано, что оптические волокна, легированные ионами эрбия  $\text{Er}^{3+}$ , могут найти применение в волоконных усилителях сигнала на длинах волн в диапазоне 1.53-1.56 мкм, то есть, в спектральной области минимальных оптических потерь волокон на основе кварцевого стекла. Исследования в области волоконно-оптических усилителей послужили толчком для создания мощных полупроводниковых источников накачки. Открытие фоторефрактивного эффекта в волокнах и создание техники записи внутриволоконных Брэгговских отражающих решеток позволили формировать Брэгговские зеркала, образующие резонатор, непосредственно в оптических волокнах и реализовать широкий набор лазерных конфигураций в чисто волоконном исполнении. Все это привело к бурному развитию волоконных лазеров.

В настоящее время понятие «волоконные лазеры» охватывает чрезвычайно широкий круг лазерных конфигураций, характеризующихся различными масштабами выходной мощности, а также спектральными и временными характеристиками выходного излучения. Несмотря на огромное количество статей, опубликованных по данной тематике, практически отсутствуют работы, обобщающие результаты, полученные в различных разделах этой области квантовой электроники. Исключение составляет классическая книга по волоконным лазерам, выпущенная под редакцией M. J. F. Digonnet (*Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers, edited by Michel J. F. Digonnet. Second Edition. Marcel Dekker, Inc. New York • Basel, 2001*), однако, самые поздние публикации, использованные в этой книге, датируются серединой 90-х гг. Поэтому представляется актуальным написание работы, описывающей как основные принципы построения волоконных лазеров, так и использующего результаты, полученные в последнее время.



# Глава I

## ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО КАК АКТИВНАЯ СРЕДА ЛАЗЕРА

### §1. Волноводные свойства оптических волокон

Оптическое волокно, являющееся активной средой волоконного лазера, имеет ряд особенностей по сравнению с твердотельными лазерами. В первую очередь эти особенности связаны с волноводным характером распространения излучения в волокне. Такое распространение является возможным благодаря явлению полного внутреннего отражения, которое происходит при падении луча на границу раздела сред с различными показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ . На рис. 1.1 показан ход лучей в случае, когда показатель преломления среды  $n_1$ , из которой падает луч, больше показателя  $n_2$  второй среды.

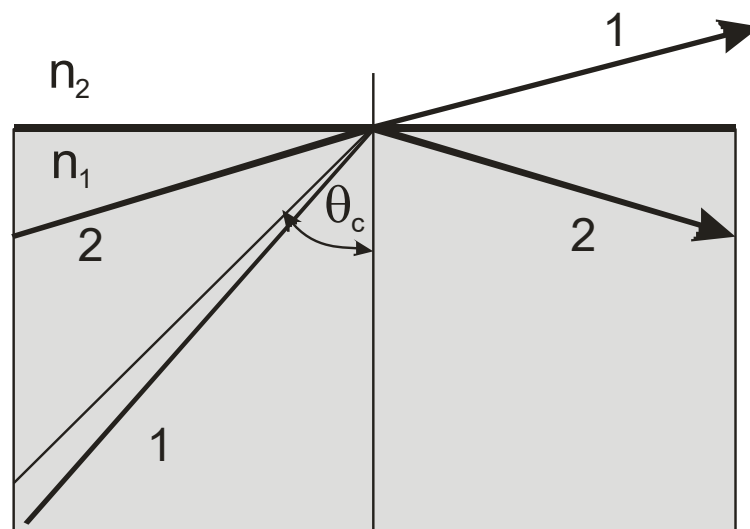


Рис. 1.1. Иллюстрация явления полного внутреннего отражения



При углах падения меньших критического угла  $\theta_c$ , где  $\theta_c$  – угол между направлением распространения луча и нормали к поверхности раздела сред, происходит преломление луча в соответствии с законом Снеллиуса (луч 1). При углах падения  $\theta > \theta_c$  наблюдается полное внутреннее отражение (луч 2). Критический угол  $\theta_c$  определяется соотношением:

$$\sin \theta_c = n_2/n_1 \quad (1.1).$$

В общем случае поперечное сечение оптического волокна представляет собой замкнутую область с показателем преломления  $n_1$ , окруженную средой с меньшим показателем преломления  $n_2$ . При этом предполагается, что длина волокна много больше характерного поперечного размера. За исключением специальных случаев поперечное сечение волокна является аксиально симметричным. В этом случае оптическое волокно может быть представлено в виде, схематически изображенном на рис. 1.2. То есть, оптическое волокно представляет собой цилиндр с показателем преломления  $n_1$ , окруженный цилиндрическим слоем с меньшим показателем преломления  $n_2$ . Область с высоким показателем преломления определяется как *сердцевина* волокна (core), а окружающий ее слой – как *отражающая оболочка* (cladding). Как правило, волокно имеет также внешнее защитное *покрытие*. За исключением специальных случаев покрытие не влияет на распространение излучения в волокне.

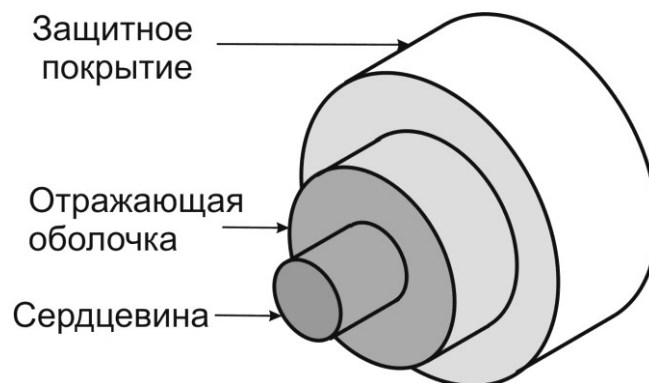


Рис. 1.2. Структура оптического волокна

При описании распространения излучения в оптических волокнах обычно оперируют не углами падения, а углами скольжения  $\varphi$ , отсчиты-

ваемыми от границы раздела сердцевинки и оболочки, или оси волокна. Тогда, с учетом преломления на границе воздуха и торца волокна, условием распространения лучей в оптическом волокне является:

$$\sin \varphi_c = n_1^2 - n_2^2 \approx \sqrt{2n_1(n_1 - n_2)}. \quad (1.2)$$

То есть, в волокне распространяются только лучи, имеющие при вводе угол скольжения меньший критического  $\varphi_c$ , определяемого соотношением (1.2). Величина  $\sin \varphi_c$  определяется как *числовая апертура NA* (numerical aperture).

Показатели преломления сердцевинки  $n_1$  и оболочки  $n_2$  не обязательно являются постоянными, а могут меняться по радиусу волокна  $r$ . Однако, как правило, вдали от центра показатель преломления оболочки имеет постоянное значение  $n_{cl}$ . Тогда можно ввести разность показателей преломления  $\Delta n$ :

$$\Delta n(r) = n(r) - n_{cl}, \quad (1.3)$$

и относительную разность:

$$\Delta(r) = \Delta n(r) / n_{cl}. \quad (1.4)$$

Радиальная зависимость разности показателя преломления материала, формирующего волноводную структуру, и оболочки  $\Delta n(r)$  определяется как *профиль показателя преломления* (refractive index profile). На рис. 1.3 представлены несколько типов модельных профилей показателя преломления.

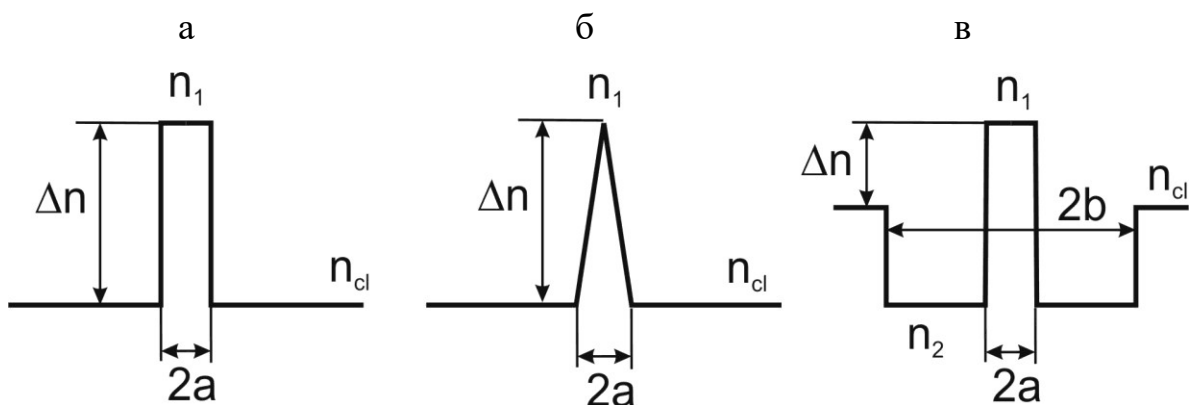


Рис. 1.3. Типы профилей показателя преломления: ступенчатый (а), градиентный (б), трехслойный (в)

Наиболее простым типом профиля является идеальный ступенчатый (а), который описывается следующим выражением:

$$n(r) = \begin{cases} n_1, r \leq a \\ n_{cl}, r > a \end{cases} \quad (1.5)$$

где  $a$  – радиус сердцевины.

В настоящее время реализованы волоконные оптические волокна на основе самых различных стеклообразных, поликристаллических и полимерных материалов. Тем не менее, основным материалом для создания волокон остается кварцевое стекло, представляющее собой стеклообразную двуокись кремния  $\text{SiO}_2$ . Для изменения показателя преломления кварцевого стекла и, соответственно, формирования профиля показателя преломления используется легирование добавками других соединений. На рис. 1.4 представлена зависимость изменения показателя преломления кварцевого стекла от концентрации легирующей примеси для ряда элементов и оксидов.

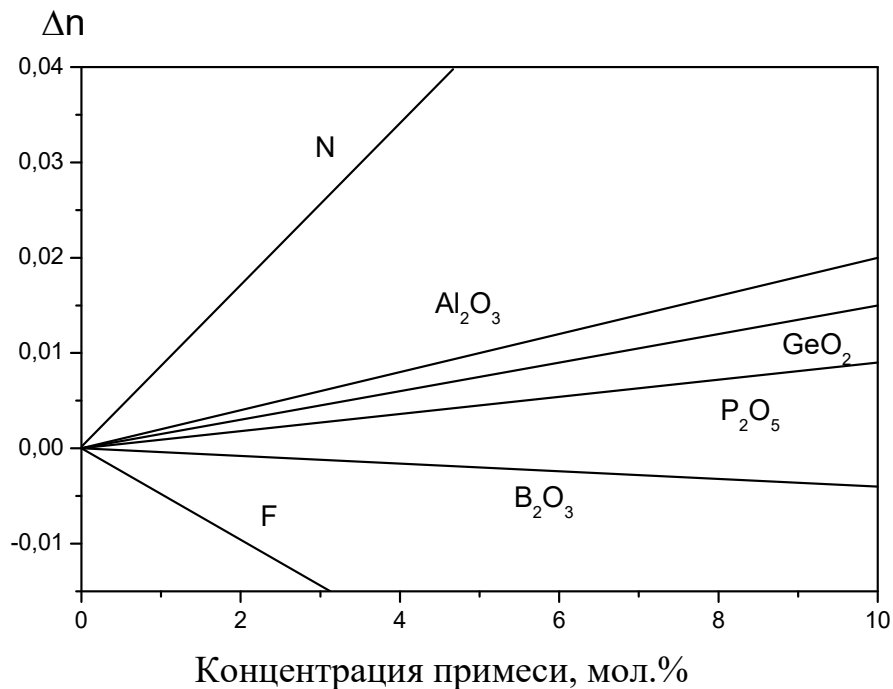
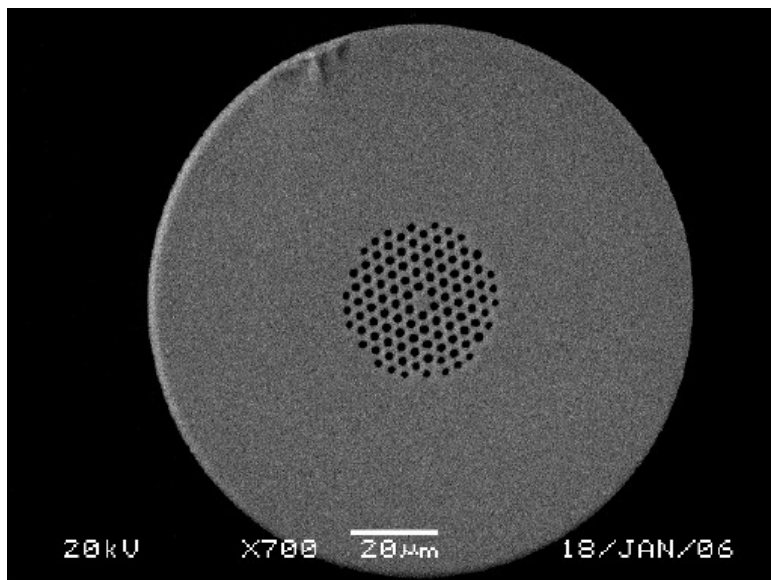


Рис. 1.4. Зависимость изменения показателя преломления кварцевого стекла от концентрации легирующей примеси

Выбор легирующих примесей обусловлен их хорошей растворимостью в кварцевом стекле, близостью теплофизических свойств и дру-

гими. Наибольшее распространение для повышения показателя преломления находит оксид германия  $\text{GeO}_2$ . Оксид алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$  широко используется при производстве активных волокон для волоконных усилителей и лазеров. Оксид фосфора  $\text{P}_2\text{O}_5$  применяется при нанесении отражающей оболочки, а также для получения волокон со специальными нелинейными свойствами. Волокна, легированные азотом  $\text{N}$ , позволяют изготавливать брэгговские волоконные решетки со специальными свойствами. Для понижения показателя преломления кварцевого стекла в основном применяется легирование фтором  $\text{F}$ . Добавка  $\text{V}_2\text{O}_5$  используется для производства волокон с сильным двулучепреломлением.



*Рис. 1.5. Поперечное сечение микроструктурированного волокна*

В то же время, полное внутреннее отражение может происходить и на границе стекла и воздуха. Этот факт используется в так называемых *микроструктурированных, или дырчатых оптических волокнах (holey fiber)*, получивших развитие в последнее время. На рис. 1.5 представлено

изображение торца такого световода, полученное с помощью электронного микроскопа.

В оболочку микроструктурированных волокон введены воздушные отверстия, эффективно понижающие общий показатель преломления оболочки, что и обеспечивает волноводный режим распространения излучения. При этом сердцевина волокна может быть изготовлена из чистого или легированного кварцевого стекла, а также из других оптических материалов. Для создания заготовки такой структуры используется два метода. В первом методе оболочка заготовки собирается из стеклянных капилляров вокруг сплошного стержня, являющегося серд-

цевинной заготовки. Во втором – производится сверление отверстий в монолитном стеклянном стержне.

Эффективный показатель преломления оболочки зависит от относительной площади оболочки занятой воздушными отверстиями. Разность показателей преломления сердцевины и оболочки может быть оценена из следующего соотношения:

$$\Delta n = (n_1 - 1)s, \quad (1.6)$$

где  $n_1$  – показатель преломления материала, из которого изготовлено волокно,  $s$  – доля площади оболочки, занимаемая воздушными отверстиями. Благодаря тому, что показатель преломления воздуха равен 1, величина  $\Delta n$  может достигать высоких значений. В свою очередь это приводит к появлению специальных волноводных и нелинейных свойств микроструктурированных оптических волокон.

При достаточно больших диаметрах сердцевины в оптическом волокне может распространяться большое количество мод, которые можно рассматривать как лучи, распространяющиеся под различными углами в пределах критического угла  $\varphi_c$ . По мере уменьшения диаметра сердцевины  $2a$  при сохранении условия слабой волноводности:

$$\Delta n/n \ll 1, \quad (1.7)$$

уменьшается количество мод распространяющихся по волокну и приближение лучевого распространения становится неприменимым и необходимо использовать волноводный анализ распространения излучения. В приближении слабой волноводности для цилиндрической геометрии волноводной структуры электрическая составляющая поля может быть представлена в виде:

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z, t) = \mathbf{E}(r, \varphi) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (1.8)$$

где  $r, \varphi, z$  – цилиндрические координаты,  $\omega$  – оптическая частота,  $\beta$  – постоянная распространения. Уравнение (1.8) описывает так называемые ТЕМ-моды, у которых для продольных компонент справедливо  $E_z \approx 0, H_z \approx 0$ .

Тогда для поперечных составляющих полей справедливо двумерное волновое уравнение:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) E(r, \varphi) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} E(r, \varphi) + (n^2(r)k^2 - \beta^2) E(r, \varphi) = 0, \quad (1.9)$$

где  $k$  – волновое число.

Введем постоянную разделения

$$k_r^2 = n^2 k^2 - \beta^2. \quad (1.10)$$

Тогда общее решение уравнения (1.9) может быть записано в виде: при  $r \leq a$  (внутри сердцевины):

$$E = AJ_m(k_r r) \cos m\varphi, \quad (1.11)$$

При  $r \geq a$  (в оболочке)

$$E = BK_m(jk_r r) \cos m\varphi, \quad (1.12)$$

где  $m$  – целое число,  $A$  и  $B$  – амплитудные коэффициенты,  $J_m$  и  $K_m$  – цилиндрические функции Бесселя и Ханкеля порядка  $m$ , соответственно.

Для того, чтобы связать параметры оптического волокна и рабочую длину волны с точки зрения волноводных свойств вводится нормированная частота  $V$ :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{2\Delta n n_2}. \quad (1.13)$$

Основная мода волокна  $HE_{11}$ , и первая высшая  $HE_{21}$ -мода описываются следующим скалярным уравнением:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial E}{\partial R} + \left( V^2 \left( \frac{\Delta n(R)}{\Delta n_{\max}} - B_\nu \right) - \frac{\nu}{R^2} \right) E = 0, \quad (1.14)$$

где  $R=r/a$  – нормированный радиус,  $\Delta n_{\max}$  – максимальное значение разности показателей преломления сердцевины и оболочки,  $E(R)$  – нормированное распределение поля,  $B_\nu$  – нормированная постоянная распространения,  $\nu = 0$  для  $HE_{11}$ -моды,  $\nu = 1$  для  $HE_{21}$ -моды.

Граничные условия имеют вид:

$$E(0) = 1, \frac{\partial E}{\partial R}(0) = 0 \quad (1.15)$$

для  $HE_{11}$ -моды и

$$E(0) = 0, \frac{\partial E}{\partial R}(0) = 1 \quad (1.16)$$

Физический смысл нормированной постоянной распространения ясен из следующего соотношения:

$$V\Delta n + n_2 = \beta / k. \quad (1.17)$$

То есть, данный параметр позволяет определить фазовую скорость света в среде с учетом выхода излучения в оболочку. Если предположить, что все излучение распространяется в сердцевине волокна, то  $V=1$ , при полном выходе излучения в оболочку и исчезновении волноводящих свойств –  $V=0$ .

Численное решение уравнения (1.14) позволяет рассчитать все основные волноводные характеристики волокна с произвольным профилем показателя преломления, включая и экспериментально измеренный профиль реального волокна.

Переход в чисто одномодовый режим распространения определяется отсечкой  $HE_{21}$ -моды, когда постоянная распространения этой моды сравнивается с постоянной распространения в оболочке

$$\beta_1 = kn_2. \quad (1.18)$$

В случае оптического волокна со ступенчатым профилем показателя преломления нормированная частота, соответствующая отсечке, составляет 2.405. При  $V < 2.405$  в волокне распространяется только  $HE_{11}$ -мода. Строго говоря, она может иметь различное состояние поляризации, и суперпозиция этих волн определяется как  $LP_{01}$ -мода. В свою очередь, в двухслойных волокнах  $HE_{11}$ -мода не имеет отсечки, однако при малых значениях  $V$  распространение этой моды может ограничиваться излучательными потерями из-за изгибов и микроизгибов волокна.

Радиальное распределение поля  $HE_{11}$ -моды описывается аналитическим решением:

$$E(R) = E_0 \begin{cases} \frac{J_0(uR)}{J_0(u)}, R \leq 1 \\ \frac{K_0(wR)}{K_0(w)}, R > 1 \end{cases}, \quad (1.19)$$

где  $J_0$  и  $K_0$  – функции Бесселя и Ханкеля нулевого порядка,  $u$  и  $w$  – параметры моды в сердцевине и оболочке, соответственно, связанные соотношением:

$$u^2 + w^2 = V^2. \quad (1.20)$$

Также можно записать

$$w^2/V^2 = B. \quad (1.21)$$

В области  $1.5 < V < 2.4$  справедлива аппроксимация:

$$w = 1.1428V - 0.996 \quad (1.22)$$

с точностью не хуже 0.2%.

В принципе использование данной аппроксимации позволяет построить распределение поля для разных значений нормированной частоты и определить основные волноводные характеристики оптического волокна, используя модель эквивалентного ступенчатого профиля, когда реальный профиль показателя преломления заменяется ступенчатым. Однако, более точным выглядит использование численного решения уравнения (1.15), при этом профиль может быть любым.

На рис. 1.6 представлены распределения поля в волокне со ступенчатым профилем для 3-х значений параметра  $V$ . Из рисунка видно, что по мере уменьшения нормированной частоты  $V$ , или увеличения длины волны  $\lambda$ , поля все сильнее выходит в оболочку волокна.

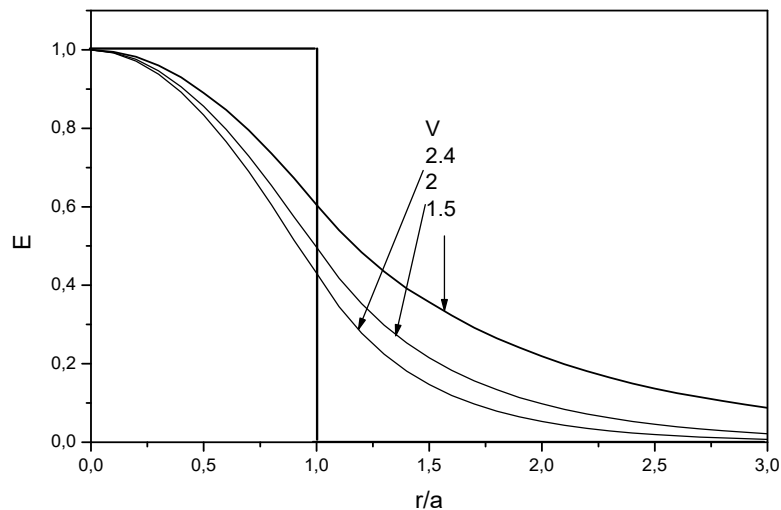


Рис. 1.6. Радиальное распределение поля моды для различных значений параметра  $V$

Численное решение уравнения (1.15) позволяет рассчитать нормированную постоянную распространения и распределение мощности по сечению волокна. На рис. 1.7 показана зависимость нормированной постоянной распространения  $B$  от параметра  $V$  (а) и соответствующая зависимость доли мощности излучения в сердцевине волокна  $P_c$  (б).



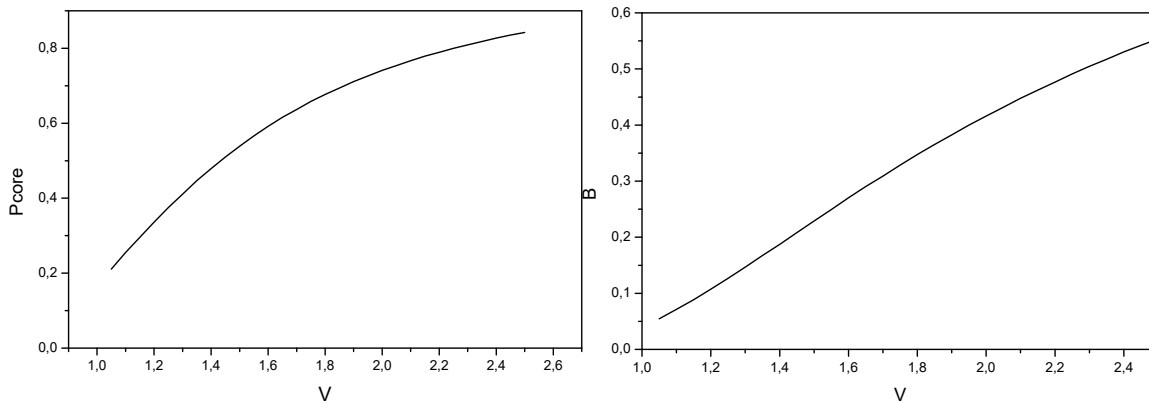


Рис. 1.7. Зависимость нормированной постоянной распространения  $B$  (а) и доли мощности излучения в сердцевине волокна  $P_c$  (б) от параметра  $V$

Для определения геометрических характеристик излучения в ОВС вводится понятие диаметра поля моды (mode field diameter) или радиуса. Существует несколько определений этой величины. Для прогнозирования оптических потерь при деформации оси волокна применяется определение радиуса поля моды.

$$w_m = \left( 2 \frac{\int_0^{\infty} E^2 r^3 dr}{\int_0^{\infty} E^2 r dr} \right)^{1/2}. \quad (1.23)$$

При расчете потерь на стыковку используется:

$$w_d = \left( 2 \frac{\int_0^{\infty} E^2 r dr}{\int_0^{\infty} \left(\frac{dE}{dr}\right)^2 r dr} \right)^{1/2}. \quad (1.24)$$

Кроме того, используется определение, связанное с гауссовой аппроксимацией распределения поля

$$E(r) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_e^2}\right), \quad (1.25)$$

где  $w_e$  – полуширина распределения поля по уровню  $1/e$ . Для данного определения в случае ступенчатого профиля показателя преломления

существует аппроксимационное выражение, связывающее радиус поля моды с радиусом сердцевины  $a$  в зависимости от нормированной частоты  $V$ :

$$w_e = a(0.65 + 1.619/V^{3/2} + 2.879/V^6). \quad (1.26)$$

На рис. 1.8 представлены зависимости радиуса поля моды в различных определениях от нормированной частоты.

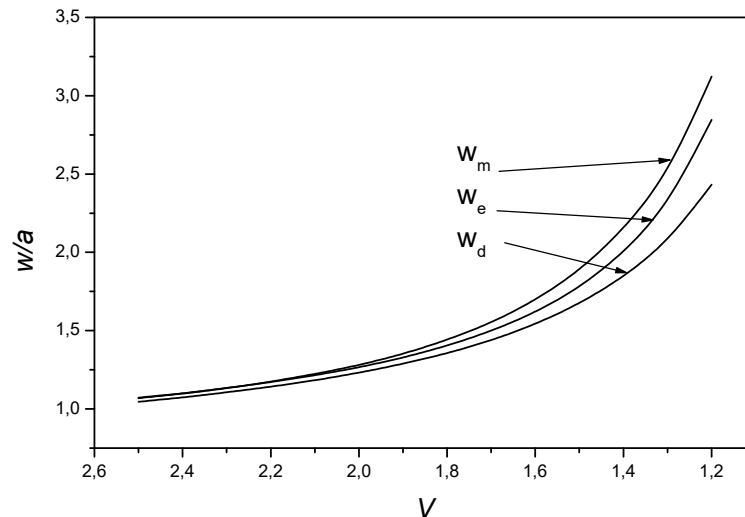


Рис. 1.8. Зависимости радиуса поля моды в различных определениях от нормированной частоты  $V$

Информация о радиусе поля моды используется для расчета плотности мощности излучения, распространяющегося по волокну, а также для оценки оптических потерь, возникающих при сварке различных волоконных компонентов лазера, имеющих различные диаметры поля моды.

В случае импульсных волоконных лазеров эволюция формы импульса во времени определяется хроматической дисперсией, возникающей вследствие того, что фазовая и групповая скорости распространения зависят от длины волны излучения.

Величина хроматической дисперсии на заданной длине волны определяется спектральной зависимостью групповой скорости света  $v_g(\lambda)$ , которая связана с фазовой скоростью  $v_p(\lambda)$ . В свою очередь, фазовая скорость света определяется соотношением:

$$v_p(\lambda) = c/n_{eff}, \quad (1.27),$$

где  $n_{eff}$  – эффективный показатель преломления:

$$n_{eff} = n_2 + B\Delta n . \quad (1.28)$$

Групповая скорость, определяющая скорость распространения пакета волн, описывается соотношением:

$$v_g(\lambda) = c/N_{eff}, \quad (1.29)$$

где  $N_{eff}$  – групповой показатель преломления, определяемый из соотношения

$$N_{eff} = n_{eff} - \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda} . \quad (1.30)$$

Тогда время распространения светового импульса  $\tau_g$  по волокну длиной  $L$  определяется соотношением:

$$\tau_g = \frac{L}{c} \left[ N_2 + (N_1 - N_2) \frac{d(VB)}{dV} \right], \quad (1.31)$$

где  $N_2$  и  $N_1$  – групповые показатели преломления оболочки и сердцевины, соответственно,  $c$  – скорость света в вакууме. Поскольку эти величины зависят от длины волны, также как и нормированная постоянная распространения  $B$ , время распространения светового импульса также является спектрально зависимой величиной. То есть, существует дисперсия групповых скоростей, или хроматическая дисперсия. Поэтому временная форма светового импульса изменяется при распространении по волокну, так как импульс характеризуется конечной спектральной шириной. Хроматическая дисперсия  $D(\lambda)$ , возникающая из-за спектральной зависимости показателя преломления, определяется соотношением:

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2(n_2 + B\Delta n)}{d\lambda^2} . \quad (1.32)$$

Результаты дифференцирования можно представить в виде составляющих

$$D(\lambda) = D_m(\lambda) + D_w(\lambda) + D_p(\lambda) + D_r(\lambda), \quad (1.33)$$

где  $D_m(\lambda)$  – материальная дисперсия,  $D_w(\lambda)$  – волноводная дисперсия,  $D_p(\lambda)$  – дисперсия профиля,  $D_r(\lambda)$  – остаточный малый член. Рассмотрим вклад данных составляющих.

Материальная дисперсия  $D_m(\lambda)$  обусловлена спектральной зависимостью показателя преломления материала оптического волокна. Для описания этой зависимости обычно используются формулы Зельмейера, содержащие три члена:

$$n^2 - 1 = \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_i^2)} . \quad (1.34)$$

В таблице 1 приведены значения коэффициентов Зельмейера для чистого кварцевого стекла  $\text{SiO}_2$  и двуокиси германия  $\text{GeO}_2$  – материалов, наиболее распространенных для изготовления световодов

Таблица 1

### Коэффициенты Зельмейера для $\text{SiO}_2$ и $\text{GeO}_2$

	$\text{SiO}_2$	$\text{GeO}_2$
$A_1$	0.6961663	0.80686642
$A_2$	0.4079436	0.71815848
$A_3$	0.8974794	0.85416831
$\lambda_1$ , мкм	0.0684043	0.068972606
$\lambda_2$ , мкм	0.1162414	0.15396605
$\lambda_3$ , мкм	9.896161	11.841931

Следует отметить, что приведенные коэффициенты являются аппроксимацией результатов измерения спектральной зависимости показателя преломления. Значения  $\lambda_i$  показывают, что данная зависимость определяется фундаментальными полосами поглощения, расположенными в ультрафиолетовой и дальней инфракрасной частях спектра. Следует отметить, что точного совпадения используемых для аппроксимации центров полос с реальными полосами поглощения, вообще говоря, нет.

Используя определение группового показателя преломления  $N$  можно получить выражение:

$$Nn - n^2 = \lambda^2 \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda_i^2}{(\lambda^2 - \lambda_i^2)^2} . \quad (1.35)$$

На рис. 1.9 представлены спектральные зависимости фазового и группового показателей преломления для стеклообразной двуокиси кремния  $\text{SiO}_2$ , рассчитанные с помощью уравнений (1.35) и (1.36).

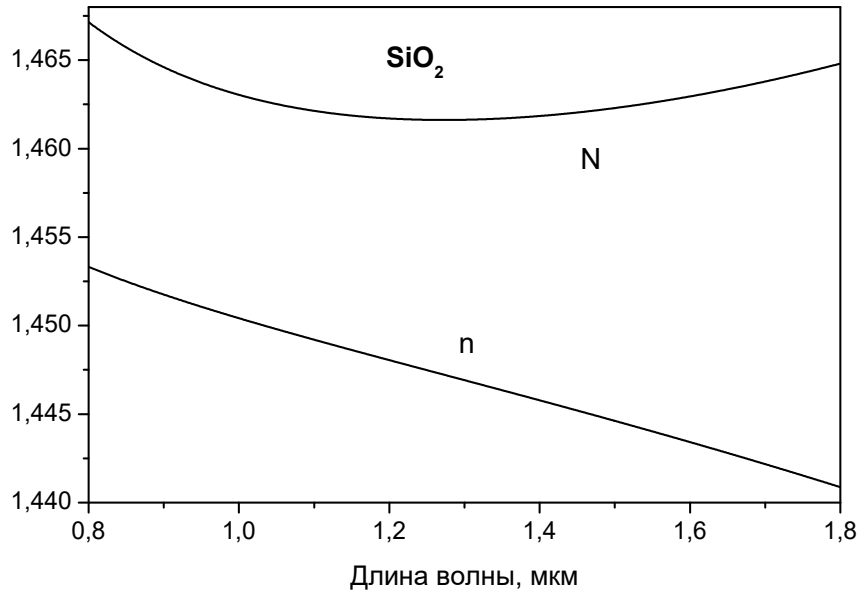


Рис. 1.9. Спектральные зависимости фазового и группового показателей преломления для стеклообразной двуокиси кремния  $\text{SiO}_2$

Дифференцируя выражения для группового преломления, находим коэффициент материальной дисперсии  $D_m$ :

$$D_m = \frac{\lambda}{cn} \left[ \frac{N(n - N)}{\lambda^2} + 4\lambda^2 \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda_i^2}{(\lambda^2 - \lambda_i^2)^3} \right]. \quad (1.36)$$

На рис. 1.10 представлена спектральная зависимость материальной дисперсии для стеклообразной двуокиси кремния  $\text{SiO}_2$  (кривая 1). Из приведенных данных видно, что в области длины волны 1.28 мкм материальная дисперсия для кварцевого стекла принимает нулевое значение.

Приведенные данные справедливы для материала оболочки волокна, либо для случая волокон с сердцевиной на основе чисто кварцевого стекла и фторированной оболочкой. В то же время, для большинства волокон используется дополнительное легирование материала сердцевины. Наибольшее распространение нашла добавка  $\text{GeO}_2$  с концентрацией от нескольких до нескольких десятков молярных процентов. Для расчета показателей преломления и материальной дисперсии стекла состава

$\text{SiO}_2/\text{GeO}_2$  используется линейная комбинация коэффициентов Зельмейера для стеклообразных двуокиси кремния и двуокиси германия:

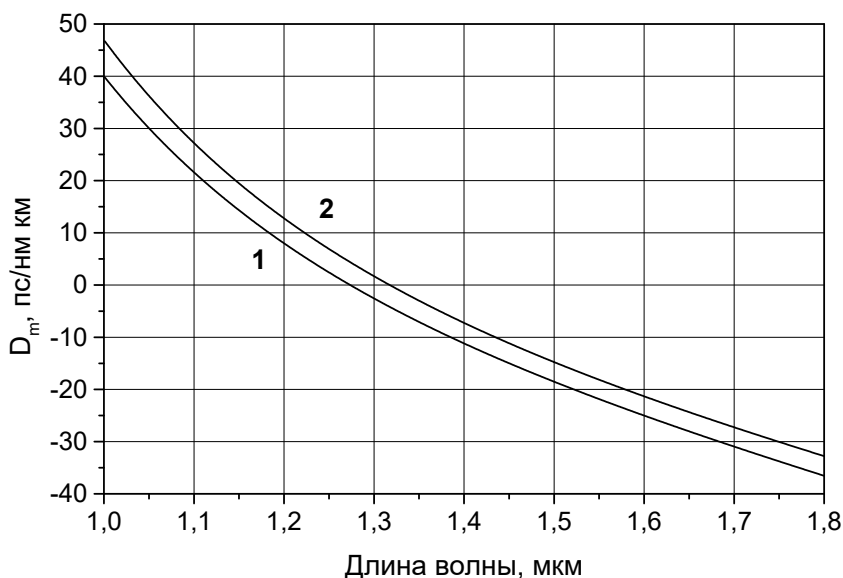


Рис. 1.10. Спектральная зависимость материальной дисперсии для стеклообразной двуокиси кремния  $\text{SiO}_2$  (1) и при легировании 10 мол. %  $\text{GeO}_2$  (2)

$$A_i(\text{SiO}_2/\text{GeO}_2) = A_i(\text{SiO}_2) + X(A_i(\text{GeO}_2) - A_i(\text{SiO}_2))$$

$$\lambda_i(\text{SiO}_2/\text{GeO}_2) = \lambda_i(\text{SiO}_2) + X(\lambda_i(\text{GeO}_2) - \lambda_i(\text{SiO}_2)), \quad (1.37)$$

где  $A_i(\text{SiO}_2/\text{GeO}_2)$  и  $\lambda_i(\text{SiO}_2/\text{GeO}_2)$  – коэффициенты Зельмеера для легированного кварцевого стекла,  $A_i(\text{SiO}_2)$  и  $\lambda_i(\text{SiO}_2)$  – коэффициенты Зельмеера для стеклообразной двуокиси кремния,  $A_i(\text{GeO}_2)$  и  $\lambda_i(\text{GeO}_2)$  – соответствующие коэффициенты для стеклообразной двуокиси германия,  $X$  – относительная молярная доля  $\text{GeO}_2$ . То есть, при легировании двуокиси кремния двуокисью германия коэффициенты Зельмейера изменяются линейно в соответствии с относительной молярной концентрацией двуокиси германия.

На рис. 1.11 (кривая 2) представлена спектральная зависимость материальной дисперсии для кварцевого стекла, легированного  $\text{GeO}_2$  с концентрацией 10 молярных %. Из рисунка видно, что в этом случае длина волны нулевой материальной дисперсии сдвигается в область длины волны 1,32 мкм. Следует отметить, что данная концентрация  $\text{GeO}_2$  близка к максимальной концентрации, используемой в активных волокнах.

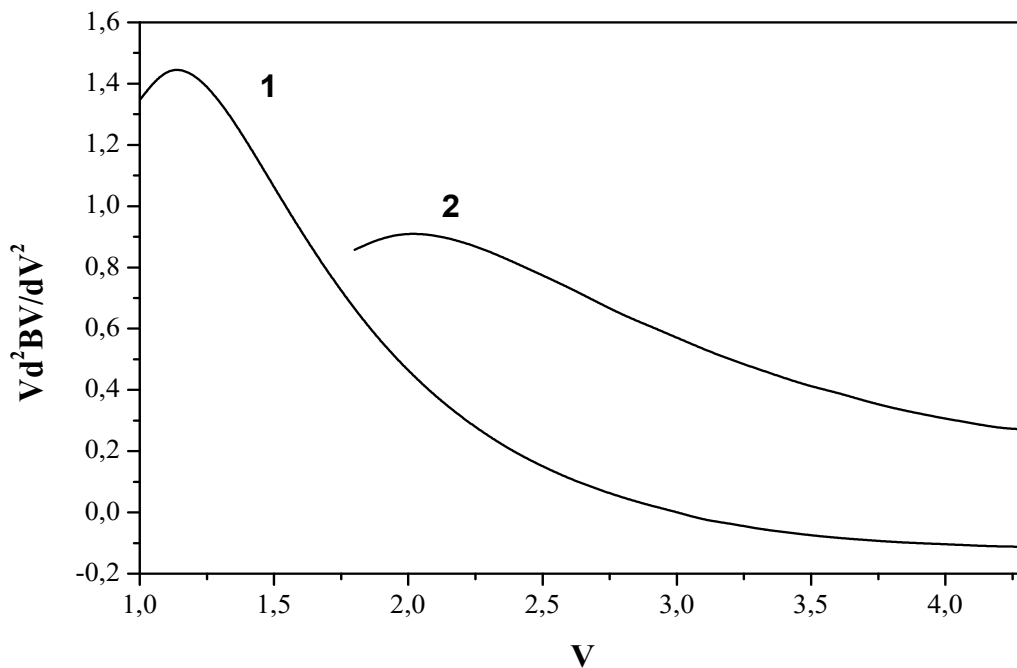


Рис. 1.11. Зависимости  $Vd^2(BV)/dV^2$  от  $V$  для ступенчатого (1) и треугольного (2) профилей показателя преломления сердцевины

При определении материальной дисперсии в случае оптического волокна необходимо принимать во внимание тот факт, что свет распространяется как по сердцевине, так и по оболочке волокна, имеющих различные характеристики материальной дисперсии. В этом случае учитываются вклады дисперсии различных частей сечения световедущей структуры в соответствии с долей оптической мощности, распространяющейся в этих частях.

Волноводная дисперсия  $D_w(\lambda)$  возникает из-за спектральной зависимости распределения поля и скорости распространения излучения по волокну. Величина волноводной дисперсии может быть рассчитана по профилю показателя преломления волокна с использованием соотношения:

$$D_w(\lambda) \approx \frac{\Delta n}{c\lambda} \left( \frac{N_1}{n_1} \right)^2 V \frac{d^2(BV)}{dV^2}. \quad (1.38)$$

Вторая производная постоянной распространения, фигурирующая в этом выражении, может быть получена при дифференцировании вол-

новодной составляющей групповой задержки  $d(BV)/dV$ , для которой, в свою очередь, справедливо выражение:

$$\frac{dBV}{dV} = 2 \frac{\int_0^{\infty} \frac{\Delta n(r)}{\Delta n_{\max}} E^2(r) r dr}{\int_0^{\infty} E^2(r) r dr}, \quad (1.39)$$

где  $\Delta n(r)$  и  $\Delta n_{\max}$  – радиальное распределение разности показателей преломления сердцевины и оболочки и его максимальное значение, соответственно.

Вид зависимости  $d^2(BV)/dV^2$  от нормированной частоты  $V$  определяется формой профиля показателя преломления. Соответственно, и спектральная зависимость второй производной постоянной распространения по нормированной частоте  $V$  определяется формой профиля. На рис. 1.11 эти зависимости представлены для ступенчатого (1) и треугольного (2) профилей показателя преломления сердцевины.

Из рисунка видно, что для градиентного профиля вторая производная постоянной распространения достигает существенно меньшей величины. Поэтому, как следует из выражения (1.39), для получения одинаковых значений волноводной дисперсии в волокнах с градиентным профилем необходимо увеличивать значение  $\Delta n_{\max}$  по сравнению со случаем ступенчатого профиля показателя преломления сердцевины.

Дисперсия профиля  $D_p(\lambda)$  определяется различным характером спектральной зависимости показателей преломления материалов сердцевины и оболочки. То есть, при ее учете принимается во внимание тот факт, что разность показателей преломления  $\Delta n$ , вообще говоря, зависит от длины волны. Для активных волокон с характерным содержанием  $\text{GeO}_2$  в сердцевине, составляющим 4-6 молярных %, в области 1.3 мкм дисперсия профиля пренебрежимо мала, а в области 1.55 мкм не превышает 1 пс/нм км. Остаточный член  $D_r(\lambda)$  в разложении (1.34) по порядку величины меньше дисперсии профиля и обычно во внимание не принимается.



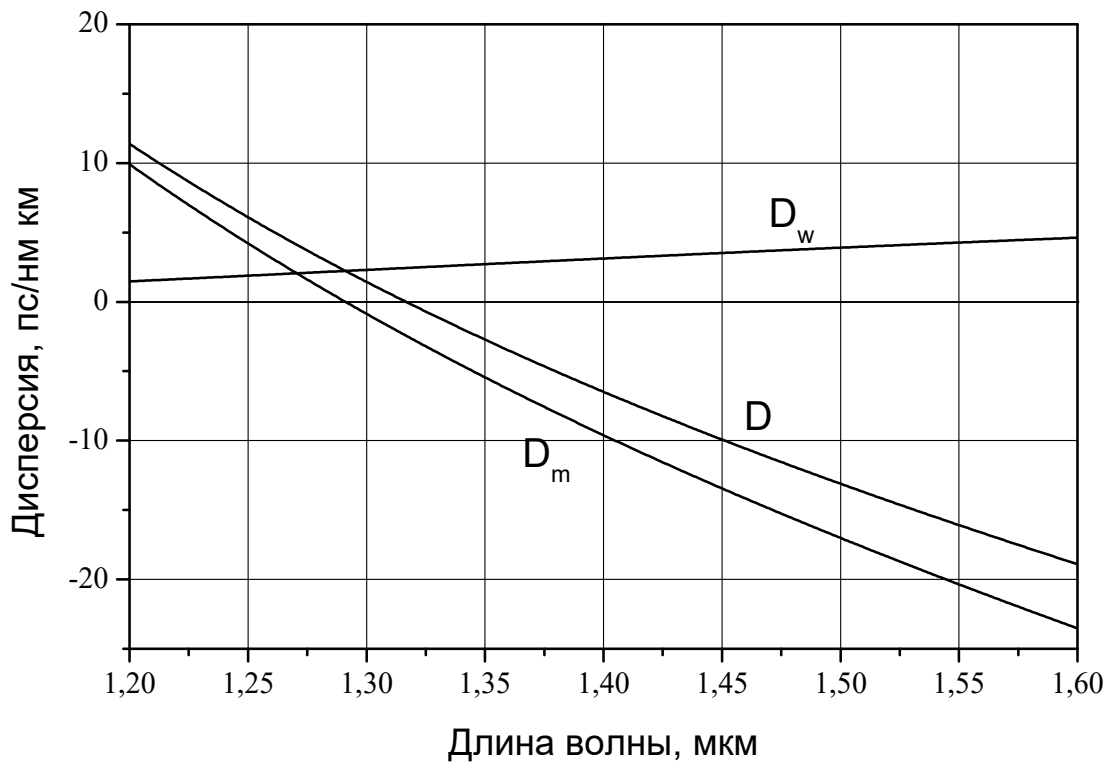


Рис. 1.12. Спектральные зависимости материальной  $D_m$ , волноводной  $D_w$  и суммарной  $D$  дисперсии

Для составов стекла, наиболее распространенных для формирования профиля показателя преломления активных волокон, материальная дисперсия  $D_m$  слабо зависит от параметров волокна, а дисперсия профиля  $D_p$  незначительна. В то же время, волноводная дисперсия существенно зависит, как от разности показателей преломления сердцевины и оболочки, так и диаметра сердцевины световода. Это обусловлено тем, что значение  $D_w(\lambda)$  прямо пропорционально величине  $\Delta n$ , а значение радиуса сердцевины  $a$  (совместно с  $\Delta n$ ) определяет соотношение между длиной волны и нормированной частотой, а, значит, и значение  $d^2(BV)/dV^2$  для заданной длины волны.

При небольших разностях показателей преломления сердцевины и оболочки ( $\Delta n \sim 3 \cdot 10^{-3}$ ), вклад волноводной дисперсии  $D_w$  также невелик. На рис.1.12 представлены спектральные зависимости материальной, волноводной и суммарной дисперсии для волокна со ступенчатым профилем показателя преломления и следующими параметрами  $\Delta n = 4 \cdot 10^{-3}$ ,  $2a = 9$  мкм,  $\lambda_c = 1,27$  мкм. Дисперсия профиля в данном случае составляет доли пс/нм км и не учитывалась. Из приведенных результатов видно,

что волноводная дисперсия оказывает влияние спектральную зависимость суммарной хроматической дисперсии, однако вклад ее относительно невелик. Так, длина волны нулевой хроматической дисперсии  $\lambda_0$  смещается примерно на 0.03 мкм.

Таким образом, использование оптического волокна в качестве активной среды лазера определяет следующие специфические свойства таких лазеров.

- Волноводный характер распространения излучения накачки и сигнала препятствует возникновению дифракционных потерь.
- Волноводные свойства определяют модовый состав и качество выходного пучка. В одномодовом режиме распределение интенсивности на выходе лазера практически гауссово.
- Параметры волокна определяют перекрытие излучения накачки и сигнала с областью, легированной активным элементом. В случае, когда активным элементом легирована только сердцевина волокна, значительная часть оптической мощности может распространяться вне активной области.
- Временная эволюция коротких импульсов в волокне определяется хроматической дисперсией, которая, в свою очередь, определяется длиной волны и параметрами оптического волокна.

## §2. Активные оптические волокна

Под активными оптическими волокнами мы будем понимать волокна, в материал которых введены элементы, обладающие оптическими переходами в видимой и ИК – области спектра.

Так же как и в случае твердотельных лазерных источников, наибольшее распространение в качестве активных легирующих добавок активных волокон нашли ионы лантаноидов, или редких земель. Специфические оптические свойства данных элементов определяются тем, что для них характерна достройка внутренней f-оболочки, когда уже заполнились внешние оболочки. Наличие незаполненной внутренней оболочки приводит к появлению ярко выраженной дискретной структуры электронных переходов, которая и обуславливает применение ионов редко-

земельных элементов в качестве активной примеси. На рис. 1.13 представлены схемы уровней редкоземельных элементов.

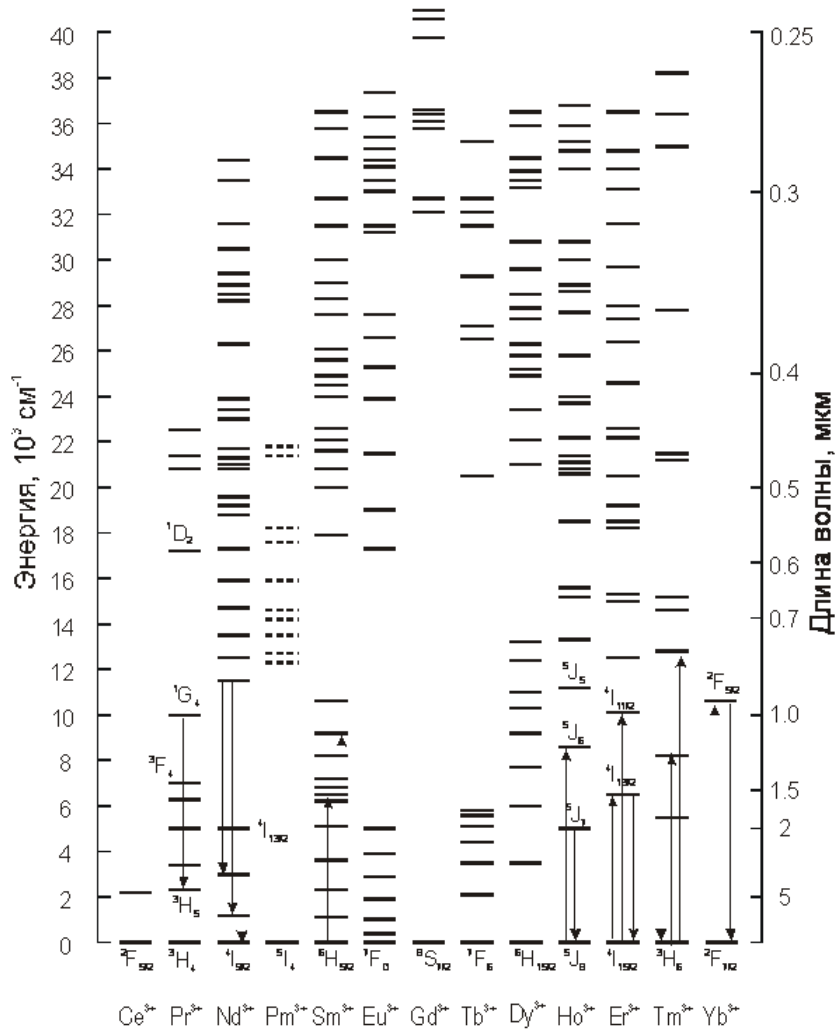


Рис. 1.13. Схема уровней редкоземельных элементов

Применимость активного иона для легирования волокон на основе кварцевого стекла определяется следующими факторами: во-первых, активный ион должен иметь излучательный переход в ближней ИК-области спектра, где кварцевое стекло наиболее прозрачно. Во-вторых, в кварцевом стекле энергия фононов составляет  $1100 \text{ cm}^{-1}$ , поэтому наличие энергетических уровней с малым энергетическим зазором внутри оптического перехода приводит к безызлучательной релаксации, препятствуя появлению люминесценции. Поэтому, в качестве активной примеси оптических волокон на основе кварцевого стекла наибольшее распространение нашел ряд элементов, приведенных в таблице 2. Там

же приведены данные об области люминесценции этих активных ионов. Волокна, легированные ионами элементов, имеющие набор энергетических уровней в ближней ИК-области, могут использоваться в качестве волоконных фильтров, насыщающихся поглотителей, оптических предохранителей и пр. Отметим, что в оптических волокнах на основе стекол другого состава, в частности флюоридных и халькогенидных, возможным является получение лазерной генерации с использованием и других активных ионов, в частности, празеодима или диспрозия. Однако технология таких волокон сложна, а сами они мало совместимы с распространенными кварцевыми волокнами. Поэтому широкого распространения они не нашли.

Помимо волокон, легированных ионами редкоземельных элементов, в последние несколько лет активно исследуются оптические волокна, активированные ионами такого переходного металла, как висмут  $\text{Bi}$ .

Таблица 2

#### Активные примеси, используемые в волоконных лазерах

Активный ион	$\text{Nd}^{3+}$	$\text{Ho}^3$	$\text{Er}^{3+}$	$\text{Tm}^{3+}$	$\text{Yb}^{3+}$
Область люминесценции, мкм	0.92-0.94, 1.05-1.1	1.9-2.1	1.53-1.6	1.7-1.9	0.98-1.2

Для получения активных волокон используются практически все развитые в настоящее время технологии: MCVD (модифицированное осаждение из газовой фазы), VAD (аксиальное осаждение), OVD (внешнее осаждение) и другие. Для легирования заготовки активного волокна редкоземельными элементами также нашел применение ряд методов. Наиболее распространенным из них является метод пропитки (*solution doping technique*) в сочетании с MCVD-методом. Процесс изготовления заготовки активного волокна MCVD методом с легированием активной добавкой из раствора делится на несколько этапов. На первом этапе происходит осаждение защитной оболочки. Как правило, в качестве защитной оболочки используется кварцевое стекло с добавками оксида фосфора  $\text{P}_2\text{O}_5$  и фтора  $\text{F}$ . Исходными материалами являются хлорид кремния  $\text{SiCl}_4$ , оксихлорид фосфора  $\text{POCl}_3$  и фреон-113  $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$ . Во время проведения процесса происходит окисление хлоридов и соответствующие оксиды образуют стекло, состав которого определяется соста-

вом исходной парогазовой смеси. Добавка оксида фосфора используется для понижения температуры процесса, а добавка фтора позволяет компенсировать увеличение показателя преломления, возникшее при легировании оксидом фосфором. Следует отметить, что эта стадия практически не отличается от процесса осаждения оболочки неактивных волокон.

На втором этапе происходит осаждение пористого слоя сердцевинны. Как правило, в качестве исходных соединений используются хлорид кремния и хлорид германия. За счет понижения температуры процесса на внутреннюю поверхность кварцевой трубки осаждается порошок кварцевого стекла с добавкой оксида германия. Температура горелки выбирается таким образом, чтобы обеспечить приплавление образующегося порошка к опорной трубе, не спекая его в слой стекла. (спекание, отслаивание из-за недостаточной адгезии).

Для легирования материала сердцевинны активной добавкой используется пропитка пористого слоя водным или спиртовым раствором солей редкоземельных элементов. Концентрация добавки, введенная в сердцевину заготовки, определяется, как параметрами пористого слоя, так и концентрацией редкоземельного элемента в растворе. На этом же этапе дополнительно может быть введена добавка алюминия, используя раствор, содержащий как соль активного элемента, так и соль алюминия. Как правило, в качестве исходных солей используются нитраты и хлориды данных элементов.

После пропитки производится осушка пористого слоя с использованием потока кислорода, проходящего через трубчатую заготовку. При этом происходит удаление растворителя. После осушки производится спекание пористого слоя при повышенной температуре. Исходные соединения активных добавок и алюминия окисляются, и соответствующие оксиды включаются в состав сетки стекла сердцевинны. На последнем этапе происходит схлопывание трубчатой заготовки в сплошной стержень, из которого вытягивается волокно.

Другой способ легирования основан на использовании летучих соединений редкоземельных элементов. При этом, как правило, используются металлоорганические соединения. Для увеличения давления паров соединение подвергается нагреву. В данном способе достаточно легко

может быть увеличено количество легированных слоев заготовки, а также проведено легирование заданной области волноводной структуры. Можно также отметить метод, использующий непосредственное легирование распылением наночастиц редкоземельной примеси в зону осаждения стекла (*DND – direct nanoparticle deposition*).

В принципе максимальная концентрация легирующей примеси в стекле ограничена его растворимостью и проявлением разделения фаз при концентрациях добавки на уровне  $10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Однако уже при уровне  $10^{19}$ - $10^{20}$  см<sup>-3</sup> начинает проявляться явление кластеризации активных ионов, состоящее в том, что часть активных ионов располагается достаточно близко друг к другу и может обмениваться энергией. Относительная доля кластеризованных ионов возрастает с ростом их абсолютной концентрации. При возбуждении двух редкоземельных ионов, находящихся в кластере, на метастабильный уровень происходит передача энергии от одного иона к другому. В результате один из ионов переходит на более высокий энергетический уровень, а другой – безизлучательно релаксирует на основной уровень. Таким образом, половина ионов, входящих в кластеры (если считать, что кластеры состоят только из двух активных ионов), находится на основном уровне вне зависимости от мощности накачки и не участвует в процессе усиления и генерации. Данное явление определяется как *кооперативная апконверсия*. В результате возникают потери, как мощности накачки, так и сигнала генерации, поскольку большинство лазеров работает по трехуровневой схеме.

Схема процесса на примере ионов эрбия показана на рис. 1.14. Следует отметить, что дополнительное легирование оксидом алюминия позволяет снизить вероятность кластеризации. Поэтому сердцевина активных волокон, как правило, имеет в своем составе Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. На рис. 1.15 представлена зависимость доли ионов k, безизлучательно релаксирующих на основной уровень, от концентрации ионов Er<sup>3+</sup> для волокон с концентрацией алюминия более 7 мол % (1), и для волокон с концентрацией алюминия менее 4 мол % (2). Как видно из рисунка, увеличение концентрации алюминия позволяет снизить вероятность кластеризации.

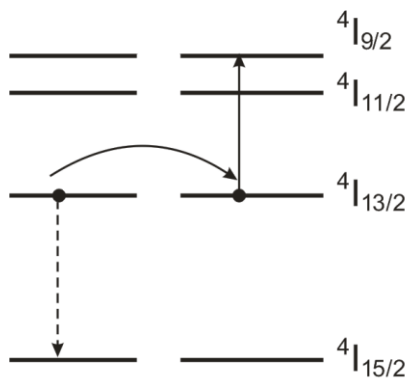


Рис. 1.14. Схема процесса кооперативной апконверсии для ионов эрбия

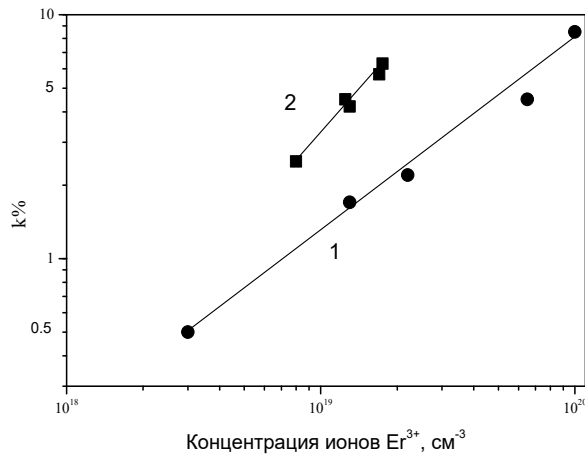


Рис. 1.15. Зависимость доли ионов  $k$  от абсолютной концентрации для двух концентраций добавки алюминия

К особенностям активных волокон следует отнести то, что в ряде случаев их оболочка может иметь специальную конструкцию. Так, широкое распространение нашли волокна с двойной оболочкой, позволяющие использовать для накачки полупроводниковые источники с широкой излучающей площадкой. Такие волокна обычно состоят из трех слоев: одномодовой сердцевины, легированной как активной примесью редкоземельного элемента, так и примесями, формирующими профиль показателя преломления; внутренней кварцевой оболочки; внешней полимерной оболочки с показателем преломления, пониженным по сравнению с кварцевым стеклом. Внутренняя кварцевая оболочка имеет типичный размер 0.1-1 мм, что обеспечивает возможность ввода излучения накачки от полупроводниковых источников с мощностью от нескольких до нескольких десятков Ватт. Полимеры, используемые в настоящее время, обеспечивают апертуру внешнего волновода на уровне 0.4-0.6. Модельный профиль показателя преломления данных волокон представлен на рис. 1.16 а. При распространении по кварцполимерному волокну излучение накачки поглощается активными ионами редкоземельного элемента, вызывая люминесценцию, которая при наличии обратной связи может развиваться в лазерную генерацию. При этом область генерации оказывается локализованной в одномодовой сердцевине, то есть ее характерный поперечный размер составляет 5-30 мкм. Принцип преобразования многомодового излучения накачки в одномодовое излучение волоконного лазера иллюстрируется на рис. 1.16 б.

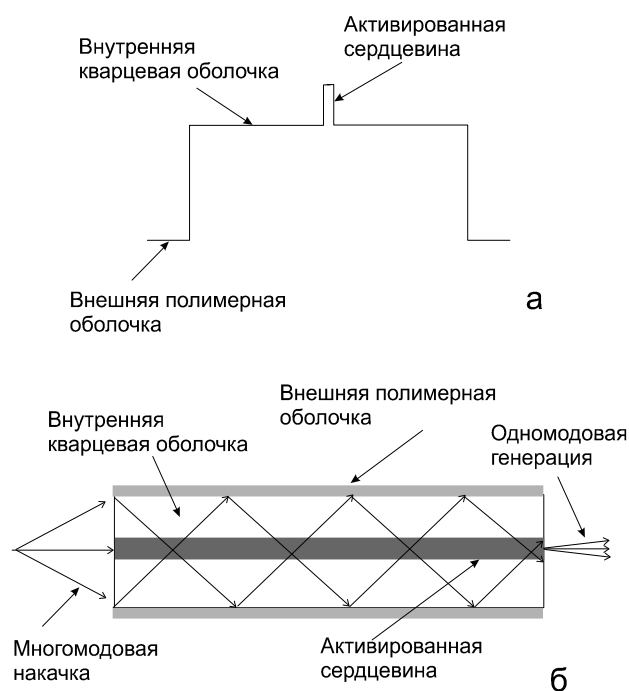
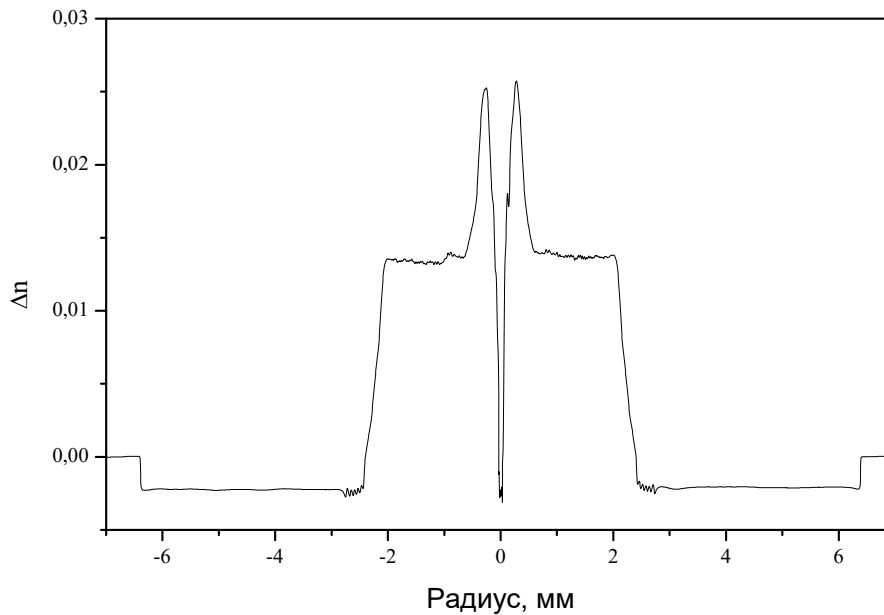


Рис. 1.16. Модельный профиль показателя преломления (а) и иллюстрация преобразования многомодового излучения накачки в одномодовое излучение волоконного лазера (б)

Для обеспечения эффективной связи мод оболочки с сердцевиной необходимо использовать волокна с некруглой геометрией внутренней оболочки, поскольку в волокнах с циркулярной формой внутренней оболочки большая доля мощности распространяется в модах, не пересекающих область сердцевины. Эффективность поглощения близкая к 100% достигается в волокнах, имеющих D-образную форму с одной сошлифованной гранью, прямоугольную, квадратную, шести- или восьмигранную. D-образная форма выглядит наиболее простой для изготовления, поскольку требуется сошлифовка лишь одной грани заготовки. Однако, сварка с низкими потерями такого волокна с круглыми волокнами представляется затруднительной из-за его асимметричной формы. Поэтому обычно используются волокна с симметричной формой оболочки. Волокна с D-образной формой обычно используются в случаях, когда не предусматривается их сваривание с другими волоконно-оптическими компонентами.



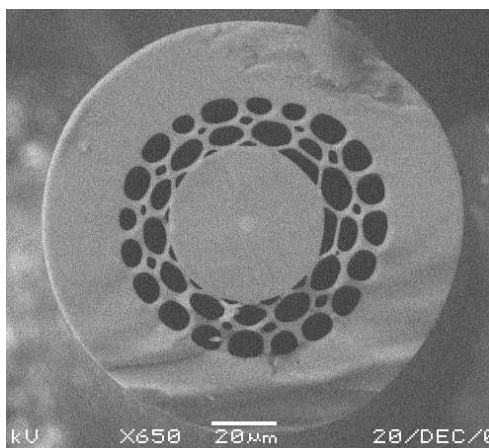


*Рис. 1.17. Профиль показателя преломления заготовки волокна со стеклянными отражающими оболочками*

Волноводная структура для распространения накачки может также формироваться за счет использования стекол различного состава. Так, на рис. 1.17 показан профиль показателя преломления заготовки волокна со стеклянной двойной оболочкой. Внутренняя оболочка в данном случае образована кварцевым стеклом, легированным двуокисью германия, а внешняя – чистым кварцевым стеклом. Полимерное покрытие в данном случае играет роль лишь защиты волокна. Как правило, такие волокна имеют сравнительно небольшое значение числовой апертуры для ввода накачки – 0.2-0.3, ограниченное технологическими возможностями осаждения высоколегированного кварцевого стекла. Примерно такие же значения достигаются при использовании внешнего осаждения на поверхность заготовки фторированного стекла с пониженным показателем преломления. К достоинствам таких волокон относится низкий уровень оптических потерь для излучения накачки, возможность использования стандартного полимера для покрытия, отсутствие влияния дефектов покрытия на распространение накачки.

Значительно большее значение апертуры внутренней оболочки, составляющей  $NA=0.5-0.9$  достигается в случае микроструктурированной отражающей оболочки, так как она образуется воздушными отверстиями. Числовая апертура таких световодов ограничивается вытекани-

ем мод высших порядков через перемишки, поддерживающие внутреннюю оболочку. Характерное значение этой величины составляет  $NA=0.5-0.9$ . Это позволяет увеличить плотность накачки в несколько раз по сравнению с предыдущей конструкцией световода при использовании идентичных источников накачки.



*Рис. 1.18. Волокно с воздушной отражающей оболочкой*

Разновидностью волокна с двойной оболочкой являются GTWave-волокна, или волокна с многокомпонентной оболочкой. Специфика GTWave-волокна заключается в том, что он представляет собой два и более оптических волокна с общим полимерным покрытием, имеющим пониженный по сравнению с кварцем показатель преломления. Модельный профиль показателя преломления GTWave-волокна представлен на рисунке 1.19 а. Одно из волокон (активное) имеет сердцевину, легированную ионами иттербия, а остальные (пассивные) – представляют собой перетянутый стержень из высокочистого кварцевого стекла. Излучение накачки от полупроводниковых излучателей вводится в пассивные волокна.

Принцип распространения излучения накачки и возникновения излучения в активной сердцевине показан на рис. 1.19 б. При распространении по пассивным волокнам излучение накачки переходит в активное волокно, при этом отношение мощностей накачки в волокнах определяется соотношением площадей их оболочек. В активном волокне излучение накачки поглощается активными ионами редкоземельного элемента, вызывая люминесценцию и лазерную генерацию. Поглощение части накачки в его сердцевине компенсируется дополнительной перекачкой излучения из пассивных волокон, необходимой для поддержания постоянного отношения мощностей накачки в активном и пассивных волокнах. Отличительной особенностью GTWave-волокна является то, что активное волокно не используется для ввода излучения накачки, что обеспечивает оптическую развязку волоконного лазера и источника на-

качки. Кроме того, наличие одного и более пассивных волокон позволяет значительно увеличивать мощность вводимого излучения накачки, так как становится возможным присоединять источники накачки к каждому выходу пассивного волокна.

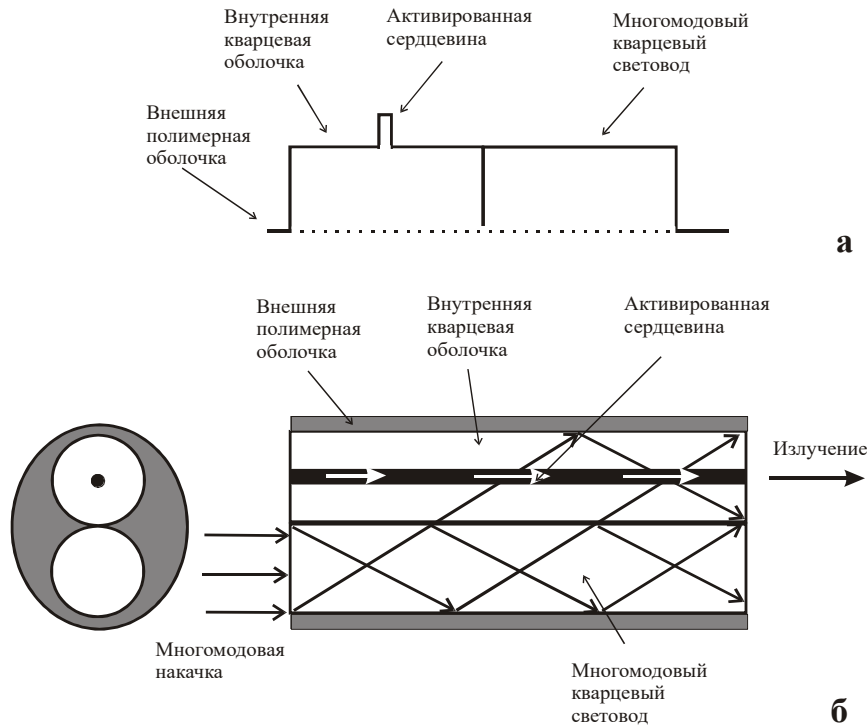


Рис. 1.19. GTWave-волокно: а – модельный профиль преломления; б – иллюстрация перехода многомодовой накачки в активный световод и преобразования в одномодовое излучение волоконного лазера

Таким образом, можно утверждать, что для активных оптических волокон характерно следующее.

- Современные технологии производства оптических волокон позволяют получать волокна, легированные различными редкоземельными элементами.
- Из-за большой энергии фонона в кварцевом стекле получение генерации возможно лишь для части редкоземельных элементов, а именно неодима, гольмия, эрбия, тулия, иттербия.
- Для ряда применений необходимо изготовление волокон с двойной оболочкой, при этом возможны различные способы ее создания.

### §3. Измерение характеристик активных волокон

Волноводные и материальные свойства активных волокон во многом определяют схему и характеристики волоконных лазеров на их основе. Поэтому важным является выбор методик и измерение параметров активного волокна. После получения заготовки производится измерение профиля показателя преломления в заготовке. На рис. 1.20 показан соответствующий профиль, измеренный в заготовке, изготовленной по

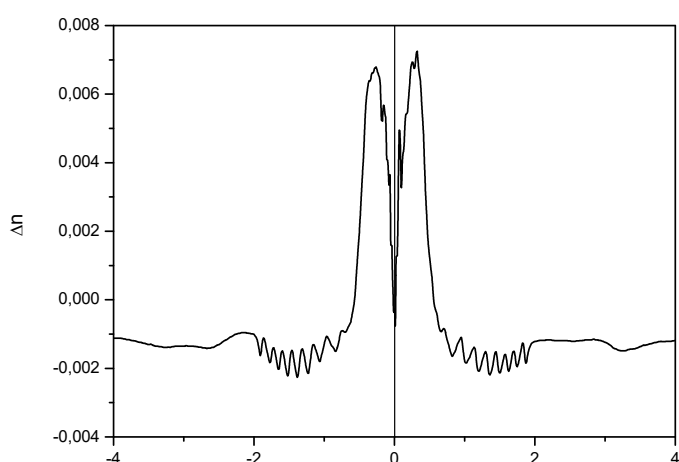


Рис. 1.20. Профиль показателя преломления заготовки активного волокна

MCVD-методу с легированием из раствора.

Численное решение уравнения (1.15) с использованием измеренного профиля показателя преломления позволяет в безразмерных единицах определить основные волноводные параметры — нормированную частоту отсечки первой высшей моды  $V_c$ , распределение поля для

различных значений  $V$ , спектральную зависимость отношения диаметра поля моды к диаметру заготовки, нормированную постоянную распространения  $B$  и ее производные и пр. Для перехода к абсолютным значениям необходимо использовать абсолютное значение  $\Delta n_{\max}$  и ввести коэффициент трансформации геометрических размеров при вытяжке волокна. Полагается, что в процессе вытяжки профиль показателя преломления не деформируется, что, вообще говоря, верно при относительно небольших концентрациях добавок, формирующих профиль.

Другая информация, которая может быть получена из исследования заготовки, это измерение концентраций легирующих примесей и их распределения по сечению заготовки. С этой целью используется электронный микроскоп с блоком микроанализа. На рис.1.21 представлены радиальные распределения гольмия и алюминия в заготовке активного волокна. К трудностям данного метода следует отнести сложность ис-

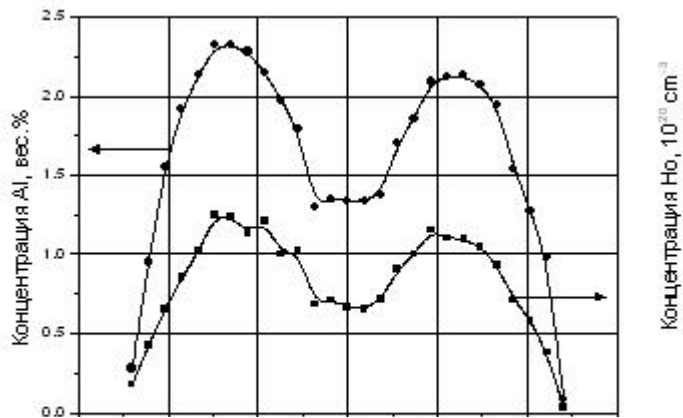


Рис. 1.21. Радиальное распределение легирующих примесей в заготовке активного волокна.

пользуемой аппаратуры и необходимость изготовление тонких поперечных срезов заготовки. Кроме того, трудно ожидать высокой точности измерений при уровнях концентрации примеси менее  $10^{18}$ - $10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Следует отметить, что как профиль показателя

преломления, так и концентрация легирующей активной примеси могут меняться по длине заготовки. Для учета первого фактора измерение профиля производится в разных сечениях заготовки. Для измерения продольного распределения активной примеси в ряде случаев может использоваться люминесцентный метод. Схема метода представлена на рис. 1.22. Для возбуждения люминесценции заготовка освещается лазером с соответствующей длиной волны излучения. В перпендикулярном направлении устанавливается фотоприемник люминесценции. Между заготовкой и приемником устанавливается фильтр, поглощающий рассеянное излучение лазера. Сигнал люминесценции оказывается пропорциональным концентрации активной примеси. Перемещая заготовку в продольном направлении можно измерить продольное распределение интенсивности люминесценции, а, значит, и относительное распределение концентрации легирующей примеси. Соответствующая зависимость для заготовки волокна, легированного ионами иттербия, представлена на рис. 1.23. Как видно из рисунка вариации концентрации активной примеси могут достигать 30%. Однако следует принимать во внимание, что исследованная заготовка позволяет произвести из нее около 2 км активного волокна, поэтому в пределах отрезка волокна, используемого для изготовления лазера, вариации концентрации незначительны. Также отметим, что, имея информацию об абсолютной концентрации в одной из заготовок и используя заготовки сходной геометрии, данный метод позволяет оценивать и абсолютную концентрацию активной примеси.

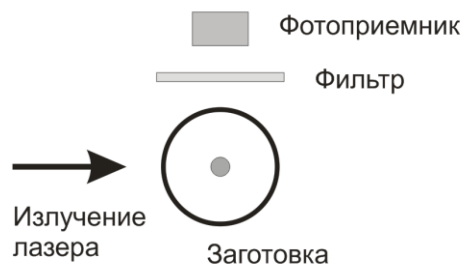


Рис. 1.22. Схема люминесцентного метода

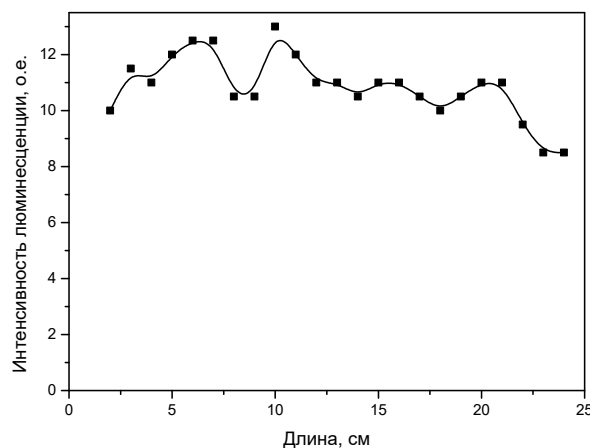


Рис. 1.23. Распределение легирующей примеси по длине заготовки

Исследование собственно активного волокна предполагает применение различных методов. Наиболее простым из них является измерение спектра пропускания короткого отрезка волокна с использованием источника белого света и оптического спектроанализатора. Так, в качестве примера на рис. 1.24 представлен спектр пропускания оптического волокна с сердцевиной на основе алюмосиликатного стекла, легированного ионами эрбия, длиной 1 м.

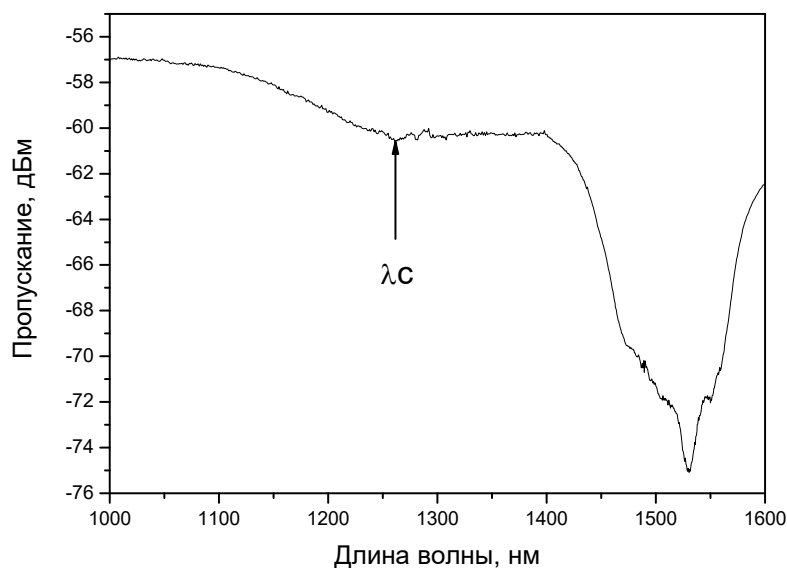


Рис. 1.24. Спектр пропускания оптического волокна, легированного ионами эрбия, длиной 1 м

На спектре хорошо различается область отсечки первой моды вблизи длины волны 1.25 мкм. При отсечке происходит излучение первой высшей моды и мощность, введенная в волокно от источника белого света, уменьшается в 2 раза, или на 3 дБ. Проверить правильность измерения длины волны отсечки можно путем изгиба части волокна, при этом длина волны высвечивания высшей моды должна сместиться в коротковолновую область. Следует иметь в виду, что высвечивание первой высшей моды на практике происходит на длине волны короче математической, определяемой решением уравнения (1.15). Причиной этого является влияние слабых изгибов и микроизгибов. Разница обычно составляет 10-15%.

На том же графике виден спектр поглощения ионов эрбия с центром на 1.53 мкм. Максимальная величина поглощения составляет около 15 дБ/м, или  $\alpha=0.0346 \text{ см}^{-1}$ . Для определения концентрации ионов эрбия необходимо учесть долю мощности излучения, распространяющегося по активной сердцевине. Измерение длины волны отсечки с учетом поправки в 10% позволяет оценить нормированную частоту, соответствующую длине волны 1.53 мкм как  $V\sim 2.2$ . В соответствии с рис. 1.7 (б), доля мощности в сердцевине волокна составляет около 0.8. Табличное значение сечения поглощения ионов эрбия на длине волны 1.53 мкм для алюмосиликатного стекла составляет  $\sigma_a = 6 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ . Для концентрации активных ионов  $N$  можно записать:

$$N = \alpha / (\sigma_a \cdot P_c), \quad (1.40)$$

где  $P_c$  – доля мощности в сердцевине. В нашем случае расчет дает значение  $N \sim 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Полученное таким образом значение является усредненным по сечению заготовки.

Для измерения таких волноводных свойств как диаметр поля моды и хроматическая дисперсия используются методы, распространенные в метрологии телекоммуникационных оптических волокон. Так, для анализа распределения поля моды наибольшее распространение нашел метод дальнего поля, в котором измеряется угловое распределение интенсивности излучения от излучающего торца волокна. С помощью обратного преобразования Ганкеля это распределение может быть приведено к радиальному распределению поля в волокне. При измерении хромати-

ческой дисперсии следует принимать во внимание то, что активные волокна, как правило, обладают значительными оптическими потерями. Поэтому такие методы, как фазовый, связанный с использованием отрезков волокна длиной порядка километра, в данном случае использовать трудно. Наиболее подходящим представляется интерференционный метод, где измерение проводится на отрезке длиной около 1 м.

Специфическим методом определения характеристик высококонцентрированных активных волокон является измерение ненасыщенного поглощения и оценка концентрации ионов в кластерах. В данном методе для определения доли ионов  $2k$ , объединенных в пары, измеряется зависимость пропускания излучения на длине волны, соответствующей одной из полос поглощения ионов, от вводимой мощности:  $T(P)$ . При этом предполагается, что взаимодействие активных ионов в кластерах приводит к тому, что вследствие передачи энергии часть ионов  $k$  быстро релаксирует в основное состояние, поглощая излучение накачки, независимо от ее интенсивности. Таким образом, проводится измерение ненасыщенного поглощения. Наиболее корректным является сравнение измеренной зависимости  $T_m(P)$  с соответствующей расчетной зависимостью  $T_c$ , полученной в предположении отсутствия передачи энергии между ионами. Расчетная зависимость позволяет учесть различие в волноводных характеристиках активных волокон, в частности, то, что плотность мощности накачки зависит от диаметра поля моды. Тогда доля ионов  $k$ , релаксирующих на основной уровень, может быть определена из следующего соотношения:

$$k = 10 \log(T_c/T_m)/(L\alpha), \quad (1.41)$$

где  $L$  – длина использованного для измерения отрезка волокна,  $\alpha$  – коэффициент поглощения, измеренный в режиме слабого входного сигнала. Обычно длина волокна выбирается соответствующей 10 дБ поглощения слабого сигнала. В этом случае коэффициент пропускания составляет 0.9-0.95 в зависимости от типа волокна.

На рис. 1.25 представлены расчетные и измеренные зависимости пропускания для двух образцов волокон, легированных ионами эрбия с концентрациями  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  и  $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Из рисунка видно, что для более концентрированного волокна расхождение между расчетными и экспе-



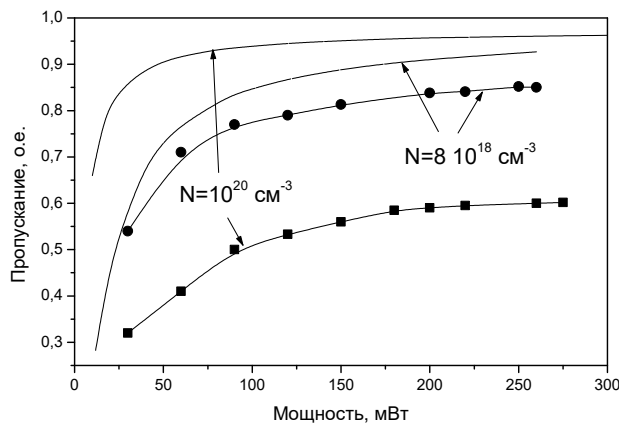


Рис. 1.25. Расчетные и измеренные зависимости пропускания от мощности излучения для двух образцов Er волокон

риментальными данными значительно превосходит расхождение, измеренное для второго образца. Расчет по формуле (1.42) дает для концентрации ионов  $k$ , релаксирующих в основное состояние, значения 8.5 и 2.5%.

Таким образом, можно констатировать, что для определения характеристик активных волокон и заготовок

применяются различные методы, характерные как лишь для активных, так и для любых волокон. Значительную долю информации об активном волокне можно получить, используя самые простые экспериментальные методы, такие как измерение спектра пропускания волокна или измерение зависимости пропускания от мощности введенного излучения.

**Литература к главе I**

1. М. Адамс, «Введение в теорию оптических волноводов», М.: «Мир», 1984.
2. А.В. Белов, А.С. Курков, «Волноводные свойства одномодовых волоконных световодов», Труды ИОФАН, т.23. Волоконная оптика. М.: Наука, 49, 1990.
3. А.М. Желтиков, «Оптика микроструктурированных волокон», М.: Наука, 2004.
4. М.А. Ельяшевич, «Спектры редких земель», ГТТИ, М., 1953.
5. А.В. Белов, А.Н. Гурьянов, Д.Д. Гусовский, Г.Г. Девярых, Е.М. Дианов, Ю.Б. Зверев, А.С. Курков, В.Ф. Хопин, «Одномодовый волоконный световод на основе высокочистого кварцевого стекла, легированного ионами эрбия», Высокочистые вещества, №3, 205 (1990).
6. М.А. Мелькумов, И.А. Буфетов, М.М. Бубнов, А.В. Шубин, С.Л. Семенов, Е.М. Дианов, «Распределение излучения накачки в лазерных волоконных световодах с многоэлементной первой оболочкой», Квантовая электроника, **35**, 996 (2005).
7. М.В. Греков, С.А. Васильев, И.Г. Королев, А.С. Божков, О.И. Медведков, А.К. Сенаторов, «Установка для измерения углового распределения выходного излучения волоконных световодов», Приборы и Техника Эксперимента, **48**, 1, (2005).
8. А.В. Белов, Е.М. Дианов, А.С. Курков, «Измерение хроматической дисперсии в одномодовых волоконных световодах интерференционным методом», Квантовая электроника, **13**, 1680 (1986).
9. А.Е. Левченко, А.С. Курков, С.Л. Семенов, «Измерение дисперсии в волоконных световодах с микроструктурированной оболочкой», Квантовая Электроника, **35**, 835 (2005).
10. А.Ю. Плоцкий, А.С. Курков, М.Ю. Яшков, М.М. Бубнов, М.Е. Лихачев, А.А. Сысолятин, А.Н. Гурьянов, Е.М. Дианов, «Усилительные свойства активных световодов с высокой концентрацией ионов эрбия», Квантовая электроника, **35**, 559 (2005).



## Глава II

### **ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ И ПОСТРОЕНИЕ РЕЗОНАТОРА**

#### **§1. Усилительные свойства активных оптических волокон**

Для получения лазерной генерации коэффициент усиления сигнала в активном волокне должен превышать суммарные потери в резонаторе лазера. Как уже отмечалось, активные оптические волокна как усилительная среда обладают рядом особенностей по сравнению с лазерными кристаллами и стеклами. Так, волноводный характер распространения излучения накачки и сигнала, как правило, исключает потери на их излучение через боковые поверхности среды. Излучательные потери могут возникать только при неправильном выборе параметров волокна, либо при наличии его изгиба с малым радиусом. Волноводные свойства обуславливают несомненное преимущество волоконных лазеров по сравнению с обычными твердотельными лазерами. С другой стороны, в волоконных лазерах характерная длина активной среды составляет единицы и десятки метров. Поэтому, при анализе эффективности волоконных лазеров существенным является учет нерезонансных оптических потерь, как для излучения накачки, так и для излучения сигнала.

Другие особенности волоконных лазеров обусловлены тем, что в активной среде излучение распространяется не только в сердцевине, но и в отражающей оболочке. При этом доли мощности в сердцевине и оболочке могут оказаться сопоставимыми. Кроме того, активная смесь может вводиться не во всю сердцевину, а лишь в часть ее, либо

может легироваться часть оболочки волокна. В принципе, возможным является легирование различных областей волокна разными активными примесями. При этом взаимодействие ионов в общепринятом смысле отсутствует, а есть лишь их оптическая связь.

Поэтому классические выражения усиления в случае активных волокон должны быть модифицированы. Приведем соотношения для эволюции мощности накачки и сигнала в трехуровневой схеме усиления, по которой работает большинство реализованных волоконных лазеров.

Предполагая для простоты однородное распределение легирующей добавки и распределения поля по сечению сердцевинки волокна, усиление в трехуровневой схеме может быть описано следующим образом:

$$dN_2(z)/dz = W_p(z)[N-N_2(z)] - W_s(z)[(1+\alpha)N_2(z) - \alpha N] - N_2(z)/\tau_{21}, \quad (2.1)$$

$$dP_p(z)/dz = -P_p(z)\sigma_p[N-N_2(z)], \quad (2.2)$$

$$dP_s(z)/dz = P_s(z)\gamma(z), \quad (2.3)$$

$$dP_f^{+-}(z)/dz = [(1+\alpha)N_2(z) - \alpha N]S_c h\nu \Delta\nu + \gamma(z)P_f^{+-}(z), \quad (2.4)$$

$$\gamma(z) = \eta_s \sigma_{21} [(1+\alpha)N_2(z) - \alpha N]. \quad (2.5)$$

В приведенных соотношениях использованы следующие обозначения:  $z$  – координата по длине волокна,  $N_2$  и  $N$  – населенность метастабильного уровня и общая концентрация ионов эрбия, соответственно.  $P_p$ ,  $P_s$ ,  $P_f$  – мощности накачки, сигнала и усиленной спонтанной люминесценции, соответственно. Для усиленной спонтанной люминесценции знаки плюс и минус означают направление распространения.  $\tau_{21}$  – время жизни на метастабильном уровне.  $\sigma_p$  – сечение поглощения накачки,  $\sigma_{21}$  – сечение эмиссии на длине волны усиливаемого сигнала,  $S_c$  – площадь сердцевинки световода,  $\alpha$  – отношение сечений поглощения и эмиссии на той же длине волны. Переменная  $\gamma(z)$  имеет смысл локального усиления,  $\eta_s$  – доля мощности сигнала в сердцевине.  $h\nu$  и  $\Delta\nu$  – энергия фотона и ширина полосы излучения для усиленной спонтанной люминесценции, соответственно. Для скоростей накачки  $W_p(z)$  и излучения  $W_s(z)$  можно записать:

$$W_p(z) = \sigma_p \eta_p P_p(z) / h\nu_p S_c \quad (2.6)$$

$$W_s(z) = \sigma_{21} \eta_s [P_s(z) + P_f^{+-}(z)] / h\nu_s S_c, \quad (2.7)$$

где,  $\eta_p$  – доля мощности накачки в сердцевине.

В стационарном состоянии, когда  $dN_2(z)/dt=0$ , для населенности метастабильного уровня можно записать:

$$N_2(z) = N[W_p(z) + \alpha W_s(z)] / [W_p(z) + (1 + \alpha)W_s(z) + 1/\tau_{21}] \quad (2.8)$$

В случае накачки в оболочку волокна для  $\eta_p$  можно дать приближительную оценку:

$$\eta_p \sim S_d / S_{cl}, \quad (2.9)$$

где  $S_d$  и  $S_{cl}$  — площади поперечного сечения легированной области, и оболочки, по которой распространяется накачка. Подчеркнем, что приведенное соотношение является весьма приблизительным, поскольку интеграл перекрытия излучения накачки в данном случае зависит от распределения интенсивности излучения источника накачки, способа возбуждения, формы оболочки и пр. Тем не менее, ясно, что использование накачки в оболочку эквивалентно существенному уменьшению сечения поглощения на длине волны накачки.

На рис. 2.1 представлены зависимости усиления от длины волокна для двух уровней входного сигнала при концентрации ионов эрбия около  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , рассчитанные с использованием приведенных выше соотношений. Из рисунка видно, коэффициент усиления существенно зависит от мощности сигнала. Кроме того, каждому значению мощности сигнала и накачки соответствует оптимальная длина активного волокна.

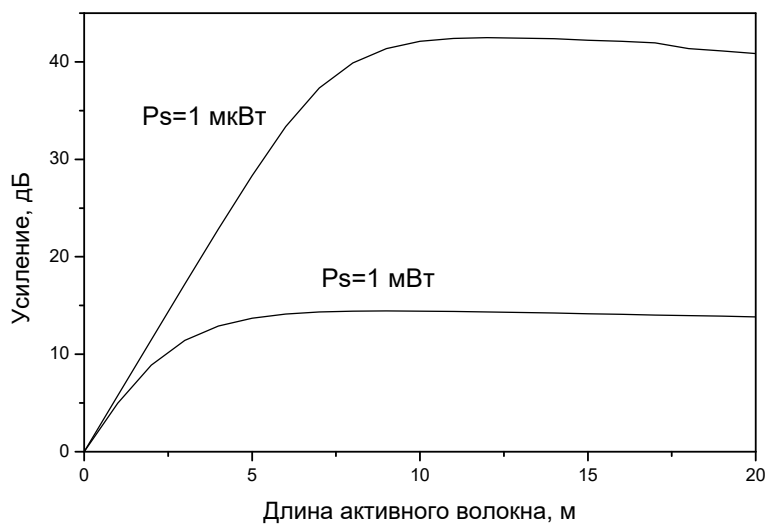


Рис 2.1. Зависимость усиления от длины активного волокна для 2-х значений входного сигнала

Таким образом, усилительные свойства активных оптических волокон определяются рядом факторов, среди которых:

- значения сечений поглощения и люминесценции и времени жизни на метастабильном уровне активных ионов;
- волноводные характеристики оптического волокна;
- мощность сигнала и накачки;
- длина активного волокна и дополнительные оптические потери.

## **§2. Отражатели волоконных лазеров**

Также как и в случае лазеров других типов, для получения генерации в волоконном лазере требуется создание положительной обратной связи. Для этого, как правило, используются отражатели различных типов. Так же как и в твердотельных лазерах для этой цели могут применяться диэлектрические и металлические зеркала. Обычно они применяются в мощных волоконных лазерах, где используются активные волокна с большим внешним диаметром (более 300 мкм). В этом случае использование обычных волоконных технологий соединения с другими волоконными компонентами затруднено. Особенностью волоконных лазеров является расходимость излучения на выходе активного волокна и его небольшие поперечные размеры. Поэтому, для согласования волокна с отражателем используются линзы, коллиматоры и другие оптические элементы. Использование объемных оптических элементов требует их тщательной юстировки, жесткой фиксации, обеспечения специальных внешних условий. То есть, такой волоконный лазер обладает типичными недостатками твердотельного лазера.

К волоконным устройствам, которые могут использоваться в качестве отражателя, относятся сплавные спектрально-селективные ответвители (WDM – wavelength division multiplexor). Принцип действия таких устройств состоит в том, что для двух оптических волокон может быть сформирован участок связи, обеспечивающий обмен энергиями между волокнами. В сплавных ответвителях контакт волокон осуществляется их сплавлением при нагреве и последующим механическим вытягиванием. На рис. 2.2 схематически показан участок оптического контакта для биконического ответвителя.

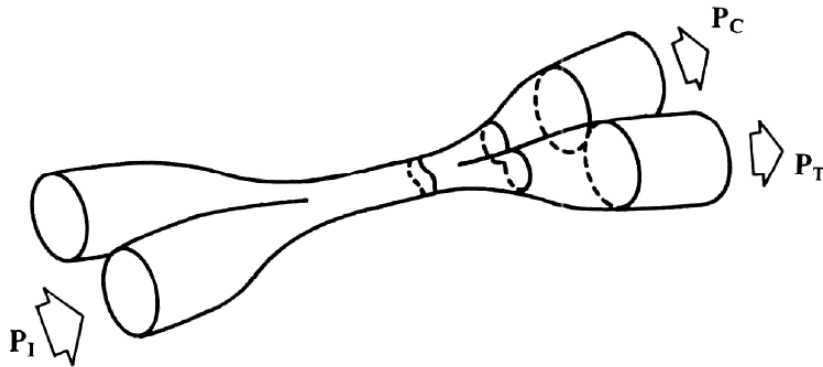


Рис.2.2. Схема сплавного биконического ответвителя

Излучение, введенное во входное волокно, распространяется в виде направляемой моды сердцевинны волокна. При вытягивании волокна его диаметр уменьшается так, что излучение распространяется по оболочке волокна за счет полного внутреннего отражения на границе с воздухом. Два волокна, находящиеся в оптическом контакте, могут обмениваться энергией, если обладают достаточно длинным участком связи. При этом, доля энергии во втором волокне существенно зависит от постоянных распространения излучений в обоих волокнах и, соответственно, от длины волны излучения. Если пренебречь поляризационными эффектами, то для коэффициента ответвления  $r$  в зависимости от длины вытяжки  $l$  можно записать

$$r(l) = \sin^2(\pi N), \quad (2.10)$$

где  $N$  – фазовый параметр, показывающий количество биений мод волокон на длине сплавного участка. Спектральная зависимость коэффициента ответвления в окрестности длины волны  $\lambda_0$  имеет вид:

$$r(l) = \sin^2(\pi(\lambda - \lambda_0)/\Lambda_S + \pi N), \quad (2.11)$$

где  $\Lambda_S$  – спектральный период коэффициента ответвления. При увеличении количества биений мод  $N$  за счет удлинения вытяжки, спектральный период  $\Lambda_S$  уменьшается.

На рис. 2.3 представлены спектральные зависимости интенсивности излучения в выходных волокнах ответвителя при возбуждении одного из входных волокон. Из рисунка видно, что максимум пропускания одного из выходных волокон соответствует минимуму в другом. Спектральный период коэффициента ответвления составляет около 100 нм.

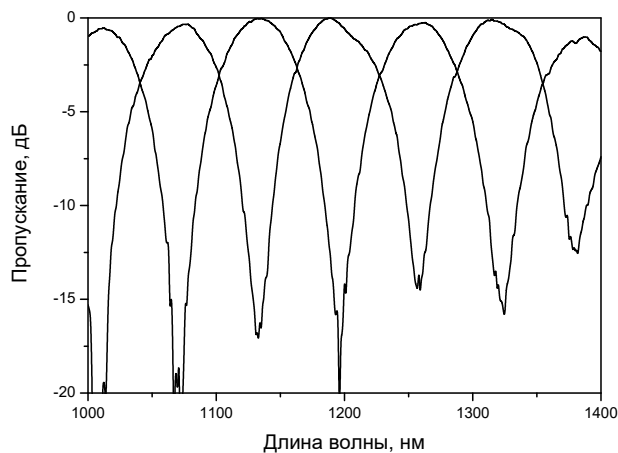


Рис. 2.3. Спектральные зависимости интенсивности излучения в выходных волокнах ответвителя

Для формирования отражателя необходимо соединить два выходных волокна ответвителя так, как показано на рис. 2.4.

Данная конфигурация представляет собой интерферометр Саньяка. На длине волны, соответствующей получению одинаковой интенсивности в выходных волокнах, происходит когерентное сложение излучений в ответ-

вителе. В результате все излучение вводится обратно во входное волокно. Таким образом, данный интерферометр можно рассматривать как 100% зеркало. Ширина спектра отражения определяется спектральным периодом коэффициента ответвления и обычно составляет несколько десятков нанометров.

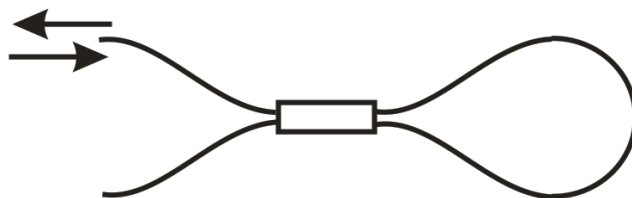


Рис. 2.4. Отражатель на основе волоконного ответвителя

Следует отметить, что спектрально-селективные ответвители также используются для объединения излучений сигнала и накачки, вывода части мощности из резонатора, спектральной фильтрации и пр.

Широкое распространение в качестве селективных отражателей, образующих лазерный резонатор, нашли фотоиндуцированные брэгговские решетки показателя преломления. Получение фотоиндуцированных решеток показателя преломления стало возможным после обнаружения явления фоточувствительности, под которым понимают стабильное изменение показателя преломления материала сердцевины волокна под



действием УФ излучения определенных длин волн. В общем случае под фотоиндуцированной внутриволоконной брэгговской решеткой показателя преломления следует понимать отрезок волоконного волокна с модуляцией показателя преломления в световедущей области на уровне  $10^{-5}$ - $10^{-3}$  с периодом порядка длины волны распространяющегося излучения.

Основными характеристиками решетки являются период модуляции показателя  $\Lambda$ , величина наведенного изменения показателя преломления  $\delta n$ , число штрихов  $N$  или длина решетки  $L$ . Две моды взаимодействуют на решетке с периодом  $\Lambda$ , если их постоянные распространения  $\beta_1$  и  $\beta_2$  удовлетворяют условию фазового синхронизма

$$\beta_2 - \beta_1 = 2\pi l / \Lambda, \quad (2.12)$$

где  $l$  – целое число, характеризующее порядок решетки, в котором реализуется межмодовое взаимодействие. Связь основной моды с модой, имеющей противоположное направление распространения, возникает на определенной длине волны  $\lambda_{Br}$ , задаваемой соотношением

$$2n_{eff}^{core} \Lambda = \lambda_{Br}, \quad (2.13)$$

где  $n_{eff}^{core}$  – эффективный показатель преломления основной моды волокна,  $\Lambda$  – период решетки, составляющий менее 1 мкм для решеток, отражающих в ближнем ИК-диапазоне. В результате, на длине волны  $\lambda_{Br}$  возникает отражение. Параметры решеток (спектральная ширина, коэффициент отражения) могут варьироваться в широких пределах в зависимости от условий записи и фоточувствительности волокна. Коэффициент отражения  $R$  однородной Брэгговской решетки длины  $L$  определяется следующим выражением:

$$R = th^2(kL), \quad (2.14)$$

где  $k = \pi \eta \delta n / \lambda_{Br}$  – коэффициент связи, в котором  $\eta$  – доля мощности излучения, распространяющегося по области, в которой наведен показатель преломления, Спектральная ширина резонанса на полувысоте может быть выражена следующим соотношением:

$$\Delta\lambda = \lambda\alpha \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2}, \quad (2.15)$$

где  $N$  – количество штрихов в решетке,  $\alpha$  – параметр приблизительно равный единице для глубоких решеток ( $R \sim 1$ ) и 0.5 для решеток небольшой глубины.

Как уже было отмечено, период брэгговской решетки составляет менее 1 мкм для отражения в ближней ИК-области спектра, поэтому ее запись производится в интерференционной картине УФ-излучения. На рис. 2.5. представлена схема записи решеток с использованием интерферометра Ллойда. Следует отметить, что такая схема требует высокой пространственной когерентности излучения и, поэтому применяется, главным образом, с источником, использующим вторую гармонику аргонового лазера, при этом длина волны облучения составляет 244 нм.

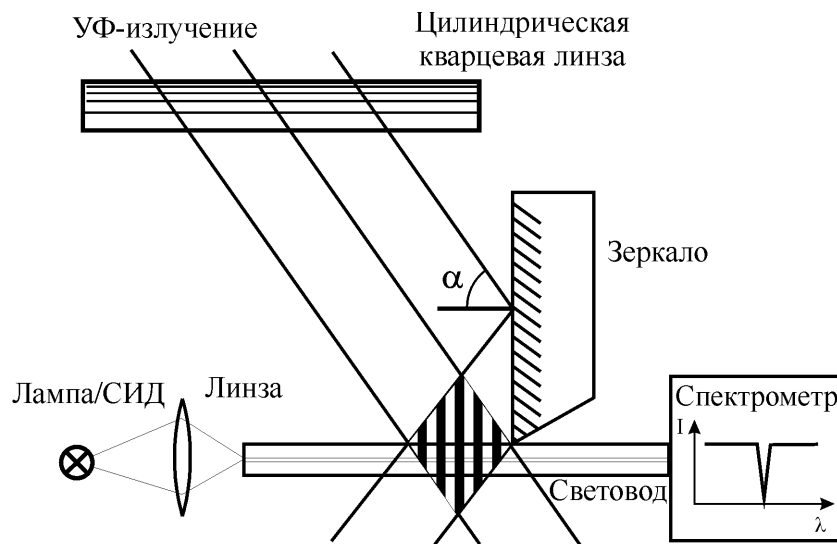


Рис. 2.5. Схема записи решеток с использованием интерферометра Ллойда

Другой метод записи решеток основан на использовании фазовых масок. В этом методе интерферируют первый и минус первый порядки дифракции излучения, прошедшего через кварцевую фазовую маску, рельеф которой выполнен таким образом, чтобы подавить нулевой и другие порядки дифракции, представлена на рис. 2.6. В данном методе требования к когерентности источника облучения не столь жесткие, что позволяет использовать эксимерные лазеры KrF (248 нм) и ArF (193 нм).

На рис. 2.7 представлен типичный спектр пропускания Брэгговской решетки с параметрами  $L = 5$  мм,  $\delta n = 8 \cdot 10^{-4}$ ,  $\Lambda = 0.4$  мкм. Из рисунка видно, что брэгговская решетка обеспечивает отражение  $R \sim 0.99$  на длине волны 1136 нм, при этом ширина спектра отражения составля-

ет около 0.4 нм. Такие решетки, имеющие высокий коэффициент отражения и большую ширину спектра отражения, обычно используются в качестве входных отражателей волоконных лазеров. Для выходных отражателей применяются решетки с коэффициентом отражения от нескольких процентов до нескольких десятков.

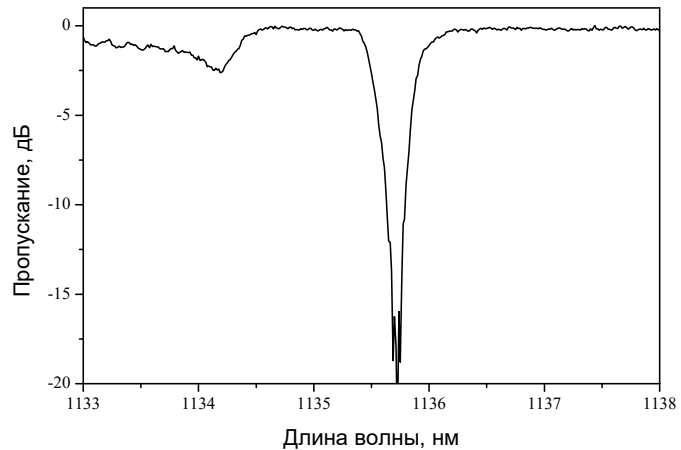
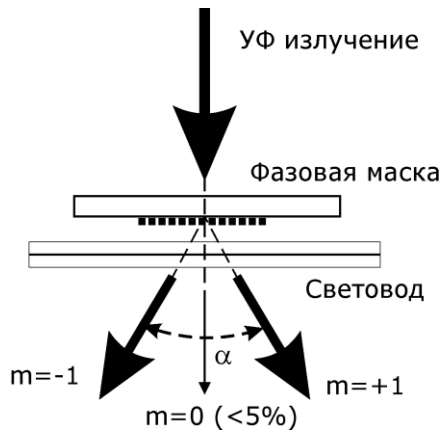


Рис. 2.6. Схема записи решеток с использованием фазовых масок

Рис. 2.7. Типичный спектр пропускания Брэгговской решетки с параметрами  $L = 5 \text{ мм}, \delta n = 8 \cdot 10^{-4}$

Следует отметить, что резонансная длина волны брэгговской решетки  $\lambda_{BG}$  зависит от температуры волокна и от приложенных к нему механических растягивающих или сжимающих напряжений. Типичные значения сдвига  $\lambda_{BG}$  составляют в зависимости от температуры  $\sim 0.01 \text{ нм/К}$  и от относительного удлинения волокна  $\sim 10^3 \times \delta L/L \text{ (нм)}$ .

### §3. Пассивные внутрирезонаторные компоненты

Помимо активного волокна и отражателей резонатор волоконного лазера может содержать и другие компоненты. Так, широкое распространение нашли изоляторы – устройства, пропускающие оптическое излучение только в одну сторону. Принцип их действия основан на не взаимном эффекте Фарадея – вращении плоскости поляризации излучения в гиротропных средах в постоянном магнитном поле. Изоляторы используются для подавления отраженного или рассеянного назад излучения, чтобы избежать его влияния на характеристики и работоспособ-

ность оптической схемы. Наибольшее распространение нашли поляризационно-нечувствительные изоляторы, характеристики которых не зависят от состояния поляризации входного излучения. Принцип действия таких устройств проиллюстрирован на рис. 2.8. Излучение, выходящее из волокна, коллимируется при помощи микролинзы и попадает на двулучепреломляющий клин, который расщепляет пучок на обыкновенный луч с вертикальной поляризацией ( $0^\circ$ ) и необыкновенный луч с горизонтальной поляризацией ( $90^\circ$ ). В фарадеевском ротаторе, находящимся в постоянном магнитном поле, эти лучи испытывают поворот плоскости поляризации на  $45^\circ$ . Угол плоскости поляризации для обыкновенного луча становится равным  $45^\circ$ , а для необыкновенного  $-45^\circ$ . На втором клине эти лучи объединяются и фокусируются в сердцевине выходного волокна. В случае излучения, распространяющегося в обратном направлении, двулучепреломляющий клин разделяет пучок на обыкновенный луч с углом плоскости поляризации  $45^\circ$  и необыкновенный с углом плоскости поляризации  $-45^\circ$ . После поворота вращателем плоскости поляризации на  $45^\circ$  для обоих лучей обыкновенный луч имеет угол плоскости поляризации равный  $90^\circ$  плоскости поляризации, а необыкновенный –  $0^\circ$ . В результате после прохождения клина пучки расходятся и не могут быть сфокусированы в волокне.

Типичная величина оптической развязки составляет  $-30$  дБ. У двойных изоляторы, у которых развязка составляет не менее  $-55$  дБ. Следует отметить, что характеристики практически всех элементов изолятора являются спектрально зависимыми, поэтому для каждого спектрального диапазона используются различные изоляторы. Важным параметром изолятора является уровень дополнительных оптических потерь. Для изолятором, предназначенных для работы в диапазоне  $1.3$ - $1.55$  мкм эта величина составляет десятые доли дБ. В то же время, изоляторы для диапазона  $1.06$  мкм обладают потерями до  $2$  дБ. Эти потери вызывают нагрев изолятора, что может привести к выходу его из строя. Поэтому изоляторы нормируются также по максимальному значению мощности излучения, которое может распространяться в его схеме.

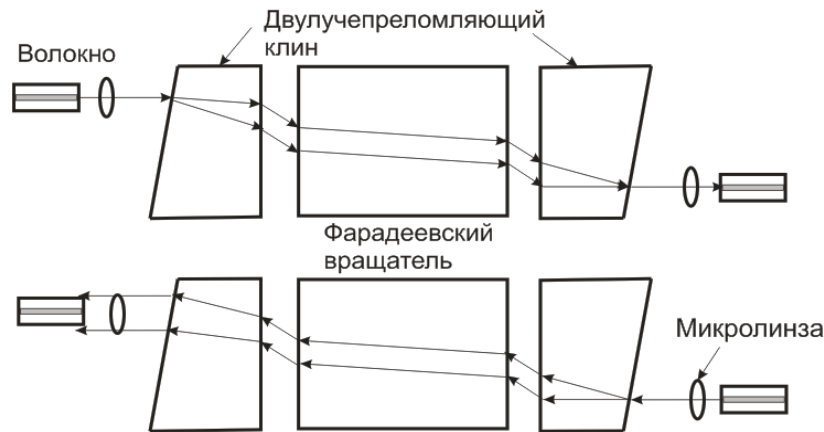


Рис. 2.8. Принцип действия оптического изолятора

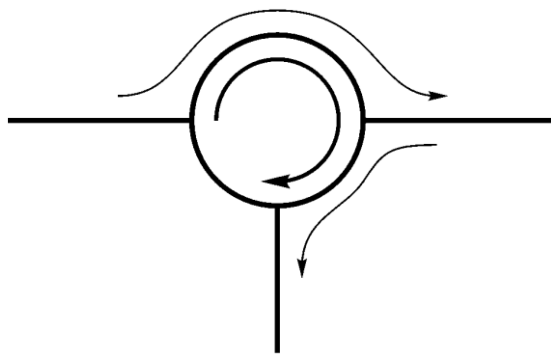


Рис. 2.9. Распространение лучей в циркуляторе

По принципу действия изоляторы сходны с таким устройством как оптический циркулятор поскольку он также использует фарадеевский вращатель. На рис. 2.9 показана схема распространения лучей в циркуляторе, в соответствие с которой, излучение, введенное в один из портов попадает лишь в соседний порт.

Число портов может равняться трем либо четырем. Данное устройство может выполнять роль изолятора, а в сочетании с брэгговской решеткой использоваться как узкополосный фильтр. Обычно циркулятор является поляризационно нечувствительным. Потери обычно составляют до 1 дБ, развязка на уровне – 40 дБ, уровень обратного отражения -50...55 дБ. Также как и для изоляторов существует предельная мощность распространяющегося излучения.

В схемах волоконных лазеров также широко применяются контроллеры поляризации, являющиеся аналогами фазовых пластинок. Эти устройства применяются для изменения состояния поляризации, либо для его восстановления. Следует подчеркнуть, что контроллеры поляризации не могут преобразовать деполаризованное излучение в поляризованное. Принцип действия контроллер основаны на изменении состоя-

ния поляризации излучения, распространяющегося в волокне при внешних воздействиях.

Распространенным типом контроллера поляризации является устройство, состоящее из трех волоконных колец, помещенных на пластины. В свою очередь, пластины могут поворачиваться в направлении перпендикулярном плоскости намотки колец. Общий вид контроллера представлен на рис. 2.10.

Изгиб волокна с относительно небольшим радиусом наводит в нем двулучепреломление. При этом первое кольцо выполняет роль четверть-волновой пластинки, в общем случае, она преобразует эллиптическую поляризацию в линейную). Второе кольцо действует как пластинка  $\lambda/2$ , поворачивая линейную поляризацию на нужный угол, оставляя ее линейной. И, наконец, третье кольцо – аналог пластинки  $\lambda/4$ , делает из линейной новое необходимое, в общем случае, эллиптическое состояние поляризации. Поскольку наведенное двулучепреломление зависит от радиуса изгиба волокна, число витков в кольце может меняться. При работе с контроллером поляризации данного типа следует учитывать возможность появления излучательных изгибных потерь.



Рис. 2.10. Общий вид контроллера поляризации

Другой тип контроллеров основан на том факте, что давление на волокно приводит к возникновению в нем двулучепреломления. Изменяя давление на волокно, можно регулировать задержку между медленной и быстрой осями, что приводит к изменению состояния поляризации распространяющегося излучения. С учетом того, что область сдавливания может вращаться вдоль оси волокна удается получать любые состояния поляризации. Следует отметить, что поляризационные контроллеры мо-

гут работать на любых длинах волн. На основе представленных выше конструкций изготавливаются и автоматизированные контроллеры.

Среди других компонентов, управляющие поляризацией – обширный класс приборов, включающих в себя волоконные поляризаторы, делители/объединители излучения с ортогональной поляризацией, поляризационные скремблеры (обеспечивающие хаотизацию поляризации при осреднении во времени). Следует отметить, что волоконные поляризаторы не преобразуют деполаризованное излучение в линейно-поляризованное, вызывают потери излучения с состоянием поляризации отличным от заданного.

Для спектральной фильтрации, а также в других целях в резонаторе волоконного лазера могут использоваться длиннопериодные брэгговские решетки. Этот тип решеток имеет относительно большой период  $\Lambda = 100 \div 500$  мкм и связывает моду сердцевины волокна с модами оболочки, которые распространяются в том же направлении. Как правило, моды оболочки направляются границей кварцевое стекло/воздух, которая образуется после удаления защитного покрытия с облучаемого участка волокна. Энергия, перешедшая в оболочечную моду, затем поглощается в защитном покрытии на неочищенном участке волокна, что приводит к появлению в спектре пропускания волокна с записанной в нем решеткой полосы поглощения с резонансной длиной волны, выражаемой соотношением:

$$\lambda_{LPG} = (n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl}) \Lambda_{LPG}, \quad (2.16)$$

где  $n_{eff}^{cl}$  – эффективный показатель преломления оболочки.

Оболочка в случае стандартного световода (диаметр 125 мкм) может направлять большое количество мод  $N \sim 10^4$ , однако лишь небольшое их число (а именно моды  $HE_{1m}$  и  $EH_{1n}$ , где  $m$  и  $n$  – радиальные модовые числа) обладает значительной величиной интеграла перекрытия с модой сердцевины, в которой наведена модуляция показателя преломления. На рис. 2.11 представлен характерный спектр пропускания длиннопериодной решетки. Пики поглощения на различных длинах волн соответствуют связи фундаментальной моды с различными оболочечными

модами. При увеличении порядка оболочечной моды интенсивность пиков поглощения возрастает.

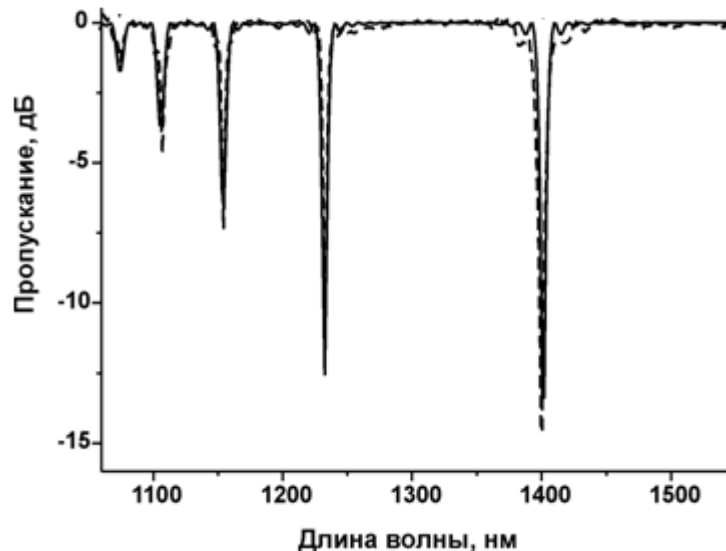


Рис. 2.11. Характерный спектр пропускания длиннопериодной решетки

Методы изготовления ДПВР существенно отличаются от методов записи ВБР в силу того, что характерные значения периода таких решеток на 2-3 порядка больше, в связи с чем значительно снижаются требования, накладываемые на механическую стабильность записывающей системы и когерентность УФ излучения. Среди наиболее распространенных способов записи фотоиндуцированных ДПВР следует отметить метод с использованием амплитудной маски и пошаговый метод.

#### §4. Источники накачки волоконных лазеров

Для накачки волоконных лазеров используются компактные полупроводниковые источники на основе полупроводниковых лазеров. Наибольшее распространение получили инжекционные лазеры с резонатором Фабри-Перо, на основе структур AlGaAs и InGaAsP. Следует отметить, что физика полупроводниковых лазеров является отдельным большим разделом. Мы ограничимся описанием тех свойств, которые являются наиболее важными при использовании полупроводниковых источников для накачки волоконных лазеров. Среди этих свойств длина волны излучения, максимальная выходная мощность и геометрия вы-



ходного излучения, определяющая условия его согласования с активным волокном.

Спектральные характеристики полупроводникового диода определяются химическим составом слоев, формирующих его структуру и свойствами резонатора. Для накачки волоконных лазеров наибольшее распространение нашли лазеры, излучающие в области 0.8, 0.9-0.98 и 1.48 мкм, что определяется полосами поглощения наиболее используемых редкоземельных элементов.

Две другие характеристики, а именно мощность излучения и его геометрия оказываются связанными между собой. Как правило, полупроводниковые источники для волоконных лазеров имеют волоконный выход (pig-tail). При этом, размеры сердцевины используемого волокна, определяются геометрией излучающей области полупроводникового ла-

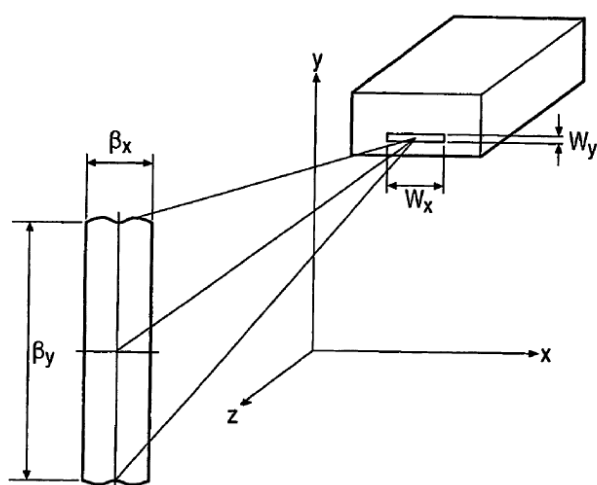


Рис. 2.12. Диаграмма излучения полупроводникового лазера

зера. На рис. 2.12 представлена диаграмма излучения полупроводникового лазера. Ширина излучающей области  $W_y$  составляет порядка длины волны, а ее длина  $W_x$ , собственно, и определяет максимальную мощность излучения. При этом распространение нашли диоды с двумя типичными значениями  $W_x$ , а именно порядка 5-10 мкм и около 100 мкм. Лазеры с длиной полоска около 5 мкм используются для

ввода излучения в одномодовые волокна с соответствующим диаметром сердцевины. Типичная мощность излучения в одномодовом волокне составляет несколько сотен мВт. Лазеры с длинным излучающим полоском достигают мощности около 10 Вт в многомодовом волокне с диаметром сердцевины 100 мкм и апертурой  $NA = 0.12-0.22$ .

Как видно из рис. 2.12, за счет дифракционной расходимости в дальней зоне излучение лазера трансформируется в вертикальную поло-

су. Поэтому для ввода излучения в волокно используется цилиндрическая оптика. Для одномодовых лазеров линза может быть сформирована на торце волокна. Для мощных лазеров используются микролинзы на основе стеклянных цилиндров.

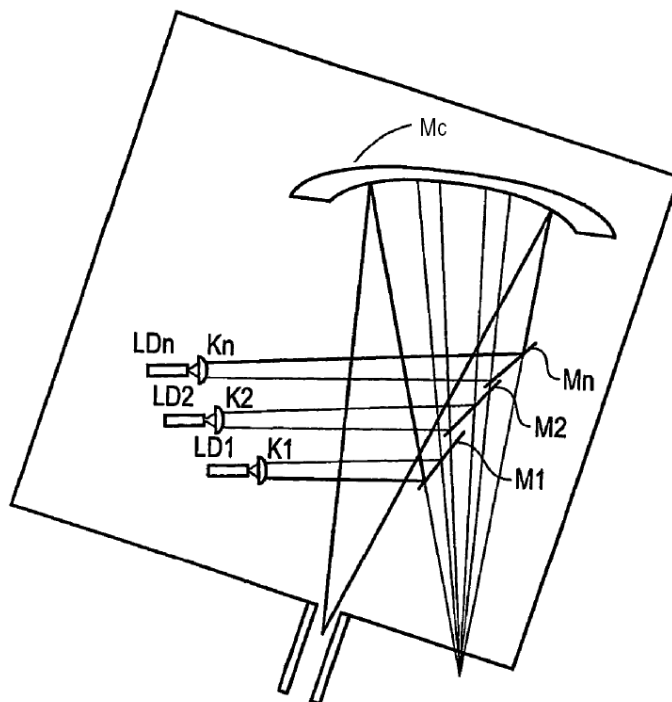


Рис. 2.13. Принцип сложения излучений набора полупроводниковых лазеров

Для увеличения мощности в многомодовом волокне используется оптическое сложение нескольких полупроводниковых излучателей. проиллюстрирован на рис. 2.13. Излучение лазерных диодов LD1-LDn коллимируется при помощи линз K1...Kn, и параллельные лучи попадают на плоские зеркала M1...Mn, которые формируют один составной луч. Этот луч фокусируется при помощи вогнутого зеркала Mc на выходе источника. На выходе источника устанавливается либо жестко зафиксированное многомодовое волокно, либо оптический разъем, в который затем вставляется волокно с ответной частью разъема.

Использование оптического сложения позволяет увеличить мощность в волокне с диаметром сердцевины 100-110 мкм примерно до 50 Вт. На рис. 2.14 представлена зависимость выходной мощности комбинированного источника от тока накачки. Следует отметить, что используемые полупроводниковые лазеры могут иметь несколько различные длины волн излучения. Поэтому суммарный спектр источника

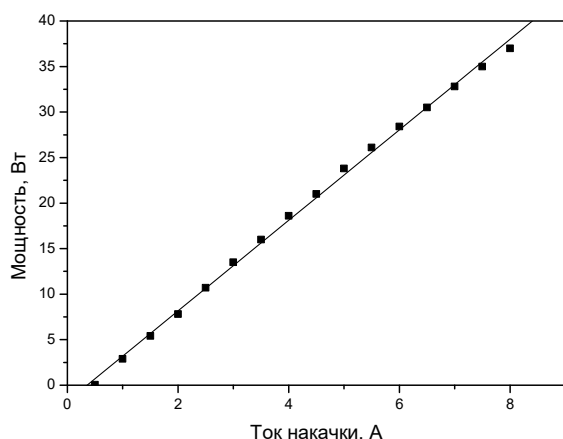


Рис. 2.14. Зависимость выходной мощности комбинированного источника от тока накачки

может иметь сложную форму, а его ширина составляет несколько нанометров.

Другим типом источников накачки являются диодные матрицы, состоящие из большого количества полупроводниковых чипов. Мощность таких устройств с волоконным выходом может достигать величин порядка 1 кВт. Достоинством диодных матриц является то, что они более просты в изготовле-

нии по сравнению с источниками с оптическим сложением и, соответственно, имеют меньшую стоимость. Однако условие согласования мощных излучателей с волокном приводит к тому, что диаметр сердцевины волокна должен составлять несколько сотен микрон и более. Это не позволяет при создании лазеров с такой накачкой использовать стандартные волоконные технологии сварки. Кроме того, затрудняется применение таких компонентов, как брэгговские решетки, изоляторы, ответвители и пр.

## §5. Типы резонаторов и способы ввода накачки

В начале развития волоконных лазеров использовались схемы резонаторов сходные с резонаторами других типов лазеров. В качестве отражателей применяются объемные зеркала, причем входное зеркало имеет высокий коэффициент отражения для излучения генерации и является прозрачным на длине волны накачки. Для ввода накачки в волокно, а также для согласования с зеркалами используется объемная оптика. Вариант схемы резонатора представлен на рис. 2.15. Такие схемы могут применяться как для лазеров с накачкой в сердцевину, так и в оболочку. В современных волоконных лазерах подобные схемы используются для активных волокон с диаметром оболочки, составляющим сотни микрон, а также в других случаях, когда сварка волокна с другими компонентами затруднена или невозможна.

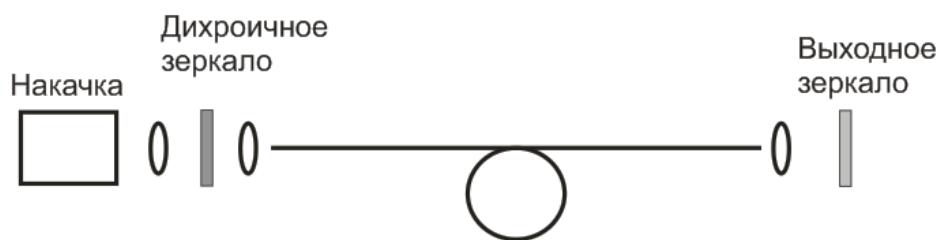


Рис. 2.15. Схема лазера с резонатором Фабри-Перо на объемных элементах

Полностью волоконное исполнение лазера возможно с использованием в качестве отражателей ответвителей и брэгговских решеток. Так на рис. 2.16 представлена схема лазера с отражателями на основе спектрально-селективных ответвителей. Спектральная характеристика входного отражателя должна обеспечивать эффективный ввод излучения на длине волны накачки, а коэффициент деления выходного ответвителя — обеспечивать необходимый коэффициент отражения. Поскольку ответвителя могут пропускать излучение лишь по сердцевине волокна, такие схемы используются для лазеров с накачкой в сердцевину. В случае лазеров с накачкой в оболочку ответвитель может использоваться в качестве выходного широкополосного зеркала. Однако в случае мощности генерации более нескольких Вт высока вероятность разрушения ответвителя. Кроме того, такие зеркала обладают достаточно широким спектром отражения, поэтому длина волны излучения лазера жестко не фиксируется.

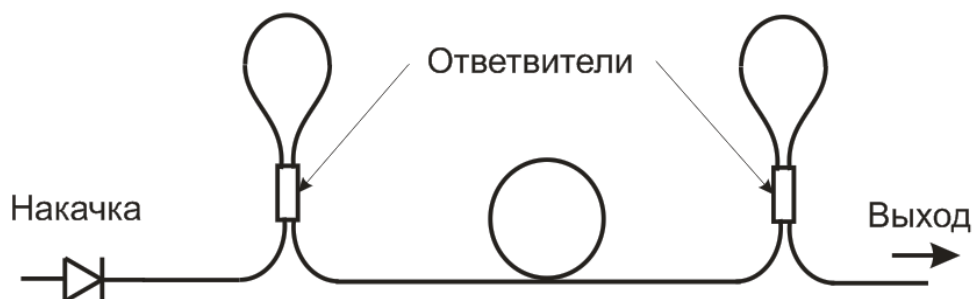


Рис. 2.16. Схема лазера с отражателями на основе ответвителей

На рис. 2.17 показана схема волоконного лазера с отражателями на основе брэгговских решеток. Именно такие лазеры находят наибольшее распространение как в случае накачки в сердцевину, так и в оболочку. Следует иметь в виду, что в последнем случае решетка должна быть за-

писана на волокне, обеспечивающем пропускание излучения накачки. Решетки могут быть записаны непосредственно на активном волокне, однако, как правило, они записываются на стандартных пассивных волокнах, которые затем свариваются с активным волокном.



Рис. 2.17. Схема лазера с отражателями на основе брэгговских решеток

Для волоконных лазеров достаточно просто реализуется кольцевая схема, представленная на рис. 2.18. В данном случае спектральная характеристика ответвителя обеспечивает ввод излучения накачки, а также баланс между долей мощности сигнала, выведенной из резонатора и возвращенной в него. Следует отметить, что в такой схеме излучение распространяется по кольцу в обоих направлениях. Для получения одностороннего излучения в схему обычно включается оптический изолятор.

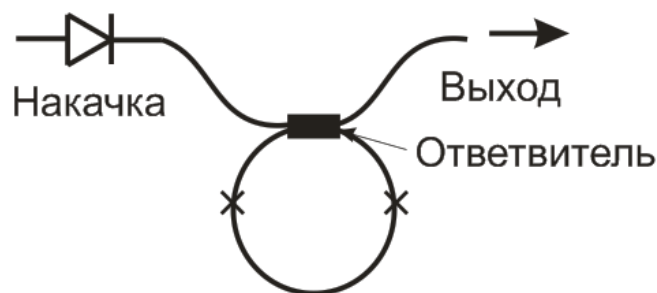


Рис. 2.18. Схема кольцевого волоконного лазера

Схемы, представленные на рис. 2.15-2.17 являются примерами схем с торцевой накачкой. В случае отражателей на брэгговских решетках и ответвителях в них используется один источник накачки. Причем источник оказывается оптически связанным с сердцевиной активного волокна так, что возникает вероятность попадания генерируемого излучения на полупроводниковый лазер и его разрушение. Поэтому большое распространение находят схемы с боковой накачкой. Вариант схемы с

накачкой в сердцевину двумя полупроводниковыми лазерами показан на рис. 2.19. Ответвители обеспечивают объединение излучений накачки и сигнала. При этом выходящее из резонатора излучение сигнала оказывается оптически развязанным с источниками накачки. Брэгговские решетки, формирующие резонатор, могут помещаться как между активным волокном и ответвителем, так и на сигнальных входах ответвителя.

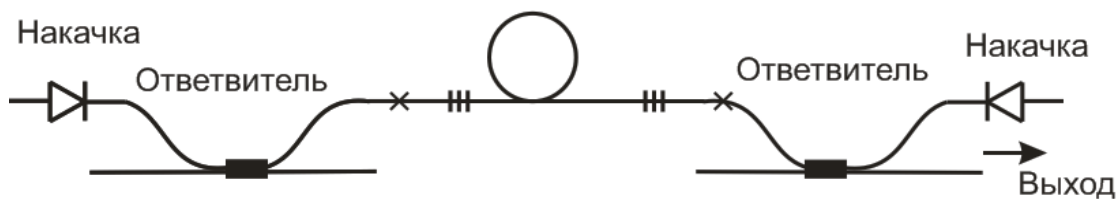


Рис. 2.19. Схема лазера с накачкой в сердцевину через ответвители

Для бокового ввода накачки в оболочку предложен ряд решений. Одним из них является использование GTWave волокна. На рис. 2.20 представлена конфигурация лазера на основе GTWave волокна с двумя пассивными волокнами для накачки. Как видно из рисунка, в данной схеме возможно использование четырех источников накачки. Возможной представляется и конфигурация с последовательным соединением секций GTWave волокна через сварку активных волокон. Соответствующая конфигурация показана на рис. 2.21.

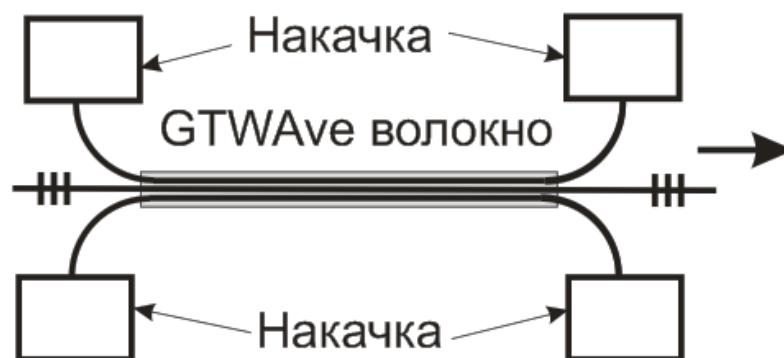


Рис. 2.20. Конфигурация лазера на основе GTWave волокна с двумя пассивными волокнами для накачки

Использование GTWave волокон позволяет достигать выходной мощности лазеров на уровне порядка 100 Вт.

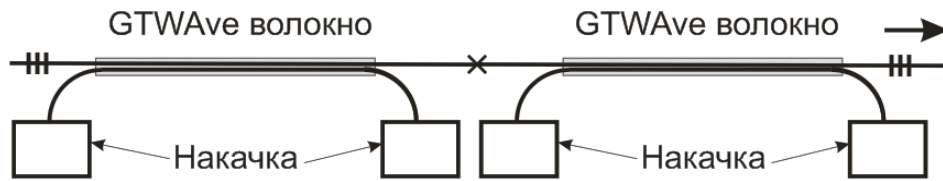


Рис. 2.21. Конфигурация с последовательным соединением секций волокна

В компании IPG развита технология бокового ввода накачки. В качестве источников используются диодные сборки общей мощностью около 20 Вт с волоконным выходом, имеющим числовую апертуру  $NA=0.22$  и диаметр сердцевины 100 мкм. При внешнем диаметре активного волокна 125-150 мкм и апертуре 0.38-0.4, 70-90% излучения накачки переходит в оболочку активного волокна при их оптическом контакте. Для практической реализации ввода накачки часть волокна перетягивается до малого диаметра, затем обматывается вокруг активного волокна и проплавляются. Участок ввода покрывается полимером с пониженным показателем преломления. На расстоянии, на котором происходит поглощение основной части накачки, можно осуществлять ввод от следующего источника накачки. Очевидным достоинством такой схемы является возможность масштабирования мощности лазера путем увеличения количества источников накачки. Упрощенная схема накачки представлена на рис. 2.22.

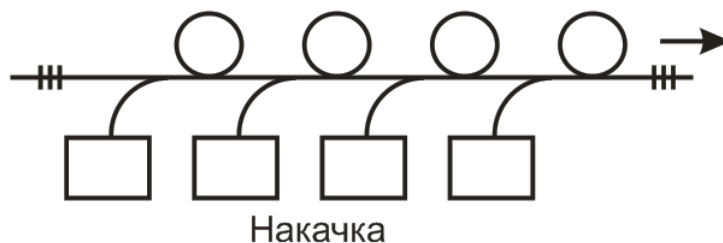


Рис. 2.22. Схема лазера с последовательной боковой накачкой

С использованием такой схемы удастся достигать киловаттного уровня выходной мощности лазера. Однако эффективность преобразования излучения накачки в излучение сигнала в данном случае меньше из-за неполного ввода накачки в волокно.

**Литература к главе II**

1. М.А. Ельяшевич, «Спектры редких земель», ГТТИ, М. 1953, с. 404-425.
2. P.R. Morkel and R.I. Laming, «Theoretical modeling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption», *Optics Letters*, **14**, 1062 (1989).
3. B. Pedersen, A. Bjarklev, J.H. Povlsen, K. Dybdal, and C.C. Larsen, «The design of erbium-doped fiber amplifier», *IEEE Journal of Lightwave technology*, **9**, 1105 (1991).
4. А.Г. Булушев, Е.М. Дианов, О.Г. Охотников, «Распространение излучения в двух одинаковых связанных волноводах», *Квантовая электроника*, **15**, 1433 (1988).
5. А.Г. Булушев, А.Г. Кузнецов, О.Г. Охотников, В.А. Царев, «Волоконно-оптические интерферометры», *Труды ИОФ АН*, **23**, 159 (1990).
6. С.А. Васильев, О.И. Медведков, И.Г. Королев, А.С. Божков, А.С. Курков, Е.М. Дианов, «Волоконные решетки показателя преломления и их применения», *Квантовая электроника*, **35**, 1085 (2005).
7. А.С. Курков, В.И. Карпов, А.Ю. Лаптев, О.И. Медведков и др., «Высокоэффективный волоконный лазер с накачкой в оболочку на основе иттербиевого световода и волоконной брэгговской решетки», *Квантовая Электроника*, **27**, 239 (1999).
8. М.А. Мелькумов, И.А. Буфетов, М.М. Бубнов, А.В. Шубин, С.Л. Семенов, Е.М. Дианов, «Распределение излучения накачки в лазерных волоконных световодах с многоэлементной первой оболочкой», *Квантовая электроника*, **35**, 996 (2005).





## Глава III

### НЕПРЕРЫВНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОН, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

#### §1. Nd-волоконные лазеры

Схема уровней ионов неодима представлена на рис. 3.1. Набор уровней с энергиями выше  $10000 \text{ см}^{-1}$  обуславливает ряд сильных полос поглощения в видимом и ближнем ИК диапазоне. Для возбуждения чаще всего используется полупроводниковый источник излучения с длиной волны около  $0.81 \text{ мкм}$ , обеспечивающий заселение уровня  ${}^4F_{5/2}$ . Три основных полосы люминесценции расположены в области  $0.92 \text{ мкм}$ ,  $1.06 \text{ мкм}$  и  $1.34 \text{ мкм}$ . При этом наиболее интенсивной является полоса люминесценции в области  $1.06 \text{ мкм}$ , соответствующая переходу  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ . Максимальное сечение излучения для кварцевого стекла в этой области оценивается  $\sigma_e \sim 1.4 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ . Время жизни на метастабильном уровне составляет около  $500 \text{ мкс}$  и зависит от состава стеклянной матрицы. Следует отметить, что на этой длине волны лазер работает по четырехуровневой схеме генерации. В сочетании с распространенностью полупроводниковых лазеров, излучающих в области  $0.81 \text{ мкм}$ , это объясняет тот факт, что неодим был одним из первых активаторов, использованных для создания волоконных лазеров.

Оптические волокна, легированные ионами неодима, активно использовались и для достижения высоких мощностей генерации при накачке в оболочку. Максимальная выходная мощность составила

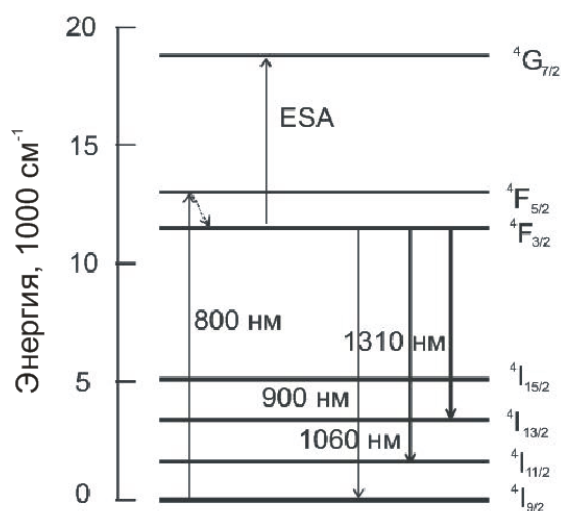


Рис. 3.1. Схема уровней ионов  $Nd^{3+}$

несколько десятков Вт при дифференциальной эффективности около 50%. Дальнейшее развитие неодимовых лазеров, излучающих в области 1.06 мкм, прекратилось из-за конкуренции с иттербиевыми лазерами, обладающими более высокой эффективностью. В свою очередь, эффективность генерации неодимовых лазеров ограничивается относительно невысоким сечением поглощения накачки на 0.81 мкм, которое составляет порядка  $\sigma_e \sim 10^{-21}$  см<sup>2</sup>. Это приводит к необходимости увеличения длины волокна либо к повышению концентрации легирующей примеси. Последнее не может быть использовано из-за концентрационного тушения. Увеличение длины до масштабов порядка 100 м приводит к потере эффективности генерации из-за влияния дополнительных оптических потерь, как для излучения накачки, так и сигнала.

Также исследовалась возможность получения генерации и усиления с использованием оптического перехода  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  в области 1.31 мкм. Этот диапазон представляет большой интерес, так как он соответствует одному из диапазонов, используемых для волоконно-оптической связи. Однако генерация на этом переходе затруднена из-за поглощения из возбужденного состояния (ESA) на переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4G_{7/2}$ . В результате генерация была получена только в области 1.36 мкм с мощностью, составляющей несколько мВт.

Также представляет интерес реализация волоконных лазеров с использованием оптического перехода  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  ( $\lambda \sim 0.92$  мкм). Такие лазеры могут найти применение для накачки иттербиевого волоконного лазера, излучающего в области 0.98 мкм. В свою очередь, иттербиевый лазер, имеющий достаточно высокую мощность, может использоваться для накачки эрбиевых волоконных усилителей. Другим применением такого неодимового лазера может быть его использование в схемах удвоения частоты для получения излучения в синей области спектра. Получение генерации на переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  затруднено из-за конкуренции со стороны люминесценции в области 1.06 мкм. Поэтому, основной проблемой создания такого лазера является подавление люминесценции в этой области. Одним из возможных вариантов решения этой проблемы является использование волокна с депрессированной оболочкой, или W-волокна. Модельный профиль таких волокон показан на рис. 1.3 в). В таких волокнах постоянная распространения  $\beta$  может быть меньше постоянной распространения в оболочке, то есть, основная мода перейдет в режим отсечки. Как следствие, появятся излучательные потери, которые существенно зависят от длины волны. Профиль показателя преломления волокна может быть подобран таким образом, чтобы эти потери были несущественными в области 0.92 мкм, и заметными в области 1.06 мкм. Таким образом, может быть подавлена люминесценция в этой области. С использованием волокна с депрессированной оболочкой удалось получить генерацию на 0.92 мкм с мощностью 2 Вт и дифференциальной эффективностью 22%. Относительно невысокая эффективность генерации может объясняться тем, что на длине волны 0.92 мкм также присутствуют излучательные потери.

## §2. Yb– волоконные лазеры

Лазеры на основе волокон, легированных ионами иттербия являются наиболее распространенным типом волоконных лазеров. Этот факт объясняется рядом причин, среди которых малый квантовый дефект, между длинами волн накачки и излучения, относительно большое время жизни на метастабильном уровне, сильная полоса поглощения излу-

ния накачки, отсутствие кооперативных эффектов из-за простой энергетической схемы, представленной на рис. 3.2 для двух наиболее распространенных легирующих добавок – оксида алюминия и фосфора.

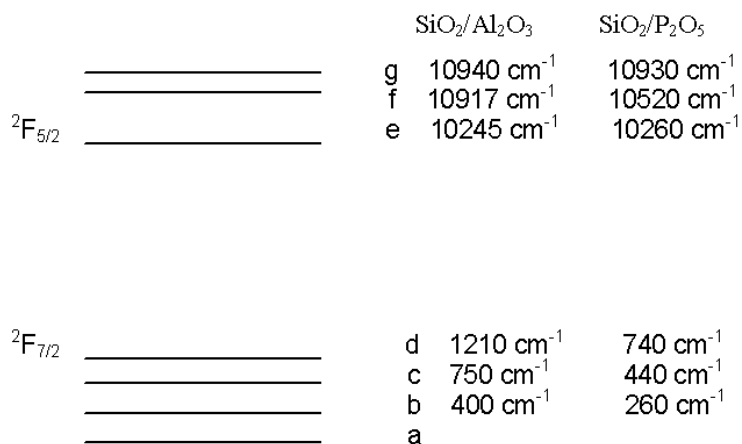


Рис. 3.2. Схема уровней ионов Yb<sup>3+</sup>

Как видно из рисунка, энергетическая структура ионов Yb<sup>3+</sup> является предельно простой. Помимо основного уровня <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> они обладают лишь одним уровнем <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub>. Соответственно, в спектре поглощения оптических волокон, легированных ионами Yb<sup>3+</sup> присутствует лишь одна полоса поглощения, имеющая сложную форму из-за штарковского расщепления. Данная полоса проявляет два максимума с центрами на 915 нм и 976 нм, поэтому для накачки используются полупроводниковые источники, излучающие в этих спектральных диапазонах. Спектр люминесценции, обусловленный переходом <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> → <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub>, имеет максимумы в области 978-982 нм и 1030-1040 нм, простираясь до области 1.15-1.2 мкм. На рис. 3.3 представлены спектральные зависимости сечений поглощения и люминесценции ионов иттербия для двух составов стекла. В таблице 3 показано соответствие переходов между штарковскими подуровнями и спектральными областями излучения и поглощения.

С использованием накачки одиночным полупроводниковым диодом в сердцевину волокна, легированного ионами иттербия можно довольно просто получить генерацию в области 1.03-1.06 мкм. Однако главной областью применения этих активных волокон стали мощные волоконные лазеры с накачкой в оболочку. Эффективное применение иттербиевых волокон при накачке в оболочку оказывается возможным

благодаря высокому сечению поглощения на длинах волн накачки. Кроме того, в спектральной области  $\lambda > 1.05$  мкм сечение люминесценции существенно превышает сечение поглощения, что делает возможным получение лазерной генерации при относительно низкой заселенности верхнего уровня.

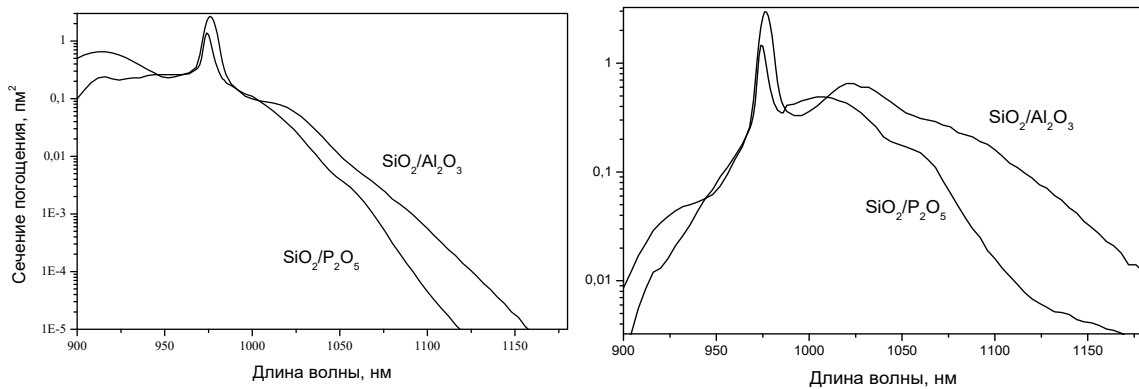


Рис. 3.3. Спектральные зависимости сечений поглощения и люминесценции ионов иттербия

Таблица 3

**Переходы между штарковскими подуровнями**

Длина волны, нм	Переход
900-950, поглощение	a→f, a→g
974-976, поглощение	a→e
974-976, излучение	e→a
1030-1200, поглощение	b→e, b→f, b→g
1030-1200, излучение	e→b, e→c, e→d

В настоящее время с использованием волокон, легированных ионами иттербия, реализованы самые разнообразные лазерные конфигурации с различными характеристиками выходного излучения. Основной тенденцией в развитии таких лазеров является повышение выходной мощности. В свою очередь, энергетические характеристики лазера во многом определяются схемой резонатора и способом ввода излучения накачки. Кроме того, уровень введенной мощности накачки существенно зависит от диаметра внутренней оболочки активного волокна. По диаметру внутренней оболочки активные волокна можно разделить на

две группы. Первая группа – это волокна с диаметром 100-150 мкм, совместимые с другими волоконно-оптическими элементами. Они могут быть соединены с ними и стандартными телекоммуникационными волокнами с использованием распространенных аппаратов для сварки волокон. Вторая группа – это волокна с внешним диаметром, составляющим сотни микрон. Такие волокна могут накачиваться мощными диодными матрицами, однако схема резонатора на их основе содержит объемные элементы.

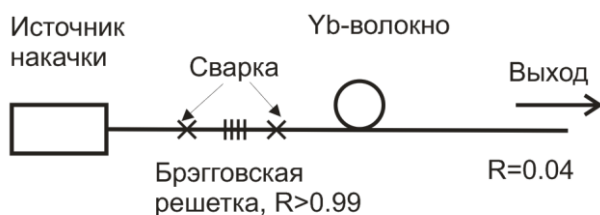


Рис. 3.4. Схема иттербиевого лазера с торцевой накачкой

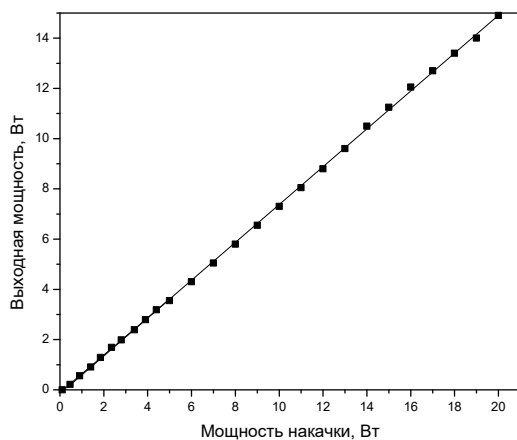


Рис. 3.5. Зависимость выходной мощности от мощности накачки

циальная эффективность составила 0.74. При увеличении мощности накачки до 50 Вт можно ожидать, что выходная мощность составит около 35 Вт.

Выходная мощность лазера может быть увеличена за счет увеличения числа источников накачки при использовании GTWave-волокна, или волокна с многокомпонентной оболочкой. Так, при использовании

Наиболее простой конфигурацией иттербиевого лазера является схема с торцевой накачкой через входную брэгговскую решетку, представленная на рис. 3.4. В качестве выходного отражателя используется перпендикулярный выходной торец волокна. Мощность накачки, введенная в оболочку с диаметром около 120 мкм, ограничена предельной мощностью полупроводниковых источников с выходным волокном со сходным диаметром сердцевины. Как уже отмечалось, для диодных сборок она составляет порядка 50 Вт. На рис. 3.5 показана зависимость выходной мощности от мощности накачки до 20 Вт на длине волны 975 нм. Дифферен-

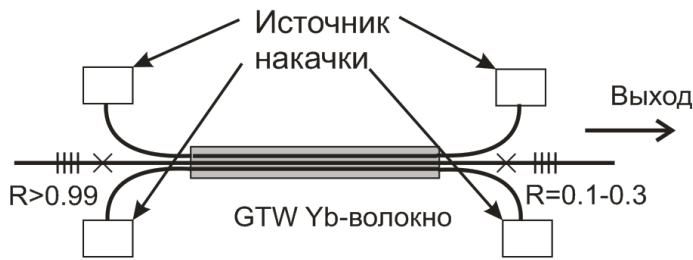


Рис. 3.6. Схема лазера на GTWave волокне

структуры с двумя пассивными волокнами число входных портов для источников накачки увеличивается до 4-х. Соответствующая конфигурация представлена на рис. 3.6. Тогда мощность накачки

может быть увеличена до 200 Вт, а выходная мощность лазера превысить 100 Вт.

Следует отметить, что при увеличении мощности лазерной генерации происходит уширение спектра излучения из-за влияния нелинейных эффектов. При этом спектр генерации может по ширине превзойти

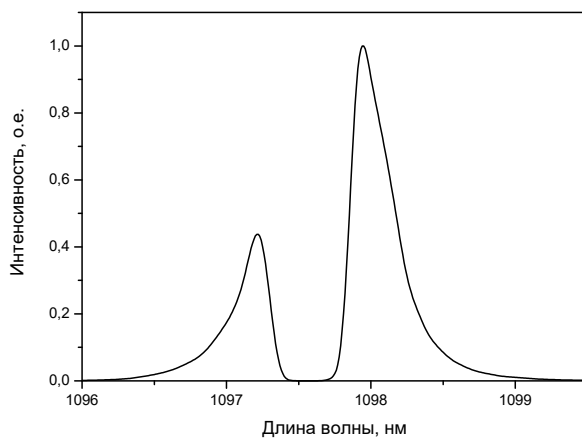


Рис. 3.7. Спектр на выходе высоко-отражающей решетки

спектр отражения высокоотражающей брэгговской решетки. Такой эффект «спектрального обтекания» приводит к тому, что часть мощности излучается через входную решетку. Типичный спектр излучения, измеренный на выходе этой решетки, представлен на рис. 3.7. Провал в центре спектра соответствует области отражения решетки.

В результате эффективность

генерации на основном выходе лазера уменьшается. Потери мощности и эффективности могут составлять несколько процентов. Причем их относительная доля возрастает с ростом мощности генерации.

При использовании схемы с боковой накачкой удастся увеличить выходную мощность в одномодовом режиме до киловаттного уровня за счет увеличения источников накачки до нескольких десятков и сотен. Такой подход используется компанией IPG. Ограничение выходной мощности в данной схеме связано с тем, что такой способ требует уве-

личения длины волокна для добавления новых источников накачки. На определенном уровне мощности генерации оптические потери, вносимые удлинением волокна, будут компенсировать увеличение мощности за счет добавления очередного источника накачки. Кроме того, велика вероятность появления такого эффекта, как вынужденное комбинационное рассеяние, приводящее к перекачке излучения в стоксову компоненту с соответствующей потерей эффективности. Для построения технологических лазеров с мощностью до 50 кВт используется сборка из нескольких одномодовых лазеров, излучение которых объединяется в волокне с диаметром сердцевины, составляющим несколько сотен микрон.

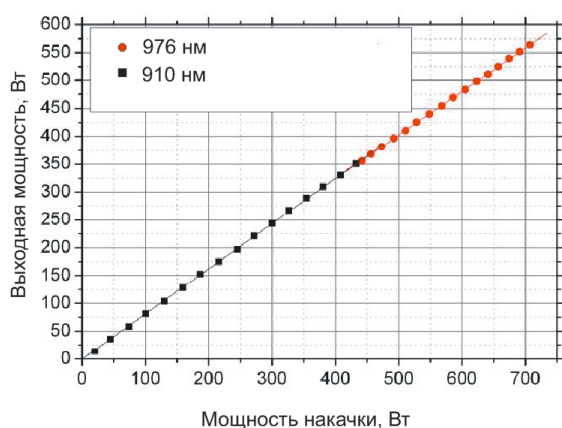


Рис. 3.8. Зависимость выходной мощности от мощности накачки

В случае лазеров с резонатором на основе объемных элементов (рис. 2.15) их мощность ограничивается мощностью диодных матриц накачки, согласованных по геометрии с активным волокном. На рис. 3.8 представлена зависимость выходной мощности от мощности накачки для лазера на основе волокна с внутренней оболочкой диаметром 400 мкм. Для накачки использовались две матрицы с длинами волн излучения 910 и 976 нм и максимальной суммарной мощностью около 700 Вт. Максимальная выходная мощность составила 560 Вт при дифференциальной эффективности около 80%. Рекордная мощность для таких лазеров превысила 1 кВт. Отметим, что для мощных лазеров, как правило, используются, так называемые ЛМА-волокна (large mode area) с диаметром сердцевины 20-30 мкм. Это позволяет избежать проявления нелинейных эффектов.

Для согласования с диодными матрицами, имеющими мощность порядка 1 кВт, требуются волокна с диаметром оболочки около 1 мм. При сохранении диаметра активной сердцевины в пределах 10-30 мкм, обеспечивающих генерацию в одной поперечной моде, длина волокна может возрасти до сотен метров из-за малого перекрытия излучения на-



качки и легированной сердцевины. Частично решить эту проблему помогают конусные волокна, в которых внешний диаметр изменяется от 1 до 0.15-0.3 мм, при этом отношение диаметров сердцевины и оболочки составляет 1:10 – 1:20, обеспечивая достаточно эффективное поглощение накачки. Диаметр сердцевины волокна перед выходным отражателем обеспечивает одномодовый режим распространения, поэтому генерация реализуется также в одной поперечной моде. Важным параметром является закон изменения диаметра волокна. Поскольку при уменьшении диаметра оболочки должно происходить частичное излучение накачки, необходимо обеспечить поглощение значительной ее части на начальном участке резонатора, чтобы минимизировать потери на излучение. Использование такого волокна с оптимизированным профилем перетяжки позволило получить генерацию с мощностью 750 Вт и дифференциальной эффективностью более 80%. К недостаткам такой конструкции следует отнести не только наличие объемных элементов, но и необходимость индивидуального вытягивания волокна для каждого резонатора.

Спектральный диапазон генерации иттербиевых волоконных лазеров определяется спектральными зависимостями сечений поглощения и эмиссии (рис. 3.3). Для лазеров с накачкой в сердцевину, где достигается высокая степень инверсии, наиболее предпочтительным для генерации является диапазон в области 1.04 мкм, то есть вблизи локального максимума сечения эмиссии. Как уже отмечалось, в случае лазеров с накачкой в оболочку, степень инверсии невелика. Поэтому в области максимальной интенсивности люминесценции существует значительное перепоглощение излучения неинвертированной частью носителей. В результате диапазон эффективной генерации сдвигается в длинноволновую область, где соотношение между сечениями эмиссии и поглощения является более благоприятным для генерации, так как сечение поглощения с ростом длины волны падает быстрее, чем сечение эмиссии. Сделать вывод о предпочтительной длине волны генерации можно по измеренному спектру усиленной спонтанной люминесценции. Так, на рис. 3.9 представлен соответствующий спектр, полученный при накачке в оболочку волокна с размером квадратной оболочки 120x120 мкм и диаметром ак-

тивной сердцевины на основе алюмосиликатного стекла – 6 мкм. Как видно из рисунка, максимум спонтанной люминесценции приходится на 1.08 мкм. На рис. 3.10 показана спектральная эффективность генерации иттербиевых лазеров на основе активного волокна с теми же геометрическими параметрами сердцевины и оболочки. Длины волн генерации определялись резонансными длинами волн брэгговских решеток, формирующих резонатор. Максимальная эффективность достигается на длине волны 1.08 мкм, в области 1.05-1.14 мкм эффективность превышает 50: %.

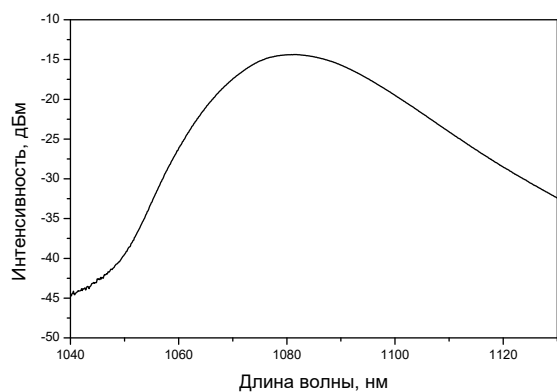


Рис. 3.9. Спектр усиленной спонтанной люминесценции

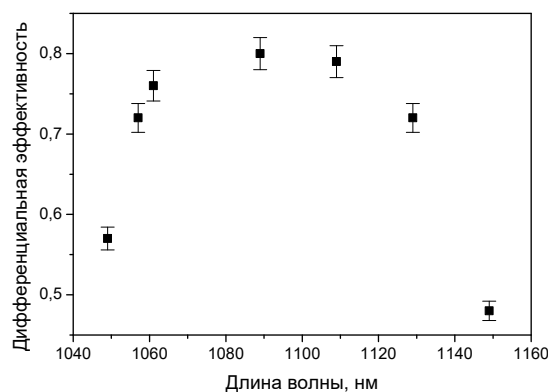


Рис. 3.10. Спектральная эффективность генерации иттербиевых лазеров

Следует отметить, что приведенные результаты относятся к конкретному типу волокон. Увеличение отношения площади сердцевины и оболочки за счет, например, увеличения диаметра сердцевины, приводит к увеличению степени инверсии и небольшому смещению длины волны максимума эффективности генерации в сторону коротких волн. Кроме того, использование волокон на основе фосфорсиликатного стекла также позволяет сместить максимум эффективности в коротковолновую область.

Таким образом, максимальная эффективность генерации лазеров на основе волокон, совместимых с телекоммуникационными волокнами и источниками накачки со 100–микронным волоконным выходом достигается в области 1.07-1.1 мкм. В то же время, представляет большой интерес получение генерации в области 0.98 мкм, в области абсолютного максимума сечения люминесценции. Такие источники могли бы использоваться для накачки эрбиевых волоконных усилителей с высокой

выходной мощностью. Кроме того, используя нелинейные кристаллы для умножения частоты, появляется возможность создания мощных источников синей области спектра. Получение генерации в области 0.98 мкм затрудняется тем, что в той же области располагается абсолютный максимум сечения поглощения, поэтому необходимым является достижение высокой степени инверсии. Одним из способов получения высокой степени инверсии является использование источников накачки повышенной яркости.

На рис. 3.11 представлен профиль показателя преломления заготовки волокна с полностью стеклянной внутренней оболочкой для использования с источником накачки повышенной яркости. Собственно источник имел длину волны излучения на 0.91 мкм с мощностью до 5 Вт в волокне с диаметром сердцевины 50 мкм. Использование такого источника позволило реализовать набор волоконных лазеров с длинами волн излучения в диапазоне 0.98-1.03 мкм. Зависимости выходной мощности от мощности накачки приведены на рис. 3.12. Во всех лазерах дифференциальная эффективность превысила 50%.

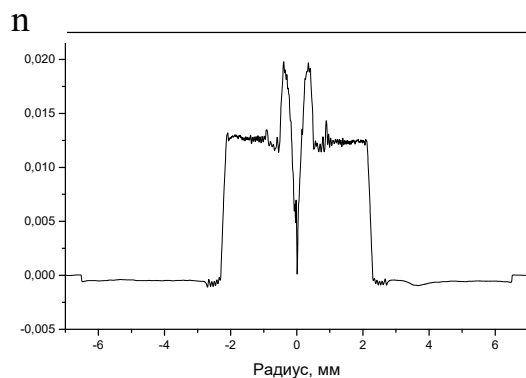


Рис. 3.11. Профиль показателя преломления заготовки

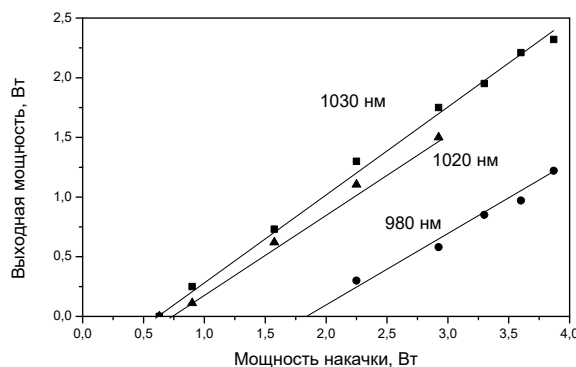


Рис. 3.12. Зависимости выходной мощности от мощности накачки

К достоинствам данной схемы следует отнести возможность полностью волоконного исполнения, а к недостаткам – ограничение по числовой апертуре внутренней оболочки, что в свою очередь ограничивает мощность накачки. Увеличить числовую апертуру для излучения накачки позволяет использование микроструктурированных активных волокон с воздушной оболочкой. В этом случае выходную мощность лазера на 0.98 мкм удается увеличить до нескольких Вт.

Другой способ получения генерации в коротковолновой области состоит в увеличении диаметра сердцевины при сохранении диаметра оболочки. Это также позволяет увеличить эффективность поглощения накачки и поднять степень инверсии. Так, в волокне с диаметром сердцевины 61 мкм удалось достичь мощности 94 Вт на длине волны 0.98 мкм. Очевидным недостатком такого подхода является многомодовый характер генерации.

Большой интерес также представляет получение генерации в области длинноволнового края спектра люминесценции иттербия ( $\lambda > 1.14$  мкм). Такие лазеры могут использоваться для накачки других волоконных лазеров, для получения излучения желтого диапазона при удвоении частоты, а также упростить схемы ВКР-лазеров. Основной проблемой создания лазеров длинноволнового диапазона является конкуренция с усиленной спонтанной люминесценцией, имеющей максимум в области 1.08 мкм. При этом высока вероятность возникновения спонтанной генерации в этой области, обеспеченной обратной связью за счет отражения на торцах волокна либо обратным рассеянием. Для подавления спонтанной генерации можно использовать изменение температуры активной среды лазера. Влияние нагрева на характеристики волоконного лазера во многом обуславливается изменением спектров поглощения и люминесценции, которое, в свою очередь, определяется изменением населенности подуровней в соответствии с распределением Больцмана:

$$\frac{N_i}{N} = \frac{\exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}{\sum_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}, \quad (3.1)$$

где  $N$  – общее число частиц,  $N_i$  – число частиц подуровня,  $E_i$  – энергия подуровня,  $T$  – абсолютная температура,  $k$  – постоянная Больцмана.

На рисунке 3.13 показаны результаты расчета распределения населенности по подуровням основного состояния иона  $\text{Yb}^{3+}$  в зависимости от температуры. Из результатов расчёта следует, что при нагревании следует ожидать, в первую очередь, изменения спектров поглощения, так как при увеличении температуры уменьшается населенность ос-

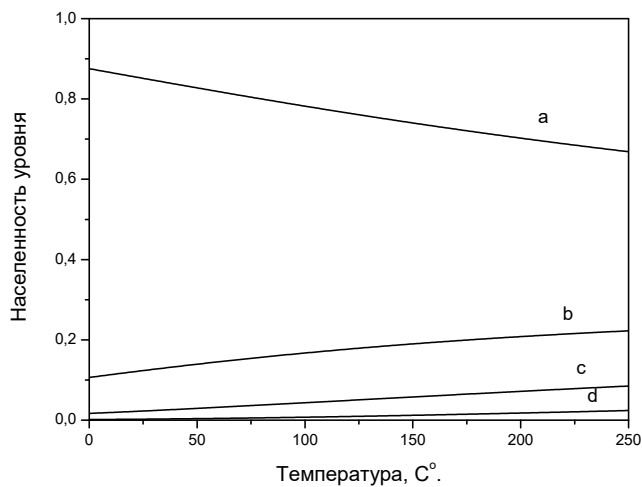


Рис. 3.13. Распределение населённости по подуровням основного состояния иона  $Yb^{3+}$

1 мкм при нагревании изменяться не должен, так как все излучательные переходы происходят с одного подуровня *e* (обозначения подуровней см. рисунок 3.2).

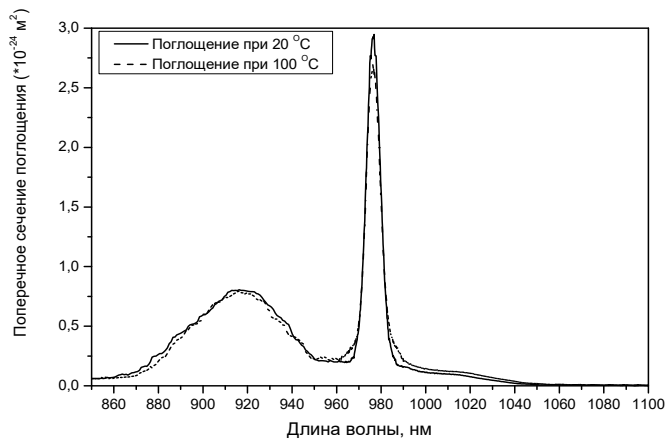


Рис. 3.14. Спектральные зависимости сечения поглощения ионов  $Yb^{3+}$  в волокне, для двух температур

ленности подуровней *f* и *g* возбужденного состояния. В то же время поглощение в полосе с центром на 1034 нм, увеличивается, т.к. при увеличении температуры значительно увеличивается населенность подуровня *b* основного уровня. Возрастает также поглощение в длинноволновом крае этой полосы. Соответствующий спектр сечения поглощения представлен на рис. 3.14. Увеличение поглощения наиболее существенно для

нового подуровня *a* и при этом увеличивается населенность подуровней *b*, *c* и *d*, что приводит к изменению не только величины поглощения излучения, но и к качественному изменению спектра поглощения на разных длинах волн.

В то же время, спектр люминесценции в диапазоне длин волн более

При нагреве поглощение на длине волны 976 нм уменьшается, т.к. при увеличении температуры уменьшается населенность подуровня *a* основного состояния. Также уменьшается поглощение в полосе с центром на 915 нм, что соответствует уменьшению населенности подуровня *a* основного уровня и увеличению насе-

спектрального диапазона 1.02-1.14 мкм и практически отсутствует в области более длинных волн.

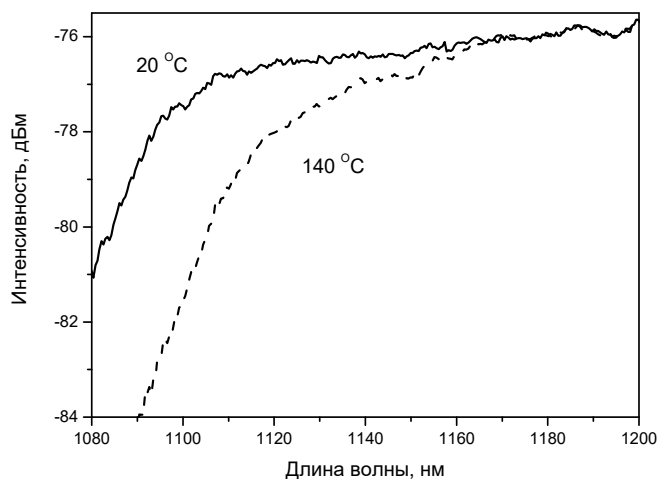


Рис. 3.15. Спектр пропускания волокна, легированного  $\text{Yb}^{3+}$ , при различных температурах

нению конкуренции генерации в длинноволновой области с усиленной спонтанной люминесценцией.

На рис. 3.16 проведено сравнение поведения лазеров, рассчитанных на генерацию в области 1.064 и 1.15 мкм, соответственно.

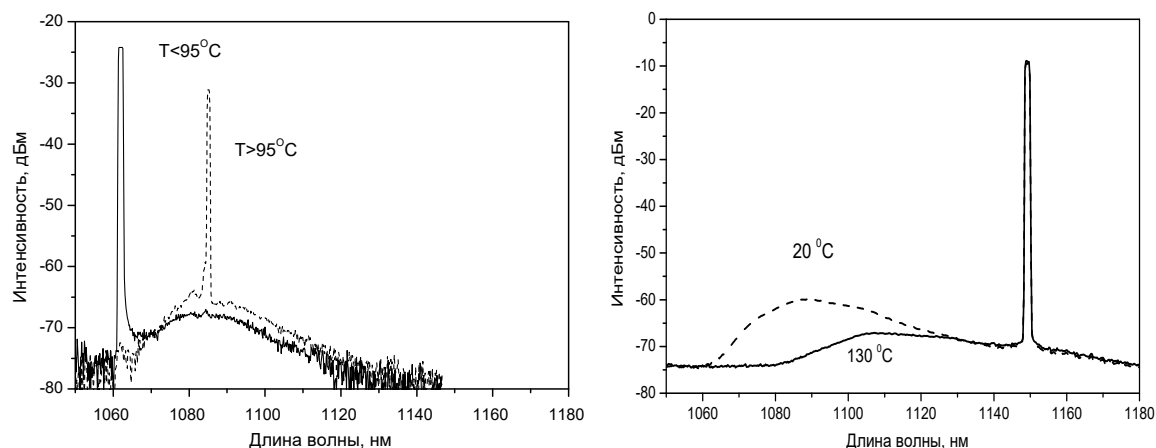


Рис. 3.16. Влияние температуры на спектры генерации лазеров с решетками на – 1064 нм и 1150 нм.

Для лазера с расчетной длиной волны 1.064 мкм при увеличении температуры увеличивается поглощение в этом спектральном диапазоне, что приводит к уменьшению мощности генерации на этой длине волны и увеличению мощности усиленной спонтанной люминесценции на бо-

На рис. 3.15 представлены спектры пропускания отрезка активного волокна для двух температур. Поскольку степень инверсии в волокнах с накачкой в оболочку невысока, можно ожидать, что нагрев приведет к перепоглощению сигнала в коротковолновой области и уменьшению

лее длинных волнах (1080-1090 нм). При дальнейшем нагреве происходит срыв генерации на длине волны, заданной брэгговскими решётками, и лазер начинает излучать в области максимума усиленной спонтанной люминесценции. При этом резонатор лазера образуется за счёт френелевского отражения от торцов волокна, а генерация имеет импульсный характер.

Для лазера с резонатором, образованным брэгговскими решётками с резонансами на 1150 нм, генерация на данной длине волны наблюдалась во всём исследованном диапазоне температур. При этом хорошо видно уменьшение мощности усиленной спонтанной люминесценции в спектральной области 1060-1120 нм, что сопровождается увеличением мощности генерации.

Важно подчеркнуть, что использование внешнего подогрева не является обязательным условием получения длинноволновой генерации. Нагрев волокна может происходить за счет потерь излучения накачки и сигнала, обусловленных как квантовым дефектом между длинами волн накачки и сигнала, так и поглощением излучения в волокне. Поэтому для нагрева на несколько десятков градусов достаточным является тепловая изоляция волокна.

Для получения эффективной генерации в области 1.16-1.18 мкм оптимальным представляется использование накачки на более длинных волнах (1.06-1.09 мкм). При этом в качестве источника накачки используется иттербиевый лазер с накачкой в оболочку, излучение которого вводится в сердцевину другого иттербиевого волокна. Подогрев этого волокна в данном случае приводит как к подавлению усиленной спонтанной люминесценции, так и к увеличению поглощения накачки. Схема лазера представлена на рис. 3.17.

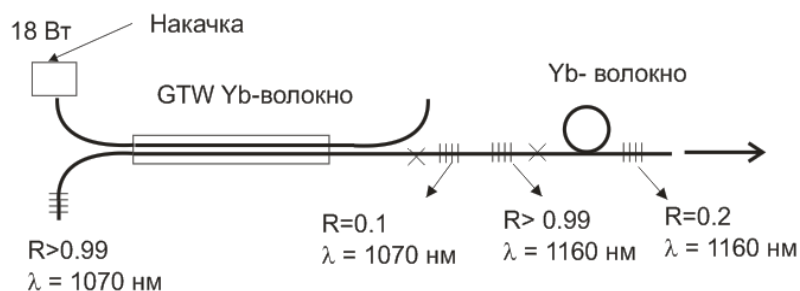


Рис. 3.17. Схема иттербиевого лазера длинноволнового диапазона

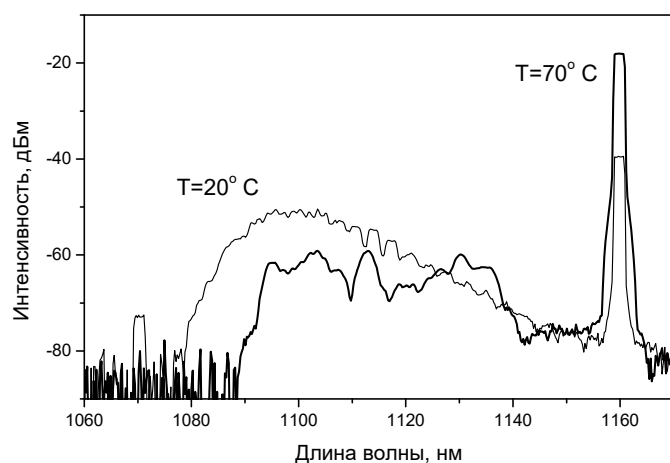


Рис. 3.18. Спектры излучения лазера на 1.16 мкм для двух температур

На рис. 3.18 представлены спектры излучения длинноволнового лазера для двух температур активной среды. Из рисунка видно, что при переходе на накачку на 1.07 мкм максимум усиленной спонтанной люминесценции сдвигается в область 1.1 мкм. Нагрев волокна приводит к заметному по-

давлению спонтанной люминесценции и возрастанию мощности генерации на 1.16 мкм.

### §3. Er– волоконные лазеры

Благодаря широкому использованию в оптических усилителях систем связи волокна, легированные ионами эрбия, являются самыми распространенными и широко исследованными. Схема уровней ионов  $\text{Er}^{3+}$  и оптические переходы представлены на рис. 3.19. На рис. 3.20 представлен спектр поглощения волокна, легированного ионами эрбия с сердцевиной на основе алюмосиликатного стекла. Полосы поглощения в области 0.66, 0.8, 0.98 и 1.53 мкм обусловлены переходами с основного уровня  $^4I_{15/2}$  на уровни  $^4F_{9/2}$ ,  $^4I_{9/2}$ ,  $^4I_{11/2}$ ,  $^4I_{13/2}$ , соответственно. Также в спектре проявляется область отсечки первой высшей моды 0.85-0.9 мкм и полоса поглощения ОН-групп на 1.38 мкм. Следует подчеркнуть, что соотношение между величиной пиков поглощения на различных длинах волн не отражает соотношение сечений поглощения из-за спектральной зависимости распределения мощности в легированной и нелегированной части поперечного сечения волокна.

Усиление и генерация в эрбиевых волокнах происходят на переходе  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  по трехуровневой схеме. Время жизни на метастабильном уровне составляет 10-12 мс в зависимости от состава стекла. Для накач-



ки одномодовых волокон обычно используются полупроводниковые лазеры с длиной волны излучения 0.98 и 1.48 мкм. В первом случае накачка производится на уровень  $^4I_{11/2}$ , а во втором – на верхние штарковские подуровни метастабильного уровня  $^4I_{13/2}$ . Накачка в полосу поглощения в области 0.8 мкм является малоэффективной из-за поглощения из возбужденного состояния, схема которого показана на рис. 3.19. Кроме того, сечение поглощения на этой длине волны невелико.

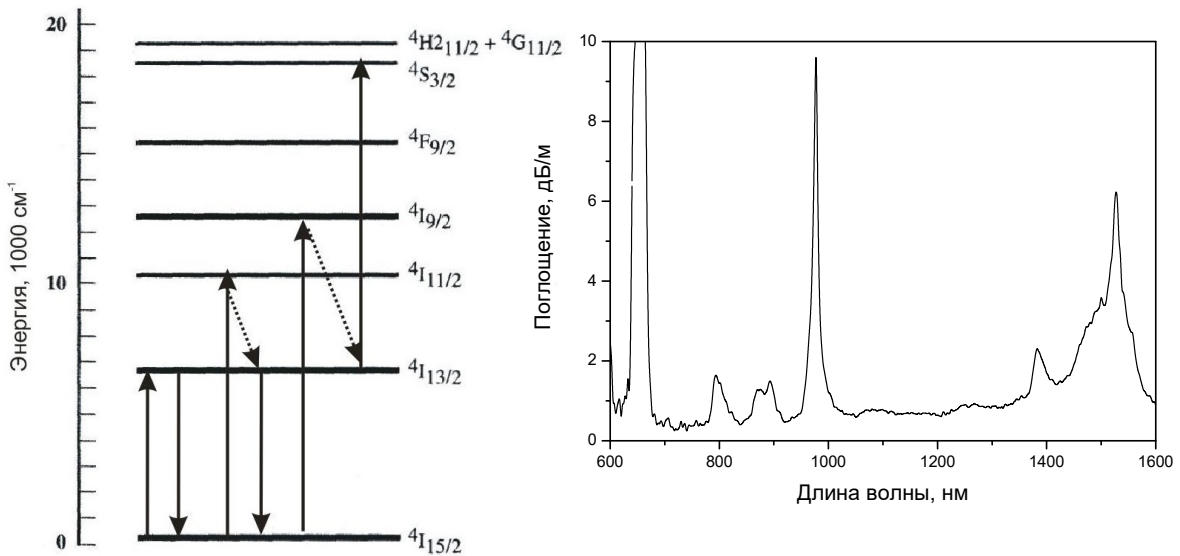


Рис. 3.19. Схема уровней ионов  $Er^{3+}$

Рис. 3.20. Спектр поглощения волокна, легированного ионами эрбия

В случае одномодовых волокон, легированных ионами эрбия, наибольшее распространение нашли волокна с дополнительным легированием сердцевины оксидом алюминия. При этом достигается более широкий спектр люминесценции по сравнению с германосиликатным и фосфорсилкатным стеклом, а также уменьшается вероятность кластеризации. На рис. 3.21 представлены спектральные зависимости сечений поглощения и излучения в области 1.53 мкм.

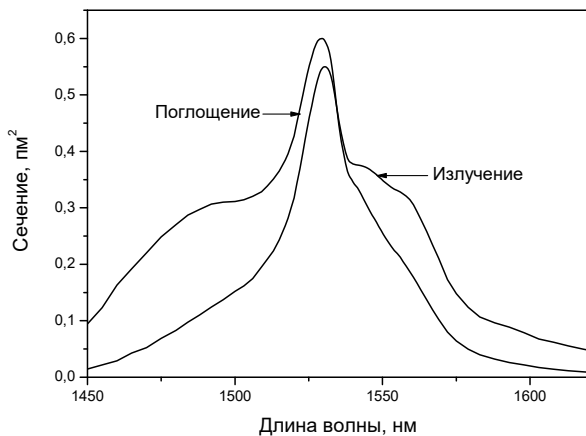


Рис. 3.21. Спектральные зависимости сечений поглощения и излучения

наибольшее распространение нашли волокна с дополнительным легированием сердцевины оксидом алюминия. При этом достигается более широкий спектр люминесценции по сравнению с германосиликатным и фосфорсилкатным стеклом, а также уменьшается вероятность кластеризации. На рис. 3.21 представлены спектральные зависимости сечений поглощения и излучения в области 1.53 мкм.

Максимум поглощения и излучения практически совпадают как по амплитуде, так по спектральному положению. Поэтому для получения эффективной генерации требуется создание высокой степени инверсии. В случае накачки в сердцевину волокна это достигается достаточно просто и создание лазера с выходной средней мощностью на уровне 10-100 мВт не вызывает трудностей. Характерная эффективность при накачке на 0.98 мкм составляет около 50%. Эрбиевое волокно с накачкой в сердцевину широко используется для создания лазеров со специальными динамическими и спектральными характеристиками, которые будут рассмотрены в следующих разделах.

Более сложную задачу представляет собой реализация мощного волоконного лазера с накачкой в оболочку, так как при малой степени инверсии проявляется перепоглощение сигнала. В какой-то степени эта задача является сходной с получением коротковолновой генерации в иттербиевом лазере. В случае эрбиевого волокна задача усложняется относительно невысоким сечением поглощения в области накачки, составляющее около  $0.3 \text{ пм}^2$  ( $3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ) в области 0.98 мкм.

Для получения эффективной генерации в эрбиевых волоконных лазерах с накачкой в оболочку можно применить сочетание нескольких приемов. Во-первых, это увеличение диаметра сердцевины и, по возможности, уменьшение диаметра внутренней оболочки. Это позволяет увеличить степень инверсии. Во-вторых, длину волны генерации следует выбирать в в длинноволновой части спектра люминесценции активных ионов – 1.58-1.6 мкм. Как видно из рис. 3.21, в этой области сечение излучения в несколько раз превышает сечение поглощения. На рис. 3.22 показана зависимость выходной мощности лазера на длине волны 1.6 мкм от введенной мощности накачки на 0.98 мкм. В качестве активной среды использовалось волокно с диаметром сердцевины 20 мкм и размером внутренней оболочки 100x100 мкм, легированное ионами эрбия с концентрацией  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Отражатель лазера был сформирован брэгговской решеткой, записанной в градиентном многомодовом волокне. Максимальная выходная мощность составила 4.1 Вт. Дифференциальная эффективность лазера составила 30%, что соответствует квантовой дифференциальной эффективности около 50%. Поскольку волокно

поддерживало распространение нескольких поперечных мод, а решетка также была многомодовой, спектр излучения лазера был сложным. На рис. 3.23 можно увидеть набор линий излучения, соответствующих генерации в различных модах. Добиться одномодового характера генерации можно путем изготовления волокна с разностью показателей преломления и оболочки на уровне 0.002-0.003.

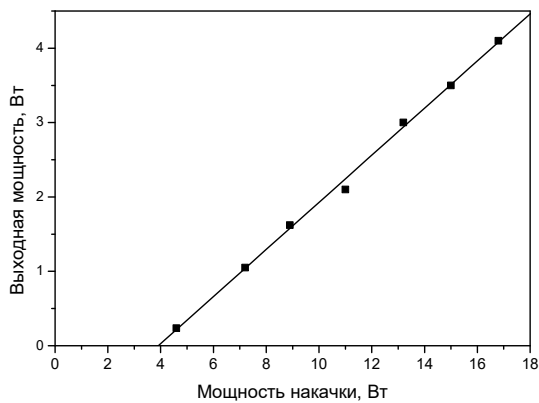


Рис. 3.22. Зависимость выходной мощности эрбиевого лазера от введенной мощности накачки

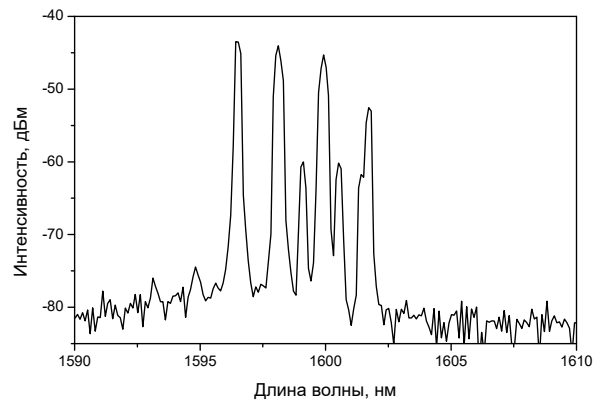


Рис. 3.23. Спектр излучения многомодового эрбиевого лазера

Более распространенным способом получения мощного излучения в области 1.55 мкм является использование волокон с двойной оболочкой и сердцевиной, легированной ионами Er и Yb. В лазерах на основе таких волокон при накачке происходит возбуждение ионов иттербия на уровень  $^2F_{5/2}$  с передачей энергии возбуждения ионами эрбия и их переходом на уровень  $^4I_{11/2}$ . Соответствующая схема процесса представлена на рис. 3.24. При этом обеспечивается эффективное поглощение накачки за счет высокой концентрации ионов  $Yb^{3+}$ , которая должна превышать концентрацию ионов  $Er^{3+}$  в 10-30 раз. Помимо прямой передачи энергии возбуждения от ионов  $Yb^{3+}$  к ионам  $Er^{3+}$  возможна и обратная передача. Для ее предотвращения сердцевина активного волокна легируется оксидом фосфора, что позволяет для ионов эрбия уменьшить время жизни на уровне  $^4I_{11/2}$  и снизить вероятность обратной передачи. В свою очередь, это усложняет технологию получения активного волокна. Другая проблема использования волокна с двойным легированием состоит в возможном появлении спонтанной генерации в области 1.06 мкм вызванной оптическими переходами ионов  $Yb^{3+}$ , что требует устранения случайных

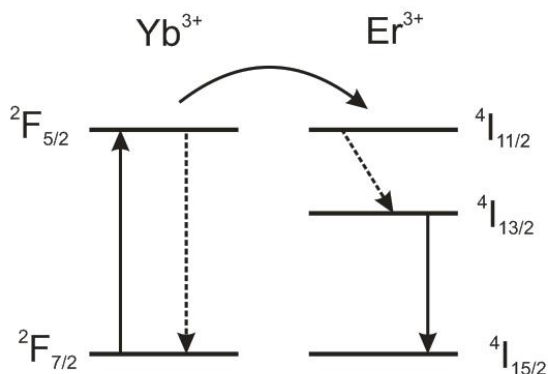


Рис. 3.24. Схема передачи энергии в Er:Yb волокне

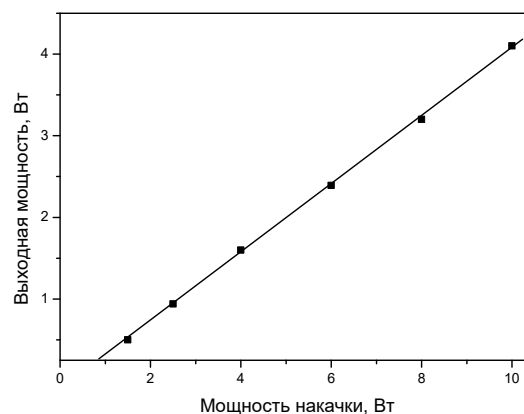


Рис. 3.25. Зависимость мощности Er:Yb лазера от мощности накачки

отражений в резонаторе лазера. Тем не менее, использование Er:Yb-волокон позволяет получать дифференциальную эффективность генерации на уровне 40-50%. Соответствующая зависимость выходной мощности на длине волны 1.54 мкм от мощности накачки представлена на рис. 3.25. Максимальная достигнутая мощность генерации составляет более 100 Вт.

#### §4. Tm- волоконные лазеры

Волоконные лазеры на основе волокон, легированных ионами Tm<sup>3+</sup>, излучают в области 1.8-2.1 мкм. В этом диапазоне волокна на основе кварцевого стекла обладают относительно невысоким уровнем оптических потерь (0.01-0.1 дБ/м), что слабо сказывается на эффективности генерации. В то же время, высокий коэффициент поглощения молекулами воды делает такие лазеры относительно безопасными для зрения и позволяет предложить ряд их применений. Схема уровней ионов тулия представлена на рис. 3.26. Как видно из рисунка, тулиевый лазер работает по трехуровневой схеме. На рис. 3.27 показан спектр поглощения волокна, легированного ионами тулия.

Полосы поглощения в области 1.6, 1.22 и 0.78 мкм обусловлены переходами с основного уровня  $^3H_6$  на уровни  $^3F_4$ ,  $^3H_5$  и  $^3H_4$ , соответственно. Пик в области 1.1 мкм соответствует переходу волокна в одномодовый режим распространения излучения. Сечения поглощения на дли-

нах волн 0.78, 1.22 и 1.6 мкм оцениваются как  $9 \cdot 10^{-21} \text{ см}^{-3}$ ,  $4.5 \cdot 10^{-21}$  и  $4.5 \cdot 10^{-21} \text{ см}^{-3}$ , соответственно.

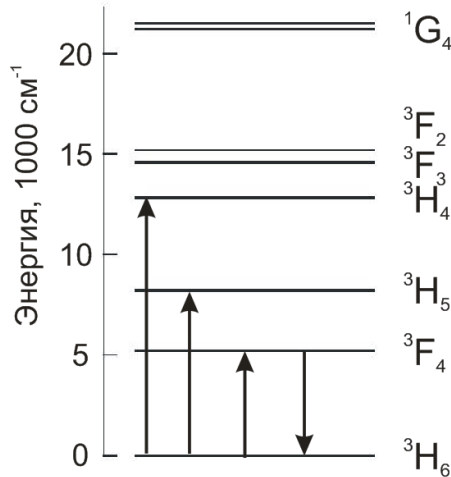


Рис. 3.26. Схема уровней  $Tm^{3+}$

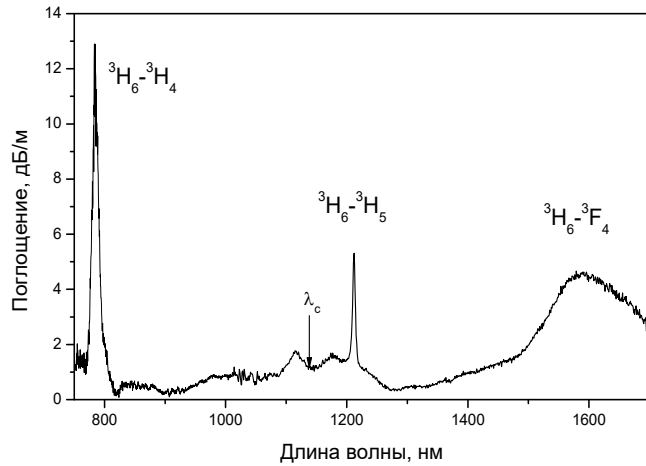


Рис. 3.27. Спектр поглощения волокна, легированного  $Tm^{3+}$

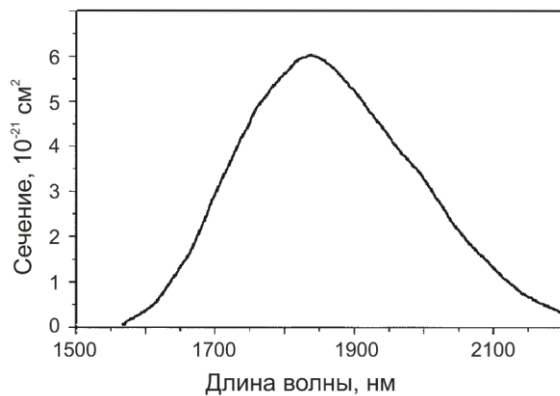


Рис. 3.28. Спектральная зависимость сечения люминесценции  $Tm^{3+}$

На рис. 3.28 представлена спектральная зависимость сечения люминесценции, обусловленной переходом  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ . Максимум сечения достигается в области 1.85 мкм. Время жизни на метастабильном уровне составляет 0.3-0.4 мс. В настоящее время для накачки тулиевых лазеров используются полупроводниковые или волоконные источники с длинами

волн излучения в области 0.78, 1.22 и 1.6 мкм. Для возбуждения на уровень  ${}^3H_4$ , используются полупроводниковые лазеры, излучающие на 0.78-0.79 мкм. Относительно высокое значение сечения поглощения в этой области позволяет использовать схему с накачкой в оболочку. Поскольку лазер работает по трехуровневой схеме, а степень инверсии невысока, максимальная эффективность генерации достигается в области 1.9-2.1 мкм. Особенность использования накачки на уровень  ${}^3H_4$  состоит в проявлении кросс-релаксации, когда энергия безизлучательного пере-

хода  ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ , расходуется не на тепло, а приводит к возбуждению другого иона на уровень  ${}^3\text{F}_4$ . То есть, поглощение одного фотона накачки может приводить к генерации двух фотонов. В результате дифференциальная эффективность может достигать 60%, что соответствует квантовой эффективности более 100%. Максимальная достигнутая мощность при таком способе накачки составляет около 500 Вт. К недостаткам данной схемы тулиевого лазера следует отнести сложность получения мощной генерации полупроводникового лазера с длиной волны короче 0.8 мкм. В результате такие лазеры имеют более высокую стоимость и меньшую надежность по сравнению с хорошо разработанными полупроводниковыми источниками, излучающими в диапазоне 0.85-0.98 мкм. Кроме того, полупроводниковые источники для накачки Tm-лазеров имеют относительно невысокую яркость. В результате продемонстрированные лазеры выполнены с использованием большого количества объемных элементов. Это делает актуальным использование других схем накачки.

Как видно из рис. 3.27, полоса поглощения, обусловленная переходом  ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_5$ , имеет заметную величину, начиная примерно с 1.1 мкм. Это позволяет предложить использование иттербиевых волоконных лазеров, излучающих в области 1.1-1.16 мкм для накачки в сердцевину волокна, легированного ионами тулия. Однако эффективность генерации лазеров с такой накачкой ограничивается поглощением из возбужденного состояния, при котором происходит покаскадное заселение уровней вплоть до уровня  ${}^1\text{G}_4$ . Более того, релаксация с этого уровня сопровождается сильной синей люминесценцией, которая может привести к деградации волокна (потемнению) из-за возбуждения дефектов стекла. Такая же проблема может возникать и при накачке в области 0.78-0.79 мкм. Чтобы избежать поглощения из возбужденного состояния необходимо использовать источники с длиной волны излучения от 1.2 мкм и выше. Поскольку полупроводниковые лазеры этого диапазона с достаточной мощностью отсутствуют, возможным является использование волоконных конверторов на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР-лазеров). Такие устройства будут рассмотрены в дальнейшем. При использовании в качестве накачки ВКР-лазера, излучающего на длине волны 1.23 мкм с максимальной мощностью 20 Вт,

была достигнута мощность генерации тулиевого лазера 7 Вт на длине волны 1.95 мкм. Недостаток такой схемы заключается в ее сложности. Практически схема предполагает 3 стадии преобразования: полупроводниковый источник → иттербиевый волоконный лазер → ВКР-лазер → тулиевый лазер. Это естественно отражается на общей эффективности схемы.

Существенно большее распространение нашла схема тулиевого лазера с накачкой Er:Yb волоконным лазером на длине волны 1.56-1.6 мкм. При этом возбуждаются верхние штарковские подуровни метастабильного уровня  $^3F_4$ . Такая схема позволяет реализовать полностью волоконное исполнение лазера. Кроме того, в данном случае отсутствует поглощение из возбужденного состояния и проблема потемнения стекла отсутствует. В данной схеме тулиевый лазер может накачиваться как в сердцевину, так и в оболочку активного волокна. В первом случае выходная мощность ограничивается мощностью одиночного Er:Yb волоконного лазера. При использовании накачки в оболочку удастся существенно поднять мощность за счет увеличения количества источников накачки. Так, при объединении в оболочке тулиевого волокна излучения 18 волоконных лазеров, излучающих на длине волны 1.57 мкм с суммарной мощностью 720 Вт, была продемонстрирована генерация Tm-лазера с мощностью 415 Вт. Длина волны излучения составила 1.94 мкм, дифференциальная эффективность – около 60%. При этом следует иметь в виду, что эффективность Er:Yb лазера составляет 40-50%, поэтому эффективность по отношению к мощности полупроводникового источника составляет 25-30%.

Таким образом, можно сделать вывод, что для получения мощных тулиевых лазеров возможно использование как непосредственно полупроводниковой накачки, так и накачки волоконными лазерами. В первом случае возможно получение более высокой эффективности, однако лазеры имеют не полностью волоконное исполнение, что затрудняет их практическое использование. Во втором случае возможно изготовление практичных цельноволоконных устройств. Дальнейшее развитие Tm-лазеров будет существенно зависеть от уровня разработки полупроводниковых лазеров, излучающих в области 0.78-0.79 мкм.

## §5. Ho – волоконные лазеры

Лазеры на основе волокон, активированных ионами гольмия, позволяют получать генерацию на длинах волн более 2 мкм. Это представляет интерес для медицины, где широко используются твердотельные гольмиевые лазеры. Кроме того, в области 2.1-2.2 мкм расположен локальный минимум поглощения атмосферы, что позволяет предложить гольмиевые волоконные лазеры для лазерной локации и атмосферных оптических систем связи. Спектр излучения Ho-лазеров определяется схемой уровней, представленной на рис. 3.29. На рис. 3.30 показан спектр поглощения волокна, легированного ионами гольмия.

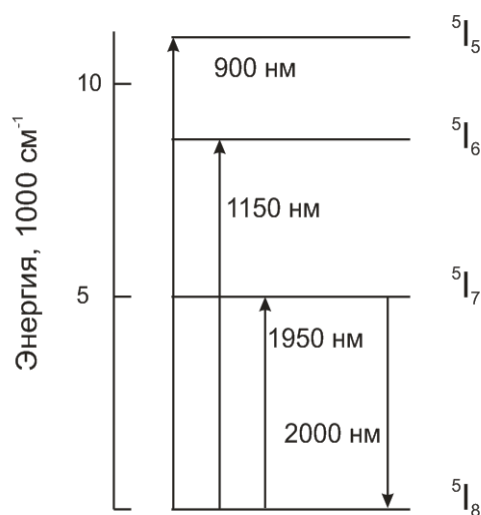


Рис. 3.29. Схема уровней ионов  $\text{Ho}^{3+}$

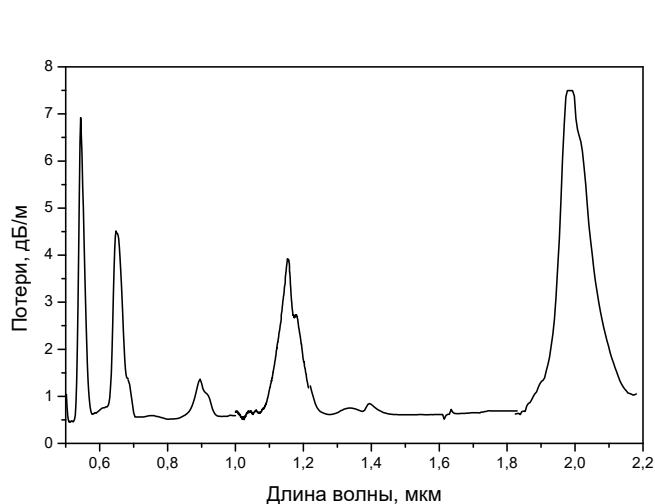


Рис. 3.30. Спектр поглощения волокна, легированного ионами  $\text{Ho}^{3+}$

Как видно из схемы уровней гольмиевый лазер работает по трехуровневой схеме. В ИК-области присутствуют три полосы поглощения с центрами вблизи 0.9, 1.15 и 1.95 мкм. Сечения поглощения на 1.15 и 1.95 мкм могут быть оценены как  $1.4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$  и  $4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ , соответственно. Спектр люминесценции, представленный на рис. 3.31, имеет сложную форму с максимумами в области 1.95 и 2.02 мкм. Время жизни на метастабильном уровне составляет около 0.5 мс. Сечение эмиссии в максимуме оценивается как  $2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ .

Таким образом, спектры поглощения и люминесценции разнесены по спектру незначительно и для эффективной генерации требуется высокая степень инверсии. Поэтому использование для накачки слабой полосы поглощения в области 0.9 мкм в оболочку является бесперспек-



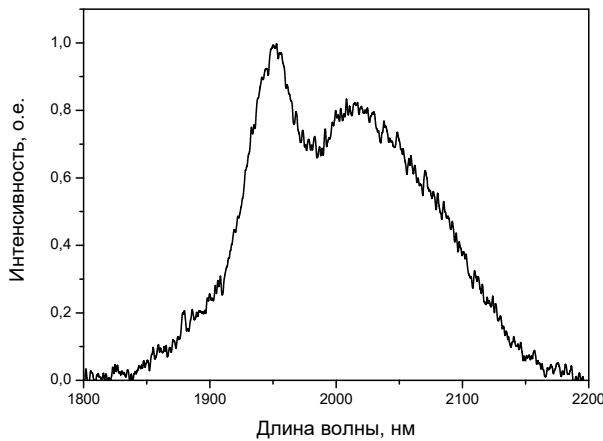


Рис. 3.31. Спектр люминесценции ионов  $\text{Ho}^{3+}$

тивным. На практике нашли распространение несколько лазерных схем. Первый – с использованием тулиевого лазера, когда накачка осуществляется в сердцевину волокна, легированного ионами  $\text{Ho}^{3+}$  на верхние подуровни метастабильного уровня  $^5\text{I}_8$ . С использованием такой схемы была продемонстрирована дифференциальная эффективность более 80% во многом благодаря малому квантовому дефекту между длинами волн накачки и излучения. В этом случае схема не была цельноволоконной. Более компактная схема реализуется при накачке тулиевого лазера эрбий-иттербиевым волоконным лазером, однако, цепочка преобразований в этом случае выглядит довольно сложной: полупроводниковый источник  $\rightarrow \text{Er}:\text{Yb}$  волоконный лазер  $\rightarrow \text{Tm}$  волоконный лазер  $\rightarrow \text{Ho}$  волоконный лазер.

Непосредственная накачка лазерными диодами на 793 нм была продемонстрирована для волокна, легированного как ионами тулия, так и гольмия. Возбуждение ионов  $\text{Ho}^{3+}$  осуществлялось за счет передачи энергии от ионов  $\text{Tm}^{3+}$ . Соотношение концентраций  $\text{Tm}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$  составляло 10:1. В такой схеме была продемонстрирована выходная мощность 83 Вт с дифференциальной эффективностью 40%. Из-за специфики согласования с диодами накачки схема содержала объемные элементы.

Полностью волоконный гольмиевый лазер может быть реализован при возбуждении на уровень  $^5\text{I}_6$  с использованием накачки с длиной волны излучения в области 1.15 мкм. В качестве такого источника могут применяться иттербиевые волоконные лазеры длинноволнового диапазона. Возможная схема лазера для этого случая представлена на рис. 3.32.

Длина волны накачки может изменяться в пределах полосы поглощения (1.12-1.18 мкм), а длина волны генерации – в пределах линии люминесценции.

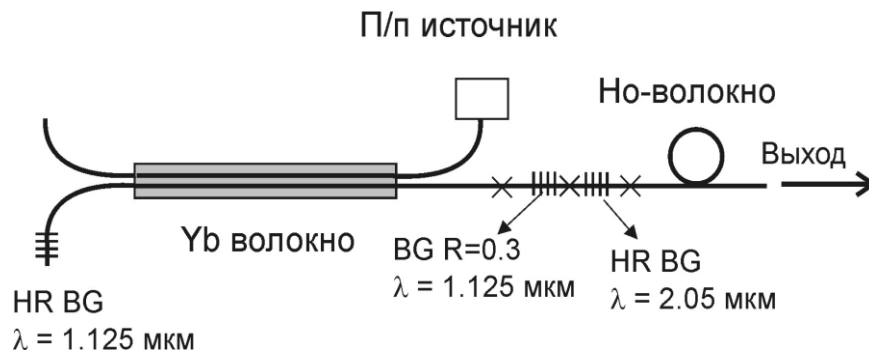


Рис. 3.32. Схема гольмиевого лазера с накачкой иттербиевым лазером

Одна из главных проблем при создании гольмиевых лазеров заключается в выборе оптимальной концентрации активных ионов. На

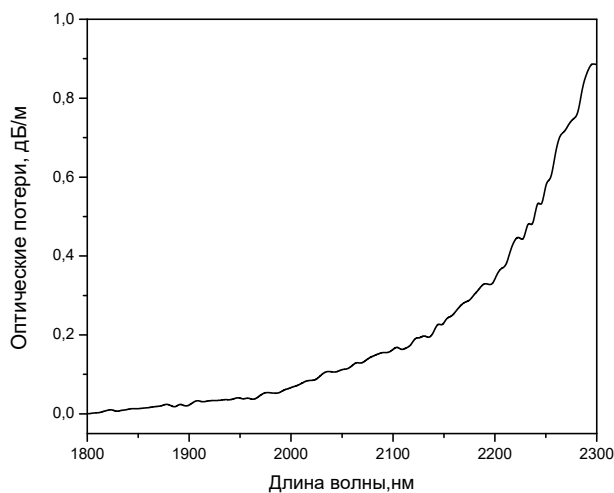


Рис. 3.33. Спектр поглощения волокна на основе алюмосиликатного стекла

длинах волн, превышающий 2 мкм, кварцевое стекло обладает значительными оптическими потерями, обусловленными краем полосы поглощения в области 10 мкм, обусловленной колебаниями молекулы  $\text{SiO}_2$ . На рис. 3.33 представлен соответствующий спектр поглощения для волокна на основе алюмосиликатного стекла. Поэтому, для получения эффективной генерации

длина активного волокна в резонаторе лазера не должна превышать нескольких метров. Это требует использования волокон с достаточно высокой концентрацией активных ионов. Однако в этом случае возможно проявление концентрационных эффектов и снижения эффективности из-за кластеризации ионов гольмия. На рис. 3.34 представлена спектральная зависимость дифференциальной эффективности генерации лазера на основе волокна, легированного ионами гольмия с концентрацией  $N=1.25 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  при накачке на длине волны 1.125 мкм. Для каждой длины волны подбиралась оптимальная длина волокна в резонаторе, которая изменялась от 0.8 м до 1.8 м на длинах волн 2.02 и 2.15 мкм, соответственно. Максимальная мощность генерации, достигнутая в данной

схеме, составила 10 Вт на длинах волн 2.05, 2.07 и 2.1 мкм. На рис. 3.35 представлен спектр генерации при данной мощности.

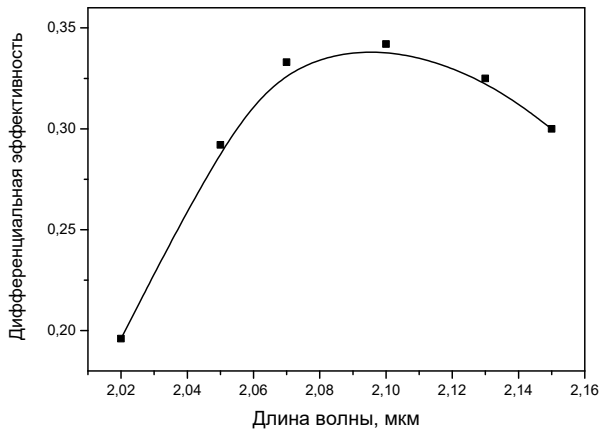


Рис. 3.34. Спектральная зависимость эффективности генерации лазера при  $N=1.25 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

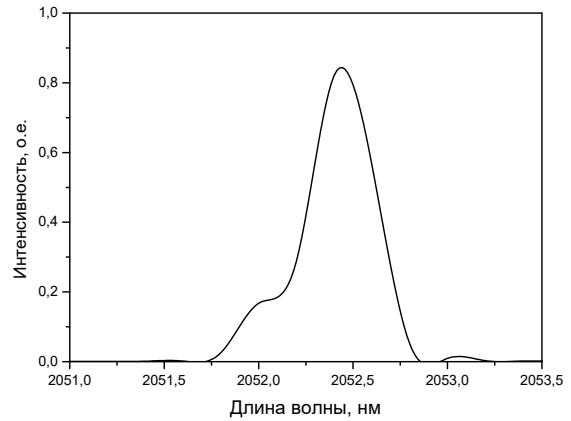


Рис. 3.35. Спектр генерации гольмиевого лазера

На рис.3.36 представлена зависимость дифференциальной эффективности генерации на длине волны 2.05 мкм от концентрации активных ионов в волокнах, используемых в качестве активной среды лазеры. Лазеры накачивались на длине волны 1.125 мкм. Из рисунка видно, что эффективность генерации возрастает при уменьшении концентрации до уровня  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . При дальнейшем уменьшении концентрации наблюдается уменьшение эффективности, что связано с увеличением длины

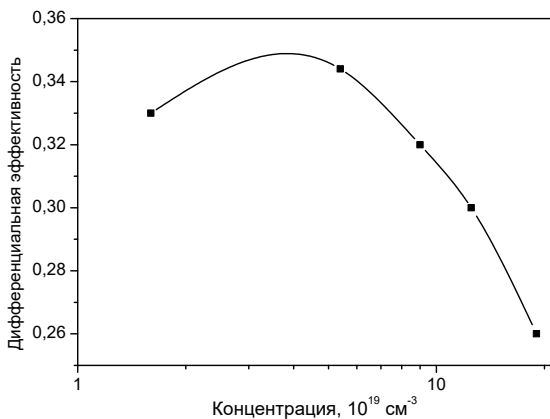


Рис. 3.36. Зависимость эффективности генерации от концентрации активных ионов

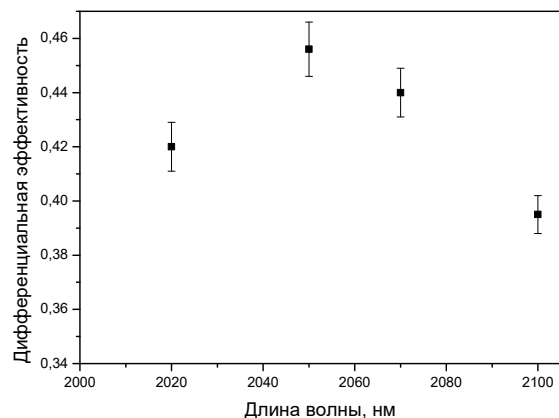


Рис. 3.37. Спектральная зависимость эффективности генерации лазера при концентрации  $N=1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$

волокна в резонаторе до уровня 10 м, при этом начинают сказываться оптические потери в волокне. Для уменьшения длины активного волокна следует использовать накачку на длине волны, соответствующей максимальному значению поглощения накачки. На рис. 3.37 представлена спектральная зависимость дифференциальной эффективности генерации лазера на основе волокна, легированного ионами гольмия с концентрацией  $N=1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при накачке на длине волны 1.15 мкм. В этом случае длина активного волокна уменьшается до 4-5 м, а максимальная дифференциальная эффективность достигает 0.46.

Для возбуждения на уровень  $^5I_6$  могут использоваться и полупроводниковые лазеры, излучающие в области 1.15 мкм. Однако мощность их невелика и не превышает нескольких Вт для случая накачки в оболочку. Кроме того, накачка в оболочку на этой длине волны представляется малоэффективной из-за относительно невысокого сечения поглощения. В то же время мощность иттербиевых волоконных лазеров для накачки в сердцевину может достигать сотен Вт.

### Литература к главе III

1. А.С. Курков, Е.М. Дианов, «Непрерывные волоконные лазеры средней мощности» *Квантовая Электроника*, **34**, 881 (2004).
2. H. Zellmer, U. Willamowski, A. Tunnermann et al., «High-power cw neodymium-doped fiber laser operating at 9.2 W with high beam quality», *Optics Letters*, **20**, 578 (1995).
3. Е.М. Дианов, А.В. Белов, И.А. Буфетов, В.Н. Протопопов, А.Н. Гурьянов, Д.Д. Гусовский, С.В. Кобись, «Мощный неодимовый одномодовый волоконный лазер», *Квантовая электроника*, **24**, 3 (1997).
4. <http://www.ipgphotonics.com>
5. А.С. Курков, В.И. Карпов, А.Ю. Лаптев и др., «Высокоэффективный волоконный лазер с накачкой в оболочку на основе иттербиевого световода и волоконной брэгговской решетки», *Квантовая электроника*, **27**, 239 (1999).
6. Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, «Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power», *Optics Express*, **12**, 6088 (2004).
7. М.А. Мелькумов, И.А. Буфетов, К.С. Кравцов, А.В. Шубин, Е.М. Дианов, «Генерационные параметры иттербиевых волоконных

- световодов, легированных  $P_2O_5$  и  $Al_2O_3$ », Квантовая электроника, 843, **34** (2004).
8. A.S.Kurkov, «Oscillation spectral range of Yb-doped fiber lasers», Laser Physics Letters, **4**, 93 (2007).
  9. И.А. Буфетов, М.М. Бубнов, М.А. Мелькумов и др., «Волоконные Yb-, Er-Yb- и Nd-лазеры на световодах с многоэлементной первой оболочкой», Квантовая электроника, **35**, 328 (2005).
  10. А.С. Курков, В.М. Парамонов, М.В. Яшков, С.Е. Гончаров, И.Д. Залевский, «Многомодовый волоконный эрбиевый лазер с накачкой в оболочку», Квантовая электроника, **37**, 343 (2007).
  11. D.Y. Shen, J.K. Sahu, and W.A. Clarkson, «High-power widely tunable Tm:fibre lasers pumped by an Er,Yb co-doped fibre laser at 1.6  $\mu\text{m}$ », Optics Express, **14**, 6084 (2006).
  12. К.С. Кравцов, И.А. Буфетов, О.И. Медведков, Е.М. Дианов, М.В. Яшков, А.Н. Гурьянов, «Одномодовый тулиевый волоконный лазер мощностью 7 Вт с накачкой на длине волны 1230 нм», Квантовая Электроника, **35**, 586 (2005).
  13. T.S. McComb, R.A. Sims, C.C. Willis, P. Kadwani, V. Sudesh, L. Shah, and M. Richardson, «High-power widely tunable thulium fiber lasers», Applied Physics, **49**, 6236 (2010).
  14. S.D. Jackson, A. Sabella, A. Hemming, S. Bennetts, and D.G. Lancaster, «High-power 83W holmium-doped silica fiber laser operating with high beam quality», Optics Letters, **32**, 241 (2007).
  15. A.S. Kurkov, E.M. Sholokhov, O.I. Medvedkov, V.V. Dvoyrin, Yu.N. Pyrkov, V.B. Tsvetkov, A.V. Marakulin, and L.A. Minashina, «Holmium fiber laser based on the heavily doped active fiber», Laser Physics Letters, **6**, 661 (2009).
  16. A.S. Kurkov, V.V. Dvoyrin, A.V. Marakulin, «All-fiber 10 W holmium lasers pumped at  $\lambda=1.15 \mu\text{m}$ », Optics Letters, **35**, 490 (2010).
  17. А.С. Курков, Е.М. Шолохов, А.В. Маракулин, Л.А. Минашина, «Влияние концентрации активных ионов на эффективность генерации гольмиевых волоконных лазеров», Квантовая электроника, **40**, 386 (2010).
  18. А.С. Курков, Е.М. Шолохов, В.Б. Цветков, А.В. Маракулин, Л.А. Минашина, О.И. Медведков, А.Ф. Косолапов, «Гольмиевый волоконный лазер с рекордной квантовой эффективностью», Квантовая электроника, **41**, 492 (2011).



## Глава IV

### **ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ СО СПЕЦИАЛЬНЫМИ СПЕКТРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

#### **§1. Одночастотные волоконные лазеры**

В общем случае спектр генерации волоконного лазера состоит из большого количества продольных мод, заполняющих спектр усиления либо спектр отражения селективных отражателей. Частотный интервал  $\Delta\nu$  между продольными модами определяется длиной резонатора:

$$\Delta\nu = c/2Ln, \quad (4.1)$$

где  $L$  – длина резонатора,  $n$  – показатель преломления среды,  $c$  – скорость света в вакууме.

При типичной длине резонатора волоконного лазера  $L = 10$  м, частотный интервал  $\Delta\nu$  составляет около 10 МГц. При ширине спектра отражения брэгговских решеток  $\Delta\lambda \sim 0.1$  нм (13 ГГц на длине волны 1.55 мкм), в спектр отражения попадает более тысячи продольных мод, которые и формируют спектр генерации лазера с учетом конкуренции между модами и межмодового взаимодействия.

Для ряда задач, таких как спектроскопия, оптические датчики, стандарты частоты и пр. требуется применение лазеров с малой шириной спектра излучения. В последнее время интерес к узкополосным лазерам вызывается и разработкой систем когерентного сложения, в которых в качестве задающего генератора используется лазер с большой

длиной когерентности, а значит, с узким спектром излучения. Получить узкую линию можно в случае генерации на одной продольной моде. В случае самой простой конфигурации DBR-лазера (distributed Bragg reflection), представленной на рис. 4.1, для получения одночастотной генерации необходимо получить как можно больший межмодовый интервал  $\Delta\nu$  за счет уменьшения длины резонатора  $L$ . Так, при длине резонатора 2 см он составит около 5 ГГц. В этом случае в спектр отражения брэгговской решетки попадает лишь несколько продольных мод с различными коэффициентами отражения (рис. 4.2). Для моды, соответствующей максимальному коэффициенту отражения, генерация является предпочтительной.

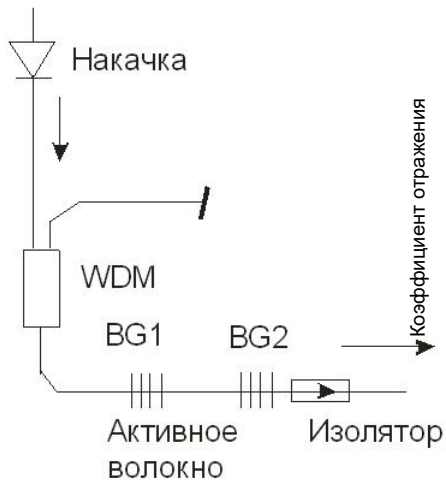


Рис. 4.1. Схема одночастотного DBR-лазера

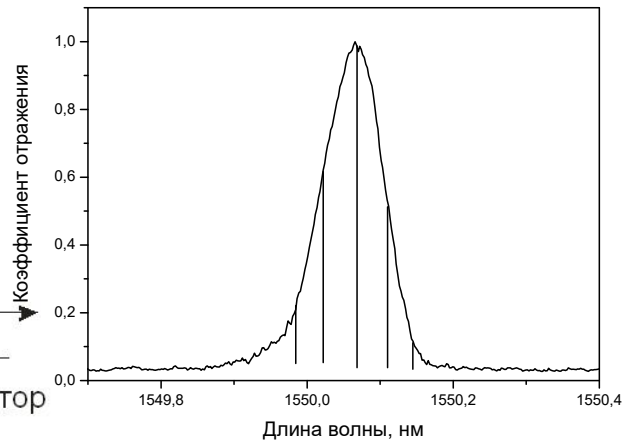


Рис. 4.2. Спектр отражения решетки и распределение продольных мод

На практике реализация данного подхода затрудняется тем, что для ряда лазеров на малой длине волокна не обеспечивается достаточное поглощение накачки и усиление. Увеличение концентрации легирующей примеси затрудняется возникновением концентрационных эффектов. Для широко распространенных эрбиевых лазеров это приводит к тому, что достижение генерации возможно лишь при использовании выходных брэгговских решеток с отражением более 90%. В сочетании с неэффективным поглощением накачки это приводит к тому, что выходная мощность составляет менее 1 мВт.

Более высокие мощности могут быть достигнуты в случае использования волокон, легированных ионами редкоземельных элементов с

высокими сечениями поглощения накачки. Так, в случае Yb-волокон при накачке в сердцевину, в сочетании с отсутствием кооперативной апконверсии, поглощение излучения накачки может достигать 10 дБ/см на длине волны 0.97 мкм. Поэтому для одночастотных DBR Yb-лазеров выходная мощность достигает десятков мВт. Также большие значения поглощения накачки в области 0.78-0.79 мкм достигаются для тулиевых волокон, что позволяет получать выходную мощность в одночастотном режиме также более 10 мВт.

Второй тип одночастотных лазеров, так называемые DFB (distributed feed-back reflection) лазеры, состоят из длинной Брэгговской решетки, записанной непосредственно на активном волоконном волокне, выполняющей одновременно функции, как отражателей, так и активной среды. В соответствии с теорией, генерация в таких структурах осуществляется на двух продольных модах. Для выделения одной продольной моды в центре решетки формируется фазовый сдвиг, равный  $\pi/2$ . Спектр отражения фазовосдвинутой решетки представлен на рис. 4.3. Фазовый сдвиг формируется посредством дополнительного облучения центрального участка решетки. На рис. 4.3 представлена динамика изменения спектра пропускания решетки в процессе наведения фазового сдвига. Рис. 4.3 а иллюстрирует начальный спектр брэгговской решетки, рис. 4.3 б, с – его изменение в процессе облучения центральной части решетки, видно, что этот процесс приводит к появлению узкого пика пропускания. Облучение прекращалось, когда данный пик сдвигался к центру спектра пропускания (рис. 4.3 d).

Данная конфигурация обеспечивает одночастотный режим генерации независимо от длины резонатора. На практике длина резонатора такого лазера ограничивается возможностями методов записи решеток. Так, в случае использования методики записи через фазовую маску максимальная длина решетки составляет около 10 см и 2-3 см – для голографического метода. Следует отметить, что одна из главных проблем данного метода состоит в выборе материала сердцевины активного волокна, так как необходимым является наличие достаточной фоточувствительности с одной стороны, и отсутствие кластеризации при высокой концентрации активных ионов – с другой. Поэтому для реализации достаточно мощных лазеров использовались волокна со сложным химиче-



ским составом. Так, был продемонстрирован лазер с длиной резонатора 10 см на основе волокна, имеющего состав сердцевины Er:Yb:Sn:Al:P. При этом максимальная выходная мощность составила 10 мВт при накачке 110 мВт на длине волны 0.98 мкм.

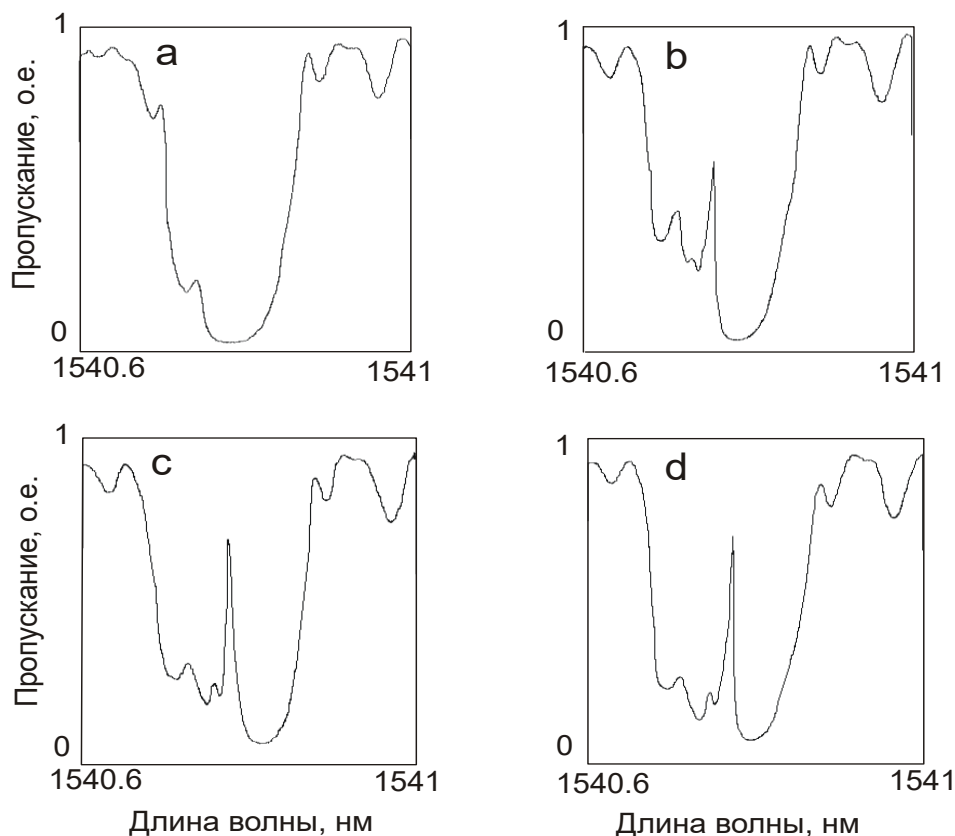


Рис. 4.3. Динамика изменения спектра пропускания Брэгговской решетки при наведении фазового сдвига

Еще одна конфигурация основана на использовании связанных резонаторов, сформированных тремя решетками. При этом длина одного из резонаторов выбиралась достаточно большой (10-20 см), обеспечивая высокий коэффициент усиления, а длина другого резонатора составляла около 1 см, обеспечивая селекцию продольных мод. Генерация осуществлялась на продольной моде, являющейся общей для обоих резонаторов. Основная проблема данной конфигурации состоит в изготовлении короткого резонатора.

Другая конфигурация одночастотного лазера позволяет увеличить длину резонатора до нескольких десятков сантиметров и получить высокую выходную мощность без использования активных волокон с нестандартным химическим составом. В основе предложенной configura-

ции лежит объединение принципов DFB-лазера и лазера со связанными резонаторами. Резонатор лазера формируется двумя брэгговскими решетками, одна из которых записывается на активном волокне и имеет фазовый сдвиг равный  $\pi/2$ . Длина активного волокна выбирается в диапазоне 10-100 см. С другого конца резонатор запирается второй решеткой с коэффициентом отражения близким к 100%, которая может быть сформирована на фоточувствительном неактивном волокне. Данная лазерная конфигурация излучает на продольной моде, являющейся общей для обоих резонаторов, то есть на моде, обеспеченной фазовосдвинутой решеткой. Схема лазера представлена на рис. 4.4.

На рис. 4.5 представлены результаты измерения модового состава излучения лазера, имеющего фазовосдвинутую решетку с шириной пика пропускания, составляющего 600 МГц.

Из рисунка видно, что если для резонатора длиной 70 см, где расстояние между модами длинного резонатора составляет 140 МГц, имеет место генерация на трех продольных модах, то при укорочении его до 30 см удается получить одночастотную генерацию.

Рассмотренные принципы получения одночастотного режима позволяют получать генерацию в спектральных диапазонах, соответствующих излучению ионов Yb, Er, Tm. Максимальная мощность генерации составляет десятки мВт, а типичная ширина линии излучения – несколько десятков кГц.

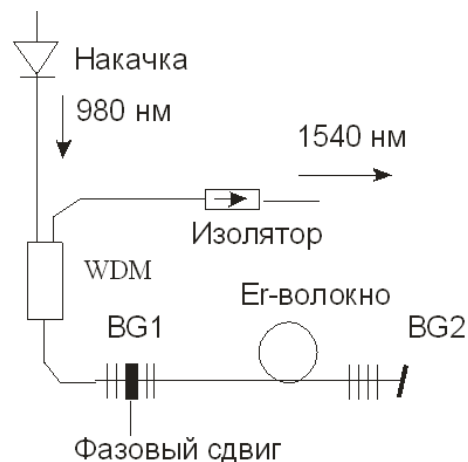


Рис. 4.4. Схема DFB-лазера со связанным резонатором

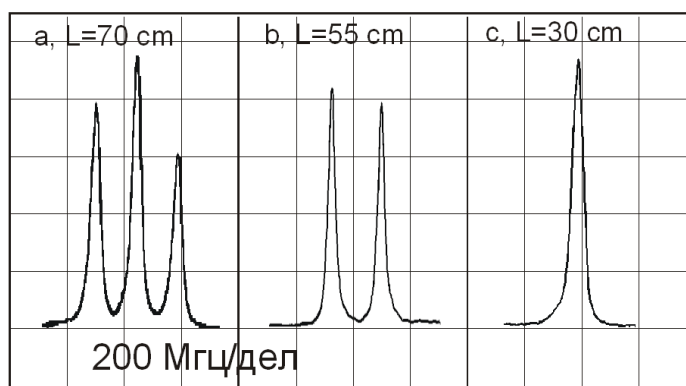


Рис. 4.5. Модовый состав излучения лазера при различной длине резонатора.

Для получения узкополосного излучения также используются гибридные источники на основе полупроводникового лазера с селекцией продольных мод при помощи фотоиндуцированной волоконной брэгговской решетки. Селекция достигается за счет того, что отражение на длине волны резонанса решетки стимулирует генерацию в спектральной области брэгговского резонанса. На рис. 4.6 представлена схема гибридного источника. В схеме используется полупроводниковый излучатель с просветленной выходной поверхностью. Излучение источника вводится в волокно с записанной на нем брэгговской решеткой, используемое в качестве волоконного выхода. Входной торец волокна и лазерный диод жестко фиксируются друг относительно друга, представляя собой цельную конструкцию.

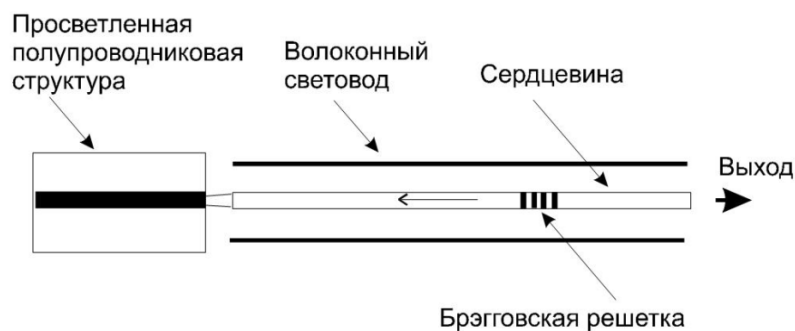


Рис. 4.6. Схема гибридного источника

На рис. 4.7 представлен спектр излучения полупроводниковой структуры без стабилизирующей решетки. Как видно, он состоит из набора продольных мод. Использование брэгговской решетки с коэффициентом отражения 20-40% позволяет выделить одну продольную моду. Измерение ширины линии излучения при помощи волоконного сканирующего интерферометра позволяет оценить эту величину как 2.6 МГц. Результаты измерения представлены на рис. 4.8. Типичная выходная мощность гибридного источника составляет десятки мВт.

Таким образом, для однокаскадных одночастотных лазеров выходная мощность ограничивается уровнем десятков мВт. В то же время, для такого применения, как когерентное сложение, уровень выходной мощности должен составлять порядка 1 кВт. Поэтому используются усилители узкополосного излучения на основе, как

правило, активных волокон с накачкой в оболочку. Специфика усиления узкополосного сигнала состоит в сильном проявлении вынужденного рассеяние Манделыштама-Бриллюэна (ВРМБ). Это нелинейное явление возникает при взаимодействии лазерного излучения с акустическими фононами. ВРМБ проявляется в виде генерации стоксова излучения с меньшей, чем у накачки, частотой, причем величина частотного сдвига определяется свойствами среды. Стоксова волна при ВРМБ распространяется навстречу волне сигнала, величина смещения в кварцевых волокнах составляет около 16 ГГц в области 1.06 мкм. Спектр ВРМБ-усиления имеет лоренцеву форму с полушириной 40-50 МГц. Поскольку ширина линии излучения одночастотного лазера существенно меньше этой величины проявление ВРМБ для таких лазеров более вероятно. Более подробно эффект ВРМБ будет рассмотрен в следующей главе. Здесь отметим лишь его основные свойства и способы его подавления.

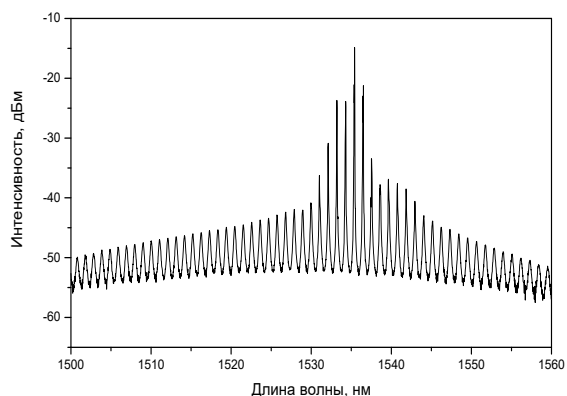


Рис. 4.7. Спектр излучения полупроводниковой структуры

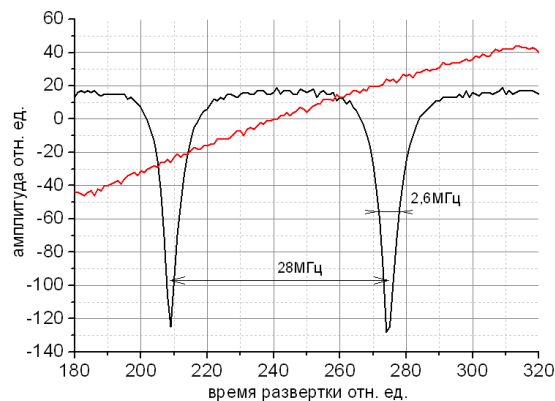


Рис. 4.8. Результаты измерения ширины линии излучения гибридного источника

- Порог ВРМБ прямо пропорционален длине волокна в усилителе и обратно пропорционален площади моды. Поэтому в усилителях следует использовать активные волокна с большим диаметром сердцевины.
- ВРМБ усиление зависит от свойств материала, составляющего оптическое волокно: плотности, показателя преломления, скорости звука. Изменяя неоднородным образом по длине волокна темпера-

туру и механические напряжения, можно снизить интегральный коэффициент усиления.

- Акустические свойства оптического волокна зависят от типа легирующих добавок. Так, легирование оболочки волокна оксидом алюминия приводит к подавлению ВРМБ за счет уменьшения показателя преломления для акустической волны.

Использование сочетания различных методов подавления ВРМБ позволило продемонстрировать узкополосный источник с выходной мощностью более 500 Вт. При этом мощность, распространяющаяся в обратном направлении, не превысила 0.5 Вт.

## §2. Однополяризационные волоконные лазеры

В общем случае выходное излучение волоконных лазеров деполаризованным. В то же время, такие применения лазеров, как умножение частоты, параметрические преобразование, накачка лазерных кристаллов требуют использования излучения с линейным состоянием поляризации. Использование волоконных или объемных поляризаторов на выходе волоконного лазера позволяет получить линейную поляризацию, однако выходная мощность лазера в этом случае уменьшается в 2 раза. Для создания волоконных лазеров, генерирующих в одной поляризационной моде, был предложен и реализован ряд методов.

В случае использования схемы лазера на основе объемных зеркал (рис. 2.15) в нее могут быть включены также объемные поляризационные элементы. Это позволяет получить генерацию с линейным состоянием поляризации выходного излучения. В случае иттербиевого лазера с накачкой в оболочку в подобной схеме была достигнута выходная мощность, превышающая 600 Вт с коэффициентом развязки между поляризационными модами более 16 дБ.

Для лазеров в чисто волоконном исполнении предложен ряд методов, основанных на поляризационных свойствах собственно активного волокна. Так, в ряде схем используются волокна, поддерживающие распространение только одной поляризационной моды. Таким свойством обладают трехслойные волокна (рис. 1.3 в) с эллиптической депрессированной внутренней оболочкой. Особенностью распространения излуче-

ния в волокне с депрессированной оболочкой является то, что, когда постоянная распространения основной моды становится меньше показателя преломления внешней оболочки, она становится вытекающей и испытывает излучательные потери. Однако величина этих потерь существенно зависит от отношения радиусов внутренней депрессированной оболочки и сердцевины. Поэтому, можно подобрать профиль показателя преломления волокна таким, чтобы одна из поляризационных мод испытывала большие излучательные потери, в то время как для другой моды они оставались пренебрежимо малыми. То есть, в определенном спектральном диапазоне такое волокно работает как поляризатор. Из-за разной величины оптических потерь поляризационные компоненты имеют различные эффективные коэффициенты усиления, что приводит к генерации одной поляризационной моды. Аналогичным образом могут использоваться и микроструктурированные волокна (рис. 1.5) с ассиметричным расположением воздушных отверстий.

Другой способ поддержки распространения одной поляризационной моды состоит в использовании изогнутого волокна. При определенных условиях, в частности, при малой величине разности показателей

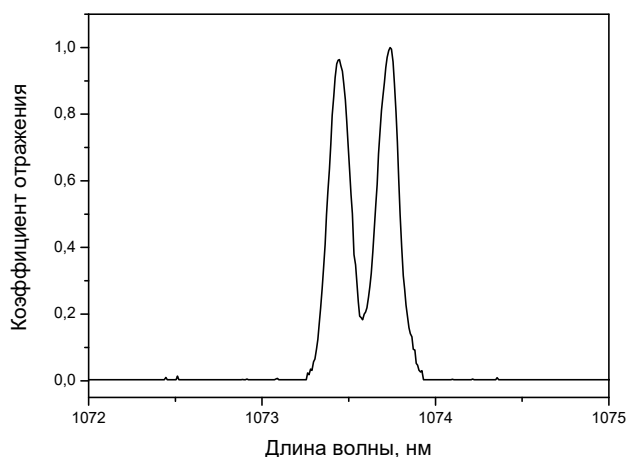


Рис. 4.9. Спектр отражения решетки, записанной в волокне с двулучепреломлением

преломления сердцевины и оболочки, можно получить разную величину изгибных потерь для разных состояний поляризации. В результате также удастся добиться генерации лазера с накачкой в оболочку с мощностью более 400 Вт и развязкой – 19 дБ.

Для получения однополяризационной генерации в резонатор лазера могут быть включены периодические структуры (брэгговские и длиннопериодные решетки), записанные в волокнах с двулучепреломлением. Как следует из выражения 2.13, резонансная длина волны брэгговской решетки зависит от эффективного показателя преломления сердцевины. В

волокнах с двулучепреломлением эта величина несколько различна для разных состояний поляризации, составляя величину порядка  $\delta n \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ . Поэтому и длины волн отражения для них также отличаются. На рис. 4.9 представлен спектр отражения решетки, записанной в волокне с двулучепреломлением, составляющим  $\delta n = 4 \times 10^{-4}$ . Как видно из рисунка, спектр отражения состоит из двух пиков, соответствующих различным состояниям поляризации отраженного излучения. Это свойство может быть использовано для реализации однополяризационного лазера. Возможная схема такого лазера представлена на рис. 4.10.

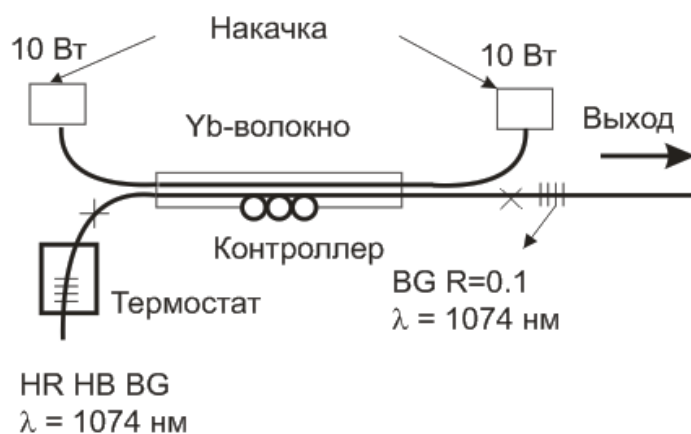


Рис. 4.10. Схема однополяризационного лазера

В качестве активной среды лазера используется иттербиевое GTWave волокно, позволяющее использовать два источника накачки в оболочку. Высокоотражающая входная решетка (HR HB BG), записывалась на волокне с двулучепреломлением и имела спектр отражения, представленный на рис. 4.9. Выходная решетка была записана на обычном изотропном волокне и имела один пик отражения. Температурная подстройка входной решетки с высоким отражением позволяла совместить максимум отражения, соответствующий одному из состояний поляризации, с максимумом отражения выходной решетки. В результате на выходе лазера получалось излучение с линейным состоянием поляризации. На рис. 4.11 показаны результаты анализа состояния поляризации выходного излучения, а на рис. 4.12 – зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки. Дифференциальная эффективность генерации составила около 70%, коэффициент развязки между двумя поляризациями – 16 дБ.

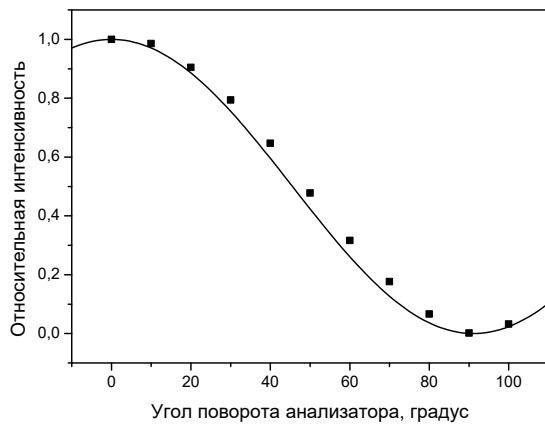


Рис. 4.11. Выходная интенсивность в зависимости от угла поворота анализатора

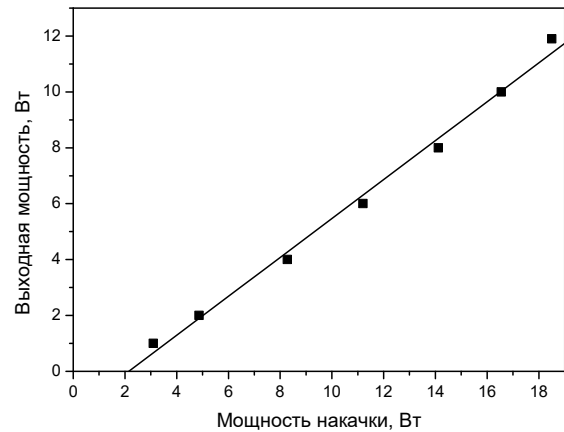


Рис. 4.12. Зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки

В качестве внутрирезонаторного спектрального фильтра могут использоваться длиннопериодные решетки, записанные в волокнах с двулучепреломлением. В соответствии с выражением 2.16 спектр пропускания таких элементов также зависит от эффективного показателя преломления сердцевинки и оболочки. Поэтому, в волокнах с двулучепреломлением провалы в спектре пропускания, показанные на рис. 2.11, расщепляются по поляризации. На рис. 4.13 представлен спектр пропускания длиннопериодной решетки, записанной на волокне с двулучепреломлением, составляющим  $\delta n = 2.5 \times 10^{-4}$ . На рисунке обозначены индексы оболочечных мод, связь с которыми соответствует пикам поглощения.



Рис. 4.13. Спектр пропускания длиннопериодной решетки, записанной в волокне с двулучепреломлением

Наличие поляризационно-селективного поглощения длиннопериодных решеток позволяет использовать их в схемах лазеров в качестве поляризационных фильтров. На рис. 4.14 представлена схема лазера с накачкой в сердцевину с поляризационным фильтром на основе длиннопериодной решетки. Длина волны отражения входной брэгговской решетки, формирующей резонатор, совпадает с длиной волны поглощения длиннопериодной решетки одной из поляризаций.



В качестве активной среды лазера используется эрбиевое волокно. В результате лазер генерирует в одной поляризационной моде с развязкой около 17 дБ.

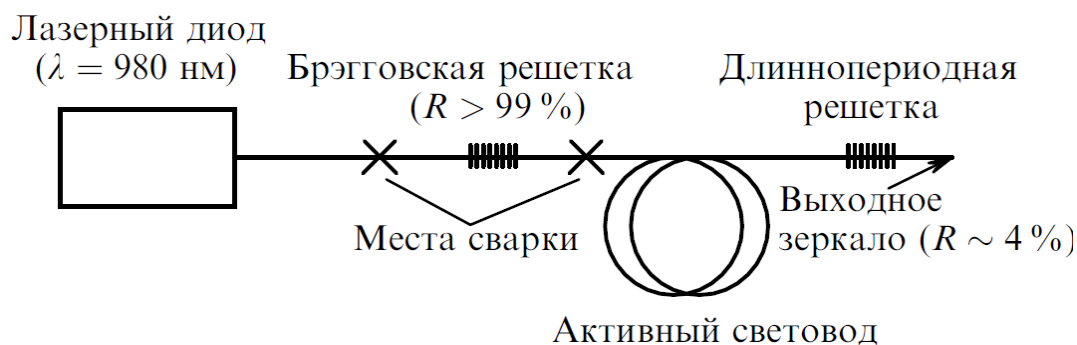


Рис. 4.14. Схема лазера с накачкой в сердцевину с поляризационным фильтром на основе длиннопериодной решетки

Следует отметить, что в схемах с брэгговской и длиннопериодной решеткой активные волокна не имели в своей структуре элементов, вызывающих двулучепреломление. Однако, как правило, волокна, изготовленные по технологии легирования из раствора, обладают двулучепреломлением на уровне  $10^{-5}$ . Поэтому при распространении излучения внутри резонатора на длинах порядка 1-10 м деполяризации не происходит.

### §3. Перестраиваемые волоконные лазеры

Перестраиваемые по длине волны волоконные лазеры могут использоваться в спектроскопии, сенсорных системах и пр. К настоящему времени предложен ряд схем перестраиваемых лазеров, основанных либо на использовании спектрально селективных перестраиваемых отражателей, либо на использовании в резонаторе лазера спектральных перестраиваемых фильтров.

На рис. 4.15 представлена схема перестраиваемого лазера. В качестве высокоотражающего зеркала используется дифракционная решетка. Для согласования активного волокна и решетки применяется коллиматор, формирующий параллельный пучок излучения. Перестройка длины волны осуществляется поворотом решетки. В качестве выходного отражателя может использоваться широкополосное волоконное зеркало на ответвителе, либо объемное зеркало.

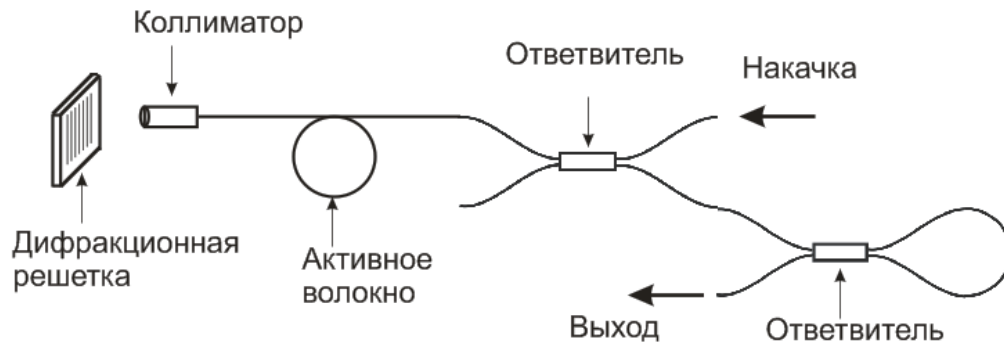


Рис. 4.15. Схема перестраиваемого волоконного лазера с отражателем на дифракционной решетке

Достоинство данной схемы состоит в возможности перестройки длины волны генерации во всей спектральной области люминесценции активной примеси. Кроме того, такая схема основывается на легкодоступной элементной базе. С использованием подобной схемы были реализованы перестраиваемые лазеры практически на всех активных элементах, используемых в волоконных лазерах. Так, для тулиевого волоконного лазера были продемонстрированы диапазоны перестройки 1.72-1.97 и 1.85-2.06 мкм с максимальной выходной мощностью 17 Вт. К очевидным недостаткам схемы следует отнести наличие объемных элементов, а также необходимость механического поворота дифракционной решетки.

Этих недостатков лишены лазеры на перестраиваемых брэгговских решетках. Перестройка резонансной длины волны брэгговской решетки может осуществляться как за счет изменения температуры решетки, так и при воздействии механических напряжений. В случае температурного воздействия изменение длины волны отражение обусловлено в основном зависимостью показателя преломления кварцевого стекла от температуры. Для температурной чувствительности резонансной длины волны можно записать:

$$d\lambda_{Br}/dT \approx 0.01 \text{ нм/град.} \quad (4.2)$$

Полагая, что для практических применений температура нагрева решетки не может превышать 100-200° С, диапазон перестройки составляет 1-2 нм. Поэтому на практике, как правило, нагрев решетки приме-

няется для точной подстройки резонансной длины волны в пределах долей нанометра.

Более широкий диапазон перестройки может быть получен в случае механических воздействий на решетку, которые приводят к изменению периода решетки  $\Lambda$ . Изменение резонансной длины волны  $\Delta\lambda_{Br}$  под действием аксиальной нагрузки, приложенной к внутриволоконной решетке, описывается выражением:

$$\Delta\lambda_{Br} = \lambda_{Br} (1 - p_c) \varepsilon, \quad (4.3)$$

где  $p_c = 0.22$  – фотоупругий коэффициент,  $\varepsilon$  – относительное изменение длины волокна.

Наиболее простым способом механической перестройки представляется растяжение отрезка волокна с записанной в нем решеткой. Однако диапазон перестройки ограничивается прочностью волокна, при этом типичные значения порогового растяжения составляют  $\varepsilon \sim 0.01-0.02$ . Таким образом, максимальный диапазон перестройки составляет несколько нанометров. Поэтому растяжение волокна в основном используется для точной подстройки длины волны отражения. Значительно больший диапазон перестройки может быть достигнут при сжатии волокна. В этом случае пороговое значение относительного изменения длины составляет  $\varepsilon \sim -0.23$ . Это позволяет достигать диапазона перестройки, составляющего десятки нанометров. Однако практическая реализация такого метода подстройки сопряжена с техническими трудностями. На рис. 4.16 представлена схема установки для сжатия брэгговской решетки с использованием пьезоэлектрических подвижек. Одна из проблем связана с необходимостью исключения изгиба волокна при сжатии. Для этого используются специальные обоймы, в которые укладывается волокно с брэгговской решеткой. В целом система получается достаточно сложной и дорогостоящей.

Более практичным способом сжатия волокна является его изгиб. Для этого волокно приклеивается к пластине, к которой прикладывается нагрузка. Для конфигурации, представленной на рис. 4.17, величина сжатия описывается следующим выражением:

$$\varepsilon = \frac{4dh}{L^2}, \quad (4.4)$$

где  $d$  – толщина пластины,  $h$  – стрела прогиба,  $L$  – длина изогнутого участка.

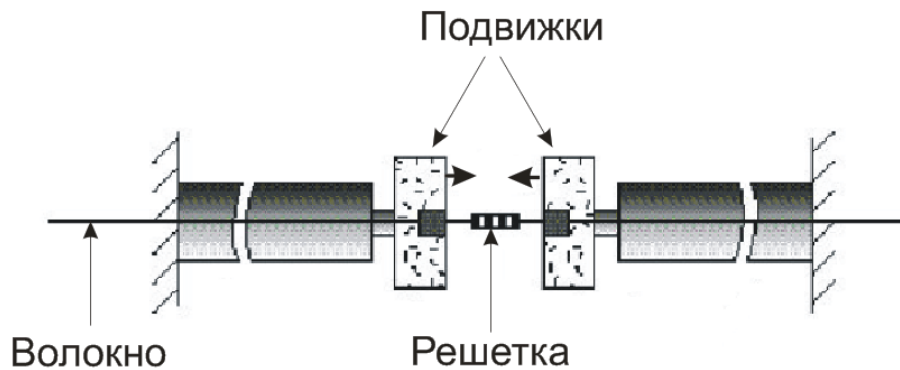


Рис. 4.16. Схема установки по сжатию брэгговской решетки

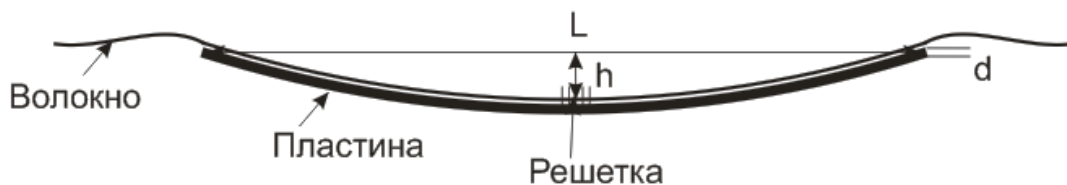


Рис. 4.17. Схема сжатия брэгговской решетки методом изгиба.

Данный метод перестройки резонансной длины волны был использован для реализации перестраиваемого иттербиевого лазера с накачкой в оболочку. Перестраиваемая брэгговская решетка использовалась в качестве отражателя с высоким коэффициентом отражения. Выходным широкополосным отражателем являлся торец волокна (4% френелевское зеркало). На рис. 4.18 показана зависимость выходной мощности от длины волны генерации. Из рисунка видно, что диапазон перестройки составил 45 нм. Поскольку на одну пластину могут быть наклеены несколько решеток, представляется возможной реализация более сложных лазерных схем.

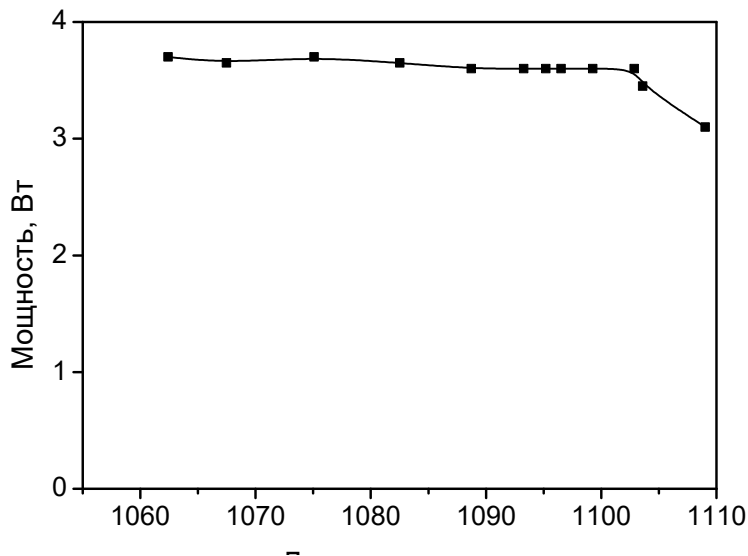


Рис. 4.18. Зависимость выходной мощности лазера от длины волны генерации

Для перестройки длины волны может быть использован перестраиваемый узкополосный оптический фильтр, позволяющий выделить в спектре усиления активного волокна узкую спектральную компоненту. Среди таких устройств фильтр на основе

интерферометра Фабри-Перо, который может быть образован торцами двух волокон с нанесенными на них зеркалами. Как и в случае твердотельных лазеров, в волоконных лазерах может использоваться фильтр Лيو. Он представляет собой последовательность двулучепреломляющих пластинок, разделенных между собой параллельными поляризаторами. Каждая последующая пластинка толще предыдущей. Все пластинки ориентированы под углом 45 к оси поляризаторов. Кроме того, используются акустооптические фильтры. Диапазон перестройки всех таких устройств может составлять до 100 нм, а ширина полосы пропускания — десятые доли нанометра.

Перечисленные выше фильтры являются по конструкции объемными элементами. Для выделения определенного спектрального диапазона могут использоваться чисто волоконные решения. В частности, в резонатор лазера могут быть установлены фильтры на основе длиннопериодных решеток, интерферометра Саньяка, волоконных конусных перетяжек (fiber taper), а также использованы изгибные потери в оптическом волокне

**Литература к главе IV**

1. G.A. Ball, W.H. Glenn, W.W. Morey, and P.K. Cheo, «Modelling of short, single-frequency, fiber lasers in high-gain fiber», *IEEE Photonics Technology Letters*, **5**, 649 (1993).
2. L. Dong, W.H. Loh, J.E. Caplen, K. Hsu, J.D. Minelli, and L. Reekie, «Efficient single-frequency fiber lasers with novel photosensitive Er/Yb optical fibers», *Optics Letters*, **22**, 694 (1997).
3. М.А. Никулин, С.А. Бабин, А.К. Дмитриев, А.С. Дычков, С.И. Каблуков, А.А. Луговой, Ю.Я. Печерский, «Иттербиевый волоконный лазер с распределенной обратной связью с низким уровнем частотных шумов», *Квантовая электроника*, **39**, 906 (2009).
4. C.H. Liu, A. Galvanauskas, V. Khitrov, B. Samson, U. Manyam, K. Tankala, D. Machewirth, S. Heinemann, «High-power single-polarization and single transverse-mode fiber laser with an all-fiber cavity and fiber-grating stabilized spectrum», *Optics Letters*, **31**, 17, (2006).
5. V.M. Paramonov, A.S. Kurkov, O.I. Medvedkov, V.B. Tsvetkov, «Single-polarization cladding-pumped Yb-doped fiber laser», *Laser Physics Letters*, **4**, 740 (2007).
6. А.С. Курков, С.А. Васильев, И.Г. Королев, О.И. Медведков, Е.М. Дианов, «Волоконный лазер с внутривибраторным поляризатором на основе волоконной решетки с большим периодом», *Квантовая электроника*, **31**, 421 (2001).
7. D.Y. Shen, J.K. Sahu, and W.A. Clarkson, «High-power widely tunable Tm:fibre lasers pumped by an Er,Yb co-doped fibre laser at 1.6 $\mu$ m», *Optics Express*, **14**, 6084 (2006).
8. M.R. Mokhtar, C.S. Goh, S.A. Butler, S.Y. Set, K. Kikuchi, D.J. Richardson and M. Ibsen, «Fibre Bragg grating compression-tuned over 110 nm», *Electronics Letters*, **39**, 509 (2003).
9. С.Р. Абдуллина, С.А. Бабин, А.А. Власов, С.И. Каблуков, А.С. Курков, И.С. Шелемба, «Полностью волоконный иттербиевый лазер, перестраиваемый в спектральном диапазоне 45 нм», *Квант. электроника*, **37**, 1146 (2007).
10. J. Geng, Q. Wang, J. Wang, S. Jiang and K. Hsu, «All-fiber wavelength-swept laser near 2  $\mu$ m», *Optics Letters*, **36**, 3771 (2011).



## Глава V

### ЛАЗЕРЫ НА НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТАХ

#### §1. ВКР лазеры

Основным недостатком лазеров на основе оптических волокон, легированных ионами редкоземельных элементов, является то, что спектральные диапазоны их излучения, определяемые оптическими переходами активных ионов, покрывают лишь отдельные участки ближнего ИК-диапазона. В то же время, излучатели с длинами волн в области 1.2-1.5 мкм и 1.6-1.8 мкм являются перспективными для таких применений как накачка телекоммуникационных усилителей, медицина, датчики газов, спектроскопия и др. Одна из возможностей создания таких лазеров состоит в использовании эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) для преобразования излучения лазера на активных ионах в более длинноволновое излучение.

Явление комбинационного рассеяния (КР) было открыто в 1928 году одновременно Г.С. Ландсбергом и М.И. Мандельштамом в кварце и Ч.В. Раманом и К.С. Кришнаном в жидкостях. Явление КР представляет собой рассеяние фотона на молекуле, в результате которого частота фотона уменьшается, а молекула переходит на более высокий колебательный уровень. Образовавшееся в результате рассеяния излучение называется стоксовой волной. Возможен также обратный процесс с увеличением частоты фотона и уменьшением энергии молекулы – излучение, образующееся в этом случае, называется антистоксовым. Величина частотного сдвига определяется колебательными модами среды. Следует

заметить, что в зарубежной литературе автором открытия эффекта комбинационного рассеяния считается Ч.В.Раман, получивший Нобелевскую премию. Большинство советских и российских ученых с этим не согласны, поэтому один и тот же эффект в зарубежной литературе принято называть эффектом Рамана (Raman scattering), а в отечественной – комбинационным рассеянием.

В случае спонтанного КР в стоксову волну преобразуется очень небольшая часть (примерно  $10^{-6}$ ) падающего излучения. В 1962 году Вудбери и Нг обнаружили, что рубиновый лазер, добротность которого модулировалась с помощью ячейки Керра на нитробензоле, в дополнение к нормальному излучению рубина с длиной волны 6943 Å испускал интенсивное излучение с длиной волны 7670 Å, образованной в результате очень интенсивного КР в нитробензоле. Это явление получило название вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР).

Если пренебречь истощением накачки, при ВКР рост интенсивности стоксовой волны при распространении вдоль оси  $z$ , происходит экспоненциально:

$$\frac{dI}{dz} = g_R I_P I_S \quad (5.1)$$

или

$$I_S = I_{S0} \exp(g_R I_P z), \quad (5.2),$$

где  $I_S$  – интенсивность стоксовой волны,  $I_P$  – интенсивность накачки,  $g_R$  – коэффициент ВКР усиления. Из формулы (5.2) видно, что для получения интенсивной стоксовой волны необходим не только высокий коэффициент усиления, но и высокая интенсивность накачки, поддерживаемая на значительной длине. Коэффициент усиления  $g_R$  связан с мнимой частью нелинейной восприимчивости третьего порядка. В принципе, кварцевое стекло не обладает высокой нелинейностью и при накачке в видимой области коэффициент усиления составляет порядка  $10^{-11}$  см<sup>-1</sup>Вт<sup>-1</sup>. Однако волноводный характер распространения излучения и предельно низкие оптические потери оптических волокон (0.2–1 дБ/км) позволяют увеличивать длину, на которой происходит преобразование, до масштабов  $10^2$ – $10^4$  м. Именно это обстоятельство и делает волокна привлекатель-



ными с точки зрения использования их в качестве активной среды ВКР-лазеров.

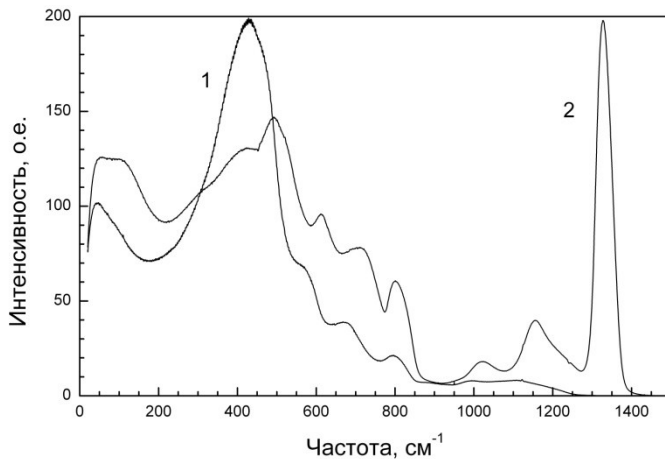


Рис. 5.1. Спектры усиления волокон с сердцевиной на основе кварцевого стекла, легированного двуокисью германия (1) и оксидом фосфора (2)

нове кварцевого стекла, легированного двуокисью германия (1) и оксидом фосфора (2). Следует отметить, что в первом случае максимум усиления достигается при отстройке от накачки примерно на  $450 \text{ см}^{-1}$ , эта величина практически одинакова в случае кварцевого стекла и чистой двуокиси германия. В то же время максимальный коэффициент усиления для  $\text{GeO}_2$  на порядок превышает соответствующий коэффициент для  $\text{SiO}_2$ . В фосфорсиликатных волокнах колебания двойной связи атома фосфора с кислородом обуславливают появление дополнительного пика в области  $1330 \text{ см}^{-1}$ .

В ранних работах по волоконным ВКР лазерам в качестве источников накачки использовались твердотельные лазеры, либо лазеры на красителях, а резонатор образовывался объемными элементами. В начале 90-х годов ситуация кардинально изменилась в связи с появлением и развитием достаточно мощных иттербиевых и неодимовых волоконных лазеров, а также техники записи волоконных фотоиндуцированных брэгговских решеток. Это позволило перейти к созданию компактных, полностью волоконных устройств, перспективных для практического использования.

Спектр ВКР усиления  $g_R(\Omega)$ , где  $\Omega = \omega_p - \omega_s$  — разность частот волны накачки и стоксовой волны, зависит от состава сердцевины световода и может существенно меняться в зависимости от использования различных добавок. На рис. 5.1 представлены спектры усиления волокон с сердцевиной на ос-

На рис. 5.2 представлена обобщенная схема многоступенчатого ВКР лазера. Его основными частями являются: полупроводниковый источник накачки с волоконным выходом; волоконный лазер на активных ионах с длиной волны излучения  $\lambda_p$ , заданной брэгговскими решетками; собственно ВКР преобразователь, представляющий собой отрезок оптического волокна в резонаторе, сформированном брэгговскими решетками с резонансными длинами волн, соответствующими величине стоксова сдвига –  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$ . Количество пар решеток определяется заданной длиной волны излучения ВКР лазера и числом преобразований, необходимых для ее получения. При этом брэгговские решетки, соответствующие промежуточным длинам волн, имеют коэффициент отражения близкий к 100%, что позволяет «запереть» излучение в резонаторе и использовать его для возбуждения следующей стоксовой компоненты. Коэффициент отражения выходной решетки для финальной длины волны выбирается на основании численной оптимизации схемы. На выходе ВКР лазера также используется решетка на длине волны накачки  $\lambda_p$ , позволяющая вернуть в резонатор оставшуюся часть излучения волоконного лазера на активных ионах. Следует отметить, что все соединения внутри ВКР лазера являются сварными, что полностью исключает какие-либо механические юстировки.

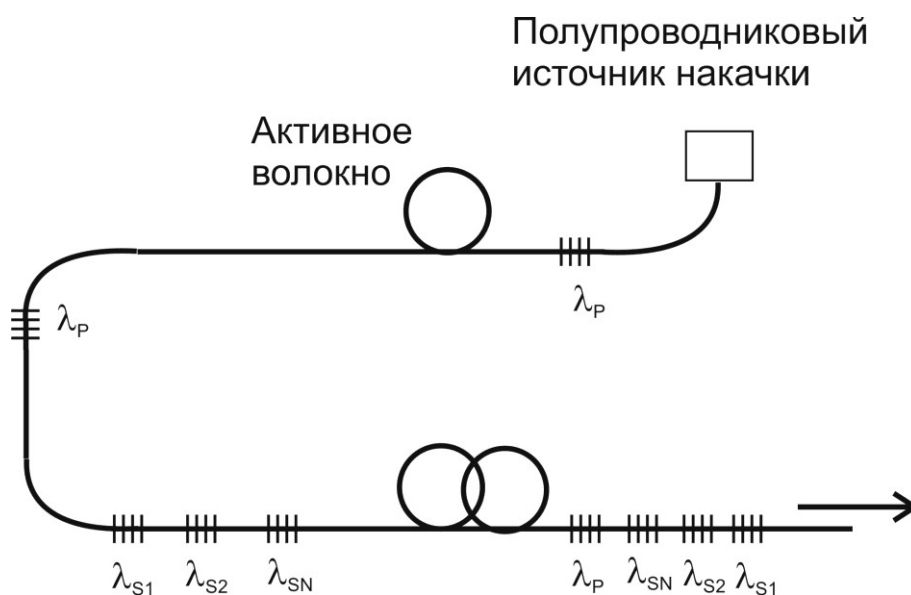


Рис. 5.2. Обобщенная схема многоступенчатого ВКР лазера

В случае произвольного числа каскадов  $N$  ВКР преобразований ВКР лазер описывается системой из  $2(1+N)$  нелинейных дифференциальных уравнений с граничными условиями:

$$\begin{aligned} \frac{dP_p^\pm}{dz} &= \mp \alpha_p P_p^\pm \mp \frac{\lambda_1}{\lambda_p} g_0 (P_1^+ + P_1^-) P_p^\pm \\ \frac{dP_i^\pm}{dz} &= \mp \alpha_i P_i^\pm \mp \frac{\lambda_{i+1}}{\lambda_i} g_i (P_{i+1}^+ + P_{i+1}^-) P_i^\pm \pm g_{i-1} (P_{i-1}^+ + P_{i-1}^-) P_i^\pm \\ 0 < i < N \\ \frac{dP_N^\pm}{dz} &= \mp \alpha_N P_N^\pm \pm g_{N-1} (P_{N-1}^+ + P_{N-1}^-) P_N^\pm \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} P_p^+(0) &= \beta_p^0 P_{in} \\ P_i^+(0) &= \beta_i^0 R_i P_i^-(0) \\ 0 < i < N \\ P_N^+(0) &= \beta_N^0 R_N P_N^-(0) \end{aligned} \quad (5.4a)$$

$$\begin{aligned} P_p^-(L) &= \beta_p^L R_p P_p^+(L) \\ P_i^-(L) &= \beta_i^L R_i P_i^+(L) \\ 0 < i < N \\ P_N^-(L) &= \beta_N^L R_N P_N^+(L) \end{aligned} \quad (5.4б)$$

где  $z$  – координата вдоль волокна,  $\lambda_p, \lambda_i, \lambda_N$  – длины волн накачки и стоксовых компонент,  $P_p^\pm, P_i^\pm, P_N^\pm$  – мощности излучения накачки и стоксовых компонент распространяющиеся в прямом и обратном направлении вдоль оси  $z$ . Члены в правой части системы (5.3), линейные по мощности, описывают оптические потери в волокне, нелинейные – ВКР соответствующих стоксовых компонент или накачки. Характеристиками волокна являются коэффициенты оптических потерь на соответствующей длине волны –  $\alpha$  и коэффициенты усиления –  $g$ , определяемые экспериментально. Параметры резонатора учитываются в граничных условиях на входе (5.4a) и на выходе (5.4б) резонатора:  $L$  – длина резонатора,

$R_i$  – коэффициенты отражения соответствующих брэгговских решеток,  $\beta$  – величина, характеризующая сосредоточенные потери в резонаторе (потери на сварках и нерезонансные потери на брэгговских решетках).  $\beta = (100\% - p)/100\%$ , где  $p$  – доля мощности излучения, выраженная в процентах, теряемая при прохождении брэгговских решеток и мест соединений световодов. Излучение на всех длинах волн в модели считается квазимонохроматическим, спектры отражения брэгговских решеток – прямоугольными.

Математическая модель ВКР лазера может быть использована для его численной оптимизации. В качестве входных параметров обычно используются длина волны и мощность волоконного лазера, используемого для спектрального преобразования, конечная длина волны, а также параметры оптического волокна, на основе которого собирается ВКР лазер. К этим параметрам относятся оптические потери и коэффициент ВКР усиления, определяемые, как правило, экспериментально. В качестве примера на рис. 5.3 представлена зависимость эффективности преобразования излучения на 1.061 мкм волоконного лазера с мощностью 5 Вт в излучение на 1.478 мкм при помощи двойного преобразования в фосфорсиликатном оптическом волокне. Параметры волокна представлены в таблице 4.

Таблица 4

#### Параметры волокна, использованные для моделирования

Длина волны, мкм	Потери, дБ/км	Коэф. усил., 1/(м Вт)
1.061	1.55	0.00129
1.235	0.92	0.00094
1.478	0.75	

При повышении мощности накачки увеличивается значение максимальной эффективности лазера. Так, при мощности накачки 2 Вт значение максимальной эффективности составляет 29.9 %, а при 5 Вт – 41 %. Значение коэффициента отражения выходной решетки, соответствующее максимальному значению эффективности лазера, уменьшается с ростом мощности накачки. Так, для мощности накачки 2 Вт оптимальными значениями коэффициента отражения выходной решетки являются

ся 15-25 %, а для мощности накачки 5 Вт максимальная эффективность достигается для значений коэффициента отражения выходной решетки менее 15 %. Значения оптимальной длины резонатора исследуемого ВКР-лазера лежат в широком диапазоне и практически не изменяются с ростом мощности накачки. Значения оптимальной длины резонатора составляют 400-700 м.

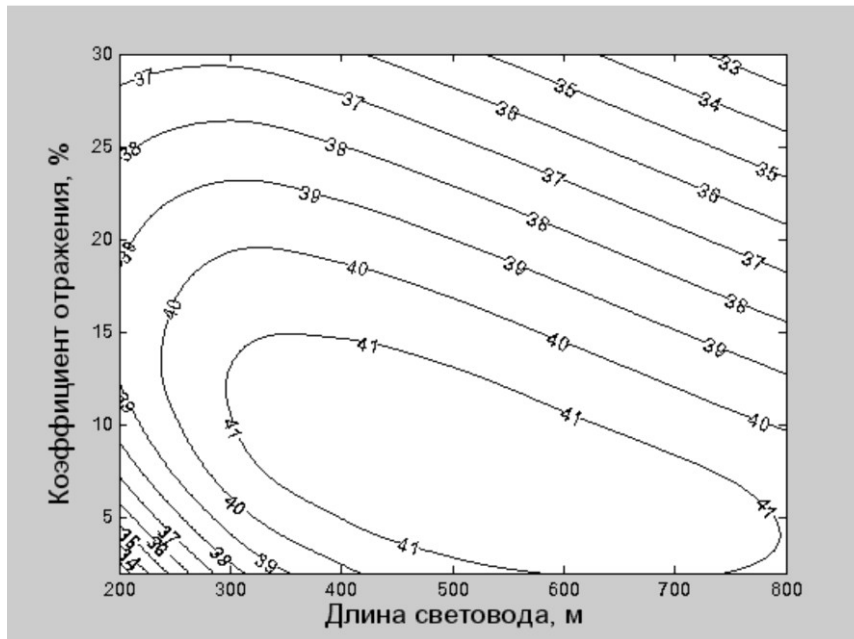


Рис. 5.3. Расчетная зависимость эффективности ВКР-лазера от коэффициента отражения выходной решетки и длины резонатора при мощности накачки 5 Вт

Использованная модель позволяет также учесть влияние сосредоточенных потерь, среди которых потери на брэгговских решетках, обусловленные искажением волноводной структуры волокна. Обычно величина этих потерь составляет 1-2 %. При наличии в схеме ВКР лазера 4 решеток с высоким коэффициентом отражения эффективность преобразования падает на 5-10% по отношению мощности накачки. Кроме того, как правило, брэгговские решетки обычно записываются на коротких отрезках фоточувствительного волокна, которые затем свариваются с волокном, в котором происходит ВКР генерация. При сварке двух волокон также могут возникать дополнительные потери. При этом потери в 1% на сварку приводят к потере абсолютной эффективности, также составляющей около 1%. Поэтому принципиальной является тщательная сборка ВКР лазера, а также выбор геометрических параметров фоточув-

ствительного волокна для получения как можно меньших потерь на соединение волокон.

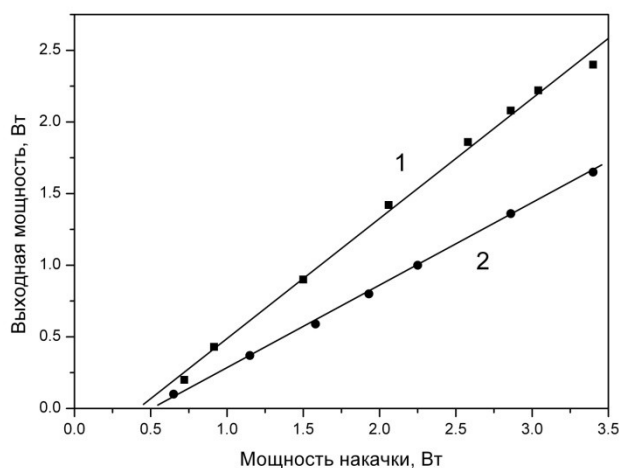


Рис. 5.4. Зависимости выходной мощности от мощности накачки для ВКР-лазеров на германосиликатном волокне, излучающем на 1.15 мкм (1), и фосфорсиликатном волокне, излучающем на 1.26 мкм (2)

Наиболее простым видом излучателей на вынужденном комбинационном рассеянии являются одноступенчатые ВКР лазеры. В них происходит лишь одно преобразование излучения волоконного лазера непосредственно в излучение на стоксовой компоненте. Как правило, в качестве источника накачки ВКР лазеров используются иттербиевые волоконные лазеры, имеющие спектральный диапазон эффективной генерации в области 1.06-1.12 мкм. Тогда использование германосиликатных оптических волокон в резонаторе ВКР лазера позволяет получать эффективные источники излучения в области 1.12-18 мкм, а использование фосфорсиликатных волокон – в области 1.23-1.32 мкм. На рис 5.4 представлены зависимости выходной мощности от мощности накачки для ВКР-лазеров на германосиликатном волокне, излучающем на 1.15 мкм (1), и фосфорсиликатном волокне, излучающем на 1.26 мкм (2). Дифференциальная эффективность преобразования в первом случае составляет 83%, во втором – 55%. Меньшая величина эффективности в случае фосфорсиликатного волокна частично объясняется большим энергетическим зазором между квантами накачки и сигнала. Однако более существенным оказывается повышенный уровень оптических потерь в фосфорсиликатных оптических волокнах. Так, если в стандартных волоконных световодах на основе германосиликатных световодов оптические потери в диапазоне 1-1.5 мкм падают от 1 до 0.2 дБ/км, то в фосфорсиликатных – с 2 до 0.75 дБ/км. Вообще говоря, теоретические расчеты показывают, что ВКР

Наиболее простым видом излучателей на вынужденном комбинационном рассеянии являются одноступенчатые ВКР лазеры. В них происходит лишь одно преобразование излучения волоконного лазера непосредственно в излучение на стоксовой компоненте. Как правило, в качестве источника накачки ВКР лазеров используются иттербиевые волоконные лазеры,

лазеры на германосиликатном волокне обладают более высокой эффективностью по сравнению со случаем фосфорсиликатных световодов при достижении заданной длины волны, несмотря на значительное увеличение числа каскадов преобразования. Однако в этом случае потребуются запись 3-6 пар идентичных брэгговских решеток, что существенно усложняет изготовление ВКР лазера. Кроме того, на каждом каскаде, как будет показано ниже, происходит вытекание излучения из-за его спектрального уширения внутри резонатора. Увеличение числа каскадов приводит к возрастанию потерь на вытекание. С другой стороны, германосиликатные волокна являются более доступными и имеют меньшую стоимость. Поэтому выбор активной среды ВКР лазера определяется рядом факторов.

ВКР лазеры на германосиликатном оптическом волокне с двумя ступенями преобразования позволяют получить излучение на длине волны в диапазоне 1.18-1.25 мкм, на фосфорсиликатном – 1.47-1.6 мкм. В качестве примера на рис. 5.5 представлена полная схема источника с длиной волны излучения 1.533 нм. Для накачки ВКР лазера использовался иттербиевый волоконный лазер с резонатором, образованным парой брэгговских решеток с резонансной длиной волны 1.089 мкм. Входная решетка имела коэффициент отражения близкий к 1, а выходная –  $R=0.2$ . В свою очередь иттербиевый лазер накачивался полупроводниковым источником с максимальной мощностью 8 Вт на длине волны 0.975 мкм. Выход волоконного лазера был сварен с каскадом входных решеток ВКР-лазера с длинами волн отражения 1.273 и 1.533 мкм, что соответствует частотному сдвигу  $1330 \text{ см}^{-1}$ . Коэффициенты отражения решеток были близки к 1. Каскад входных решеток сваривался с фосфорсиликатным волокном длиной около 300 м. Выход фосфорсиликатного волокна был сварен с каскадом выходных решеток, отражающих на длинах волн 1.089, 1.273 и 1.533 мкм. Высокоотражающая решетка на 1.089 мкм использовалась для отражения в резонатор оставшегося излучения лазера накачки. Решетка на 1.273 мкм также с коэффициентом отражения близким к 1 запирала излучение на частоте первого стоксова сдвига внутри резонатора. И, наконец, решетка с резонансом на 1.533 мкм имела коэффициент отражения 0.2, который был выбран в со-

ответствии с результатами численного моделирования. При максимальной мощности иттербиевого лазера, составившей 5.2 Вт, мощность ВКР лазера достигала 2.2 Вт при дифференциальной эффективности 55%. На рис. 5.6 представлен спектр излучения реализованного источника. Из графика видно, что кроме основной компоненты выходной спектр содержит также излучение на длине волны 1.089 мкм с подавлением на 20 дБ и на длине волны первой стоксовой компоненты (1.273 мкм) с подавлением на 10 дБ относительно второй стоксовой компоненты.

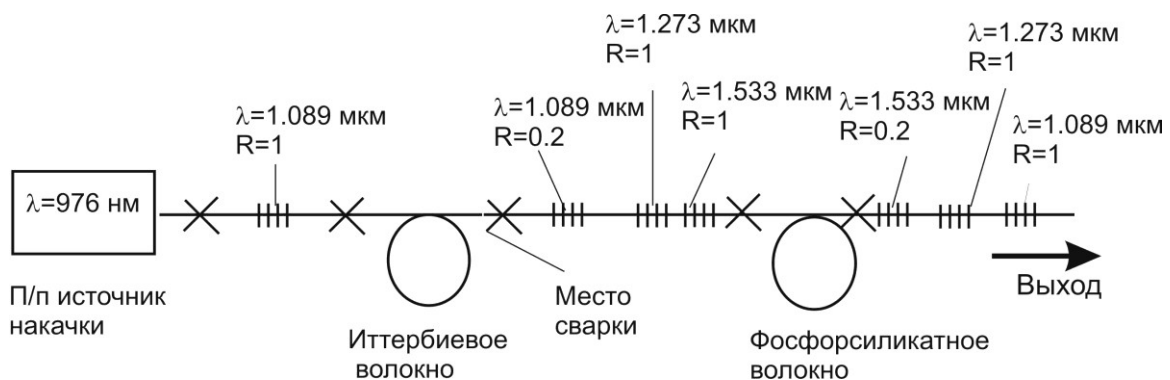


Рис. 5.5. Полная схема ВКР лазера с длиной волны излучения 1.533 мкм

Как следует из предыдущего рассмотрения, спектральный диапазон 1.32 – 1.47 мкм не перекрывается ВКР лазеры на фосфорсиликатном волокне. Для создания источников в этом диапазоне можно использовать преобразователи на германосиликатных волокнах. Так, на рис. 5.7 в

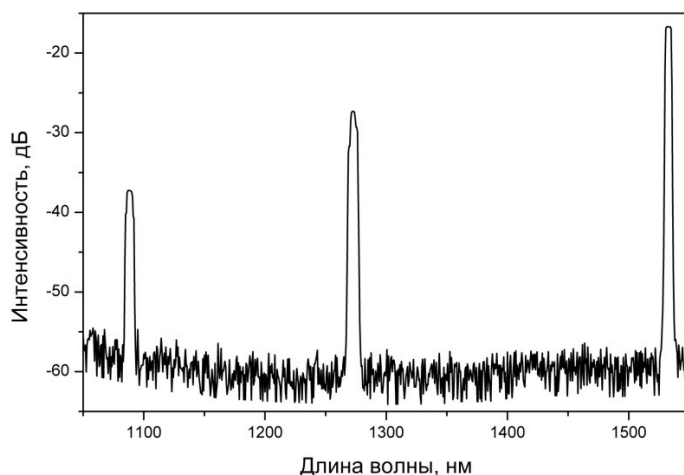


Рис. 5.6. Выходной спектр излучения ВКР лазера на 1.533 мкм

логарифмическом масштабе представлен спектр излучения ВКР лазера с 4 ступенями преобразования. Выходная мощность устройства составила 1.9 Вт на длине волны 1.45 мкм при мощности иттербиевого лазера на 1.128 мкм 6.2 Вт. Существует и другое решение, которое исполь-



зует то обстоятельство, что сердцевина фосфорсиликатного волокна содержит лишь 10-15 мол. % оксида фосфора, а основным материалом является кварцевое стекло. Это означает, что могут быть использованы стоксовы сдвиги, соответствующие комбинационному рассеянию  $\text{SiO}_2$ . Так был реализован трехступенчатый ВКР источник излучения на 1.43 мкм, использующий одно преобразование со сдвигом  $1330 \text{ см}^{-1}$  и два со сдвигом  $450 \text{ см}^{-1}$  в одном и том же волокне с фосфорсиликатной сердцевиной. Эффективность преобразования составила около 20%. Одна из причин невысокой эффективности по сравнению с двухступенчатыми ВКР преобразователями заключается в наличии дополнительного преобразования в фосфорсиликатном волокне с достаточно высоким уровнем оптических потерь ( $\sim 1 \text{ дБ/км}$ ).

Для фосфорсиликатных волокон характерно резкое возрастание оптических потерь, начиная с 1.55 мкм. Это затрудняет их использование для получения длинноволнового излучения ( $\lambda > 1.6 \text{ мкм}$ ). В этом случае можно предложить применение составного ВКР лазера, в котором лазер на фосфорсиликатном волокне служит накачкой ВКР лазера на германосиликатном световоде. Так, был продемонстрирован такой лазер, излучающий на длине волны 1.65 мкм с выходной мощностью более 1 Вт при дифференциальной эффективности преобразования излучения иттербиевого лазера, превышающей 30%.

При приближении к области длин волн  $\sim 2 \text{ мкм}$ , существенно возрастает поглощение и кварцевого стекла. Для эффективного преобразования в эту спектральную область могут быть использованы высоконелинейные волокна, в частности, волокна с сердцевиной из германатного стекла. За счет более высокого коэффициента ВКР-усиления в двуокиси германия, а также малого диаметра сердцевины (а, значит, и высокой плотности мощности) длина используемого оптического волокна может быть уменьшена до десятков метров. Так, использование оптического волокна с содержанием  $\text{GeO}_2$  до 90 мол.% позволило получить генерацию на длинах волн вплоть до 2.2 мкм.

Таким образом, эффект вынужденного комбинационного рассеяния в оптических волокнах может быть использован для создания источников излучения на любой заданной длине волны в спектральном

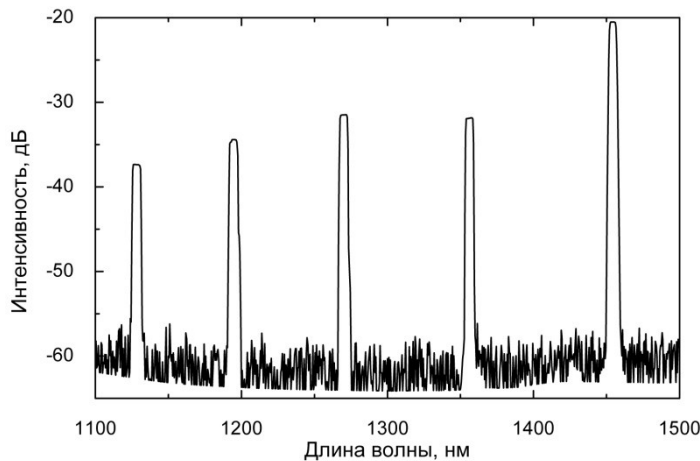


Рис. 5.7. Выходной спектр излучения ВКР лазера с 4 ступенями преобразования частоты

тербиевые волоконные лазеры, а резонатор формируется с помощью внутриволоконных брэгговских решеток.

## §2. ВРМБ лазеры

Другим нелинейным эффектом, который используется для получения лазерной генерации, является вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Процесс ВРМБ можно описать классически как параметрическое взаимодействие между волнами накачки, стоксовой и акустической. Благодаря электрострикции накачка генерирует акустическую волну, приводящую к периодической модуляции показателя преломления. Индуцированная решетка показателя преломления рассеивает излучение накачки в результате брэгговской дифракции. Поскольку решетка движется со звуковой скоростью  $v_A$ , частота рассеянного излучения испытывает доплеровский сдвиг в длинноволновую область. В квантовой механике такое рассеяние описывается как уничтожение фотона накачки и одновременное появление стоксова фотона и акустического фонона. Из законов сохранения энергии и импульса при рассеянии вытекают соотношения для частот и волновых векторов трех волн:

$$\Omega_B = \omega_P - \omega_S, \quad \mathbf{k}_A = \mathbf{k}_P - \mathbf{k}_S, \quad (5.5)$$

диапазоне 1.1-2.2 мкм. В качестве активной среды ВКР лазеров могут быть использованы кварцевые волоконные световоды, легированные оксидами германия, фосфора, а также их сочетание. В качестве источника накачки ВКР лазеров, как правило, используются ит-

где  $\omega_p, \omega_s$  – частоты и  $\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s$  – волновые векторы накачки и стоксовой волны соответственно. Частота  $\Omega_B$  и волновой вектор  $\mathbf{k}_A$  акустической волны удовлетворяют дисперсионному уравнению

$$\Omega_B = |\mathbf{k}_A| v_A = 2 v_A |\mathbf{k}_p| \sin(\Theta/2), \quad (5.6),$$

где  $\Theta$  – угол между направлениями распространения волн накачки и стоксовой, а в векторном уравнении было сделано приближение  $\mathbf{k}_p \approx \mathbf{k}_s$ . Уравнение (5.6) показывает, что смещение частоты стоксовой волны зависит от угла рассеяния. В частности, оно максимально для обратного направления ( $\Theta = \pi$ ) и исчезает для направления, совпадающего с вектором накачки ( $\Theta = 0$ ). В одномодовом волокне возможны только прямое и обратное направления распространения, поэтому ВРМБ возникает только в обратном направлении, и смещение частоты в этом случае дается выражением

$$\nu_B = \frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{2n\nu_A}{\lambda_p}, \quad (5.7)$$

где использовалось (5.6) с подстановкой  $|\mathbf{k}_p| = 2\pi/\lambda_p$ , а  $n$  – это показатель преломления и  $\lambda_p$  – длина волны накачки. Если принять типичные для волокон из кварцевого стекла значения  $\nu_A = 5.96$  км/с и  $n = 1.45$ , то на длине волны 1.06 мкм  $\nu_B = 16.3$  ГГц.

Если принять затухание акустической волны экспоненциальным, то спектр ВРМБ-усиления будет иметь лоренцеву форму:

$$g_B(\nu) = \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} g_B(\nu_B), \quad (5.8)$$

где  $\Delta\nu_B$  – ширина спектра на полувысоте, связанная с временем жизни фонона  $\Delta\nu_B = (\pi T_B)^{-1}$ . Время жизни фотона обычно  $T_B < 10$ нс. Величина  $\Delta\nu_B$  для волокон на основе кварцевого стекла составляет 40-50 МГц.

Максимальный коэффициент ВРМБ-усиления дается выражением:

$$g_B(\nu_B) = \frac{(2\pi n^2 p_{12}^2)^2}{c\lambda_p^2 \rho_0 v_A \Delta\nu_B}, \quad (5.9)$$

где  $p_{12}$  – продольный акустооптический коэффициент,  $\rho_0=2210$  кг/м<sup>3</sup> – плотность кварца. Если подставить в (5.9) типичные для плавленого кварца значения параметров, получится, что  $g_B(\nu_B)$  лежит в диапазоне от до 3 до  $5 \cdot 10^{-11}$  м/Вт. Коэффициент ВРМБ-усиления почти не зависит от длины волны накачки, так как его уменьшение в соответствии с (5.9) компенсируется сужением линии усиления.

Если пренебречь оптическими потерями в волокне, порог ВРМБ достигается при критической мощности накачки  $P_{cr}$ , определяемой выражением:

$$g_B P_{cr} L/A_{eff} \approx 21, \quad (5.10),$$

где  $L$  – длина волокна,  $A_{eff}$  – эффективная площадь моды.

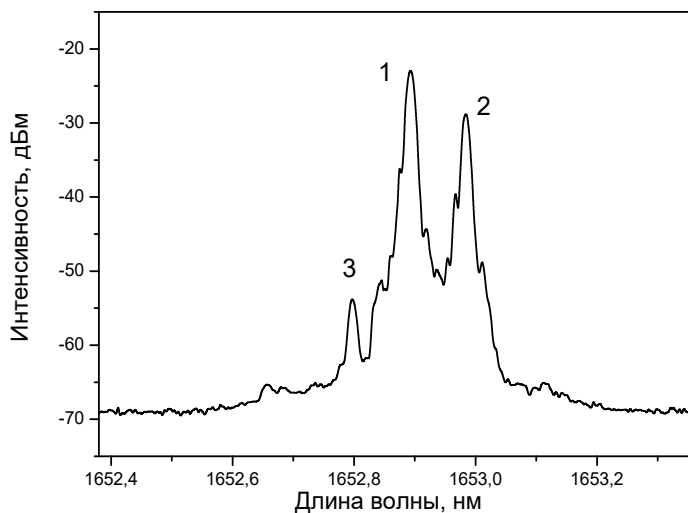


Рис. 5.8. Спектр излучения в обратном сигнале направлении в ВКР усилителе.

1 – рассеянный сигнал, 2 – стоксова, 3 – антистоксова компоненты ВРМБ

ВРМБ является основным эффектом, ограничивающим распространение и усиление узкополосного излучения. Так на рис. 5.8 представлен спектр излучения, распространяющегося в обратном сигнале направлении, в ВКР усилителя излучения одночастотного полупроводникового лазера. Помимо рассеянного излучения усиленного сигнала (1) спектр содержит две спектральные компоненты, соответствующие стоксовой (2) и антистоксовой (3) компонентам ВРМБ. Следует подчеркнуть, что эти компоненты также испытывают комбинационное усиление.

В реальных оптических волокнах достаточно большой длины средний коэффициент усиления  $g_B$  оказывается меньше, предсказанного выражением (5.9), из-за влияния неоднородных по длине механических

ВРМБ является основным эффектом, ограничивающим распространение и усиление узкополосного излучения. Так на рис. 5.8 представлен спектр излучения, распространяющегося в обратном сигнале направлении, в ВКР усилителя излучения одночастотного полупроводникового лазера. Помимо рассеянного излучения усиленного сигнала (1) спектр содержит две

напряжений и температуры волокна, которые уширяют спектр усиления. Сдвиг полосы усиления при механических и температурных воздействиях на волокно используются для уменьшения влияния ВРМБ в мощных усилителях одночастотного сигнала. Кроме того, ВРМБ используется в волоконных датчиках температуры и напряжений.

Специфика собственно ВРМБ лазеров состоит в том, выходное излучение имеет узкую ширину спектра и высокий контраст сигнала и пьедестала. Это обусловлено малой шириной спектра усиления и экспоненциальным характером усиления. Для реализации ВРМБ лазера могут использоваться как линейные, так и кольцевые схемы. Для получения эффективной генерации обычно используются гибридные лазеры, основанные на объединении ВРМБ резонатора с эрбиевым, иттербиевым или ВКР усилителем, что позволяет усиливать излучение во всей его спектральной полосе усиления, составляющей десятки нм. При этом усилитель накачивается до уровня, когда его усиление находится ниже порога генерации. Добавление ВРМБ-усиления позволяет лазеру достигать порога в узкой полосе ВРМБ-усиления и генерировать стоксову линию первого порядка. В свою очередь, эта линия используется в качестве накачки для создания стоксовой линии следующего порядка, и процесс повторяется вновь и вновь, генерируя набор длин волн, отстоящих друг от друга на ВРМБ-сдвиг (10–11 ГГц). На рис. 5.9 представлена упрощенная схема гибридного кольцевого ВРМБ лазера.

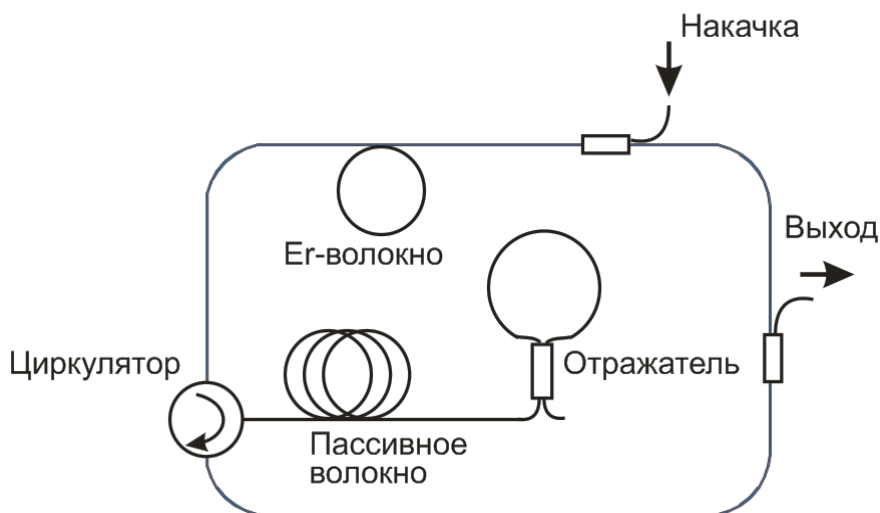


Рис. 5.9. Схема гибридного кольцевого ВРМБ лазера

Генерация стоксовых компонент происходит в пассивном волокне, а усиление – в волокне, легированном ионами эрбия. Ввод накачки в активное волокно осуществляется через ответвитель, также как и выход сигнала. Отражатель резонатора ВРМБ лазера также реализован при помощи ответвителя. Однонаправленность распространения сигнала достигается использованием циркулятора.

На рис. 5.10 показан типичный выходной спектр гибридного ВРМБ лазера с генерацией гребенки спектральных стоксовых компонент. Следует отметить, что, как правило, ВРМБ лазеры накачиваются полупроводниковыми источниками с одномодовым выходом и относительно невысокой мощностью. Поэтому суммарная мощность генерируемых спектральных компонент составляет от единиц до десятков мВт.

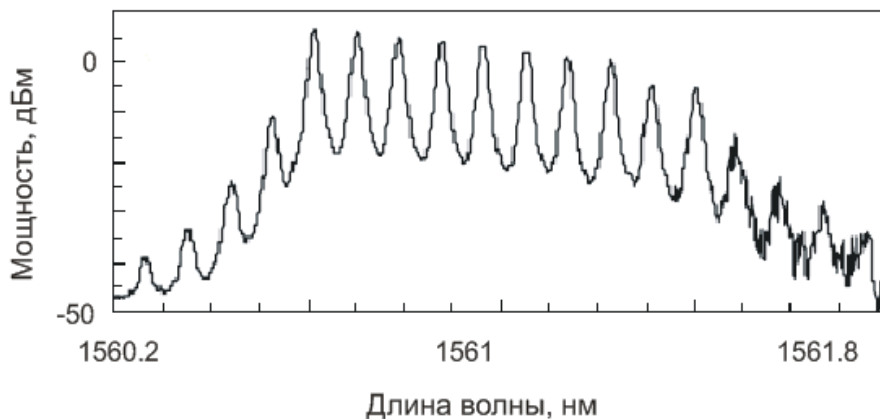


Рис. 5.10. Типичный выходной спектр гибридного ВРМБ лазера

### §3. Параметрические лазеры

Параметрические лазеры используют эффект четырехволнового смешения. Процесс параметрического взаимодействия оптических волн в волоконных световодах связан с наведенной нелинейной поляризацией в среде, что, в свою очередь, обусловлено нелинейным откликом электронов внешних оболочек атомов под воздействием электромагнитного поля. За эффект четырехволнового смешения ответственна нелинейная восприимчивость третьего порядка  $\chi^{(3)}$ . Наведенная нелинейная поляризация третьего порядка, равна:

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E E E \quad (5.11)$$

где  $E$  – электрическое поле, а  $P_{NL}$  – наведенная нелинейная поляризация.

Четырехволновое смешение в оптическом волокне в частично вырожденном случае представляет собой нелинейное взаимодействие двух фотонов накачки и двух фотонов стоксовой и антистоксовой волн со средой. В терминах квантовой механики оно описывается как уничтожение фотонов одной частоты и рождение фотонов другой частоты. По своей сути четырехволновое смешение является упругим рассеянием света в том смысле, что не происходит диссипации энергии электромагнитного поля излучения (при условии полной прозрачности среды в рассматриваемом спектральном диапазоне). Получается, что в данном случае преобразование и генерация новых частот происходит без потери энергии, в отличие от нелинейных эффектов вынужденного неупругого рассеяния, таких как вынужденное комбинационное рассеяние и рассеяние Манделштама-Бриллюэна.

Таким образом, при четырехволновом смешении мощная волна накачки с частотой  $\omega_P$  генерирует две симметрично расположенные боковые полосы с частотами  $\omega_S$  (сигнальная волна – signal) и  $\omega_i$  (холостая волна – idler), сдвинутые от частоты накачки на величину

$$\Omega = \omega_S - \omega_P = \omega_P - \omega_i, \quad (5.12)$$

где для определенности взято  $\omega_i < \omega_S$ . Низкочастотная ( $\omega_i$ ) и высокочастотная ( $\omega_S$ ) спектральные полосы называются соответственно стоксовой и антистоксовой компонентами.

Важным требованием для наблюдения четырехволновых процессов является необходимость выполнения фазового синхронизма. В одномодовых волокнах можно ограничиться рассмотрением только коллинеарного синхронизма, так как все взаимодействующие волны распространяются вдоль продольной оси волокна. Параметрическое усиление максимально, когда расстройка волновых векторов  $\mathcal{K}$  равна нулю. Это можно записать в виде:

$$\mathcal{K} = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{NL} = 0, \quad (5.13)$$

где  $\Delta k_M$ ,  $\Delta k_W$  и  $\Delta k_{NL}$  соответствуют расстройкам, возникающим в результате действия материальной и волноводной дисперсии, и нелиней-

ных эффектов, соответственно. В терминах постоянных распространения выражение (5.13) может быть представлено:

$$0 = \Delta\beta = \beta_s + \beta_i - 2\beta_p. \quad (5.14)$$

Кроме того, имеется вклад в расстройку волновых векторов взаимодействующих волн за счет нелинейности среды, а именно — нелинейный набег фазы, рассмотренный выше, что приводит условие фазового синхронизма к виду

$$\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P_0 = 0, \quad (5.15)$$

где  $\gamma$  — коэффициент нелинейности, величина которого дается выражением:

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda A_{eff}} n_2, \quad (5.16)$$

где  $A_{eff}$  — эффективная площадь поля моды;  $P_0$  — мощность накачки, для кварцевого стекла  $n_2 = 2.16 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт.

Коэффициент параметрического усиления существенно зависит от величины расстройки. При полном согласовании фаз максимальный коэффициент усиления будет равен:

$$g_{max} = 2\gamma P_0 = \frac{2\pi}{\lambda A_{eff}} n_2 2P_0. \quad (5.17)$$

Для получения собственно параметрической генерации усиливающая среда может быть помещена в резонатор. На рис. 5.11 представлена схема параметрического лазера:

В качестве источника накачки используется Er/Yb –волоконный лазер с длиной волны излучения 1557 нм и максимальной мощностью 1.9 Вт. В качестве нелинейной среды используется волокно с высокой концентрацией оксида германия в сердцевине (около 25% мол.). Резонатор лазера образован двумя брэгговскими решетками с резонансной длиной волны 1515 нм.



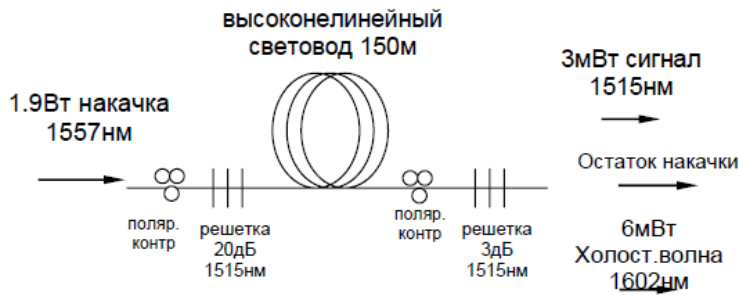


Рис. 5.11. Схема параметрического волоконного лазера

На рис. 5.12 представлен спектр излучения параметрического лазера, которое представляет собой совокупность сигнального излучения с длиной волны 1515 нм, холостой волны с длиной волны 1602 нм и остаточного излучения накачки. Выходная мощность составила 3 мВт на длине волны 1515 нм и 6 мВт на 1602 нм.

Для увеличения мощности сигнальной волны резонатор лазера был дополнительно закрыт двумя высокоотражающими решетками с резонансом на длине волны холостого сигнала 1602 нм. Это позволило на порядок увеличить выходную мощность сигнальной волны. Зависимость мощности сигнала от мощности оптической накачки представлена на рис. 5.13.

В случае лазеров, излучающих в спектральном диапазоне  $\lambda > 1.3$  мкм, фазовый синхронизм достигается при накачке в область длины волны нулевой хроматической дисперсии. Сложнее добиться фазового синхронизма в случае накачки лазерами с меньшей длиной волны излучения, в частности, иттербиевыми лазерами. Сдвинуть суммарную хроматическую дисперсию в коротковолновую область возможно при использовании микроструктурированных волокон. В этом случае рабочая длина волны должна соответствовать нормированной частоте

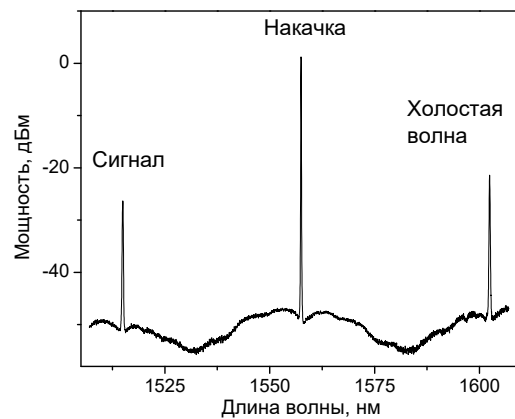


Рис. 5.12. Спектр излучения параметрического лазера

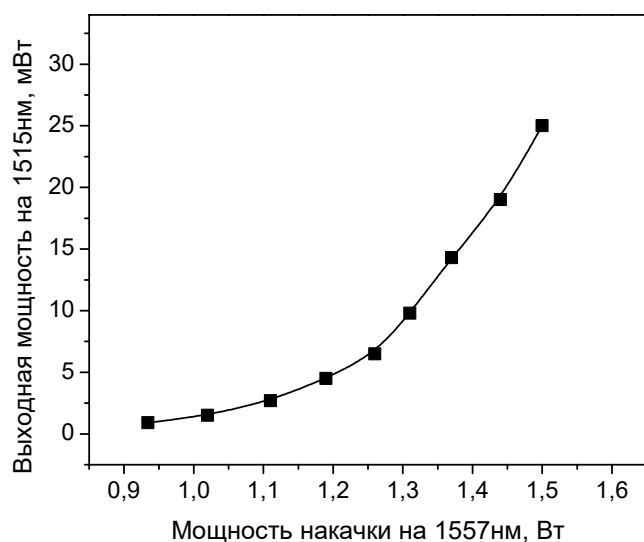


Рис. 5.13. Зависимость мощности сигнала от мощности накачки

В таких волокнах фазовый синхронизм достигается за счет компенсации хроматической дисперсии поляризационной модовой дисперсией. В свою очередь, поляризационная модовая дисперсия возникает из-за того, что в анизотропных волокнах поляризационные моды имеют разные постоянные распространения  $\beta$ . Существует два способа использования двулучепреломляющих волокон в параметрических лазерах. В первом из них накачка поляризована по главным осям, а стоксова и антистоксова волны, возникающие вследствие четырехволнового смешения, поляризованы вдоль быстрой и медленной осей, соответственно. В таком способе частотная отстройка составляет 6-9 ТГц в области 1 мкм. Во втором способе излучение накачки поляризовано вдоль медленной оси волокна, а стоксова и антистоксова компоненты – вдоль быстрой оси. В этом случае частотная отстройка достигает 78 ТГц в области 1 мкм.

В эксперименте по получению параметрической генерации использовалась как волна накачки, так и сигнальная волна, излучение которых объединялось в двулучепреломляющем волокне. Величина двулучепреломления составила  $\delta n = 3,6 \cdot 10^{-4}$ , длина волокна – 85 м. В качестве источника накачки использовался узкополосный непрерывный итербиевый лазер с длиной волны  $\lambda_p = 1048$  нм с максимальной мощно-

$V \sim 3,5-4$ , и за счет большого значения  $\Delta n$  удается получить отрицательную волноводную дисперсию достаточную для компенсации положительной материальной дисперсии (см. главу I).

Другим способом достижения фазового синхронизма в области 1-1,1 мкм является использование двулучепреломляющих волокон.

стью 4 Вт. Ширина линии излучения составляла менее 0.1 нм. В качестве источника сигнальной волны применялся иттербиевый перестраиваемый лазер с кольцевым резонатором. Для перестройки длины волны излучение использовалось осевое сжатие брэгговской решетки. Диапазон перестройки составил 1072-1093 нм, максимальная мощность лазера – 1.7 Вт. Перестройка длины волны излучения сигнального лазера позволяла подбирать условия для фазового синхронизма.

На рис. 5.14 представлен спектр излучения на выходе двулучепреломляющего волокна. Помимо излучения накачки и сигнала на длине волны 1080.3 нм, в спектре присутствует излучение холостой волны на  $\lambda_l=1017.7$  нм. Частотная отстройка составила 8.6 ТГц. На рис. 5.15 показана зависимость мощности холостой волны от мощности накачки при мощности сигнальной волны 0.8 Вт.

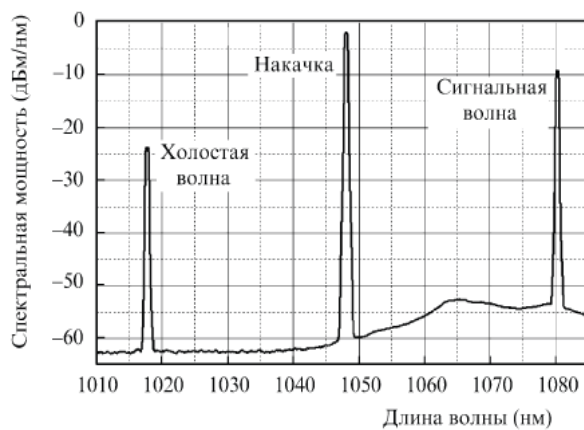


Рис. 5.14. Спектр излучения параметрического лазера

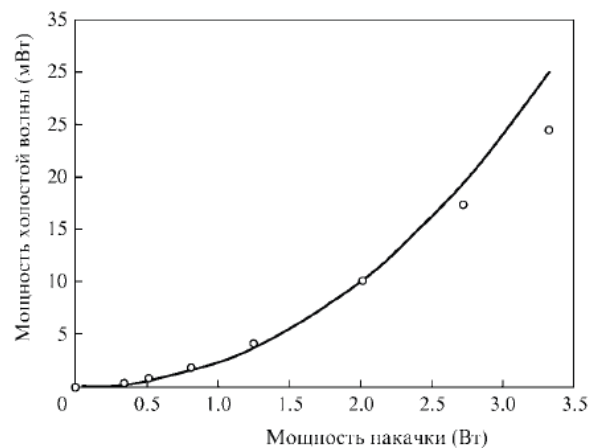


Рис. 5.15. Зависимость выходной мощности холостой волны от мощности накачки

Таким образом, параметрические лазеры позволяют получать излучение на длинах волн, на которых затруднительно или невозможно получить генерацию непосредственно на активных волокнах.

#### Литература к главе V

1. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th edition (Academic Press, Boston, 2007).
2. E.M. Dianov. A.M.Prokhorov, «Medium-power CW Raman fiber lasers» IEEE J. of selected topics in quantum electronics, **6**, 1022 (2000).

3. V.I. Karpov, E.M. Dianov, V.M. Paramonov et al., «Laser-diode-pumped phosphosilicate-fiber Raman laser with an output power of 1 W at 1.48», *Optics Letters*, **24**, 887 (1999).
4. А.С. Курков, Е.М. Дианов, В.М. Парамонов и др., «Мощные волоконные лазеры для диапазона 1.22-1.34 мкм», *Квантовая электроника*, **30**, 791 (2000).
5. N. Kurukitkoson, H. Suguhara, S.K. Turitsyn, O.N. Egorova, A.S. Kurkov, V.M. Paramonov, E.M. Dianov, «Optimization of two-stage Raman converter based on P-doped fibre: modeling and experiment», *Electronics Letters*, **37**, 1281 (2001).
6. M. Rini, I. Cristiani, V. Degiorgio, A.S. Kurkov, V.M. Paramonov, «Experimental and numerical optimization of a fiber Raman laser», *Optics Communications*, **203** (1-2), 139 (2002).
7. Е.М. Дианов, И.А. Буфетов, В.М. Машинский, А.В. Шубин, О.И. Медведков, А.Е. Ракитин, М.А. Мелькумов, В.Ф. Хопин, А.Н. Гурьянов, «Волоконные ВКР-лазеры на световоде с высоким содержанием оксида германия в сердцевине», *Квантовая электроника*, **35**, 435 (2005).
8. A.A. Fotiadi, R.V. Kiyan, «Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber», *Optics Letters*, **23**, 1805 (1998).
9. Y.J. Song, L. Zhan, J.H. Ji, Y. Su, Q.H. Ye, and Y.X. Xia, «Self-seeded multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser», *Optics Letters*, **30**, 486 (2005).
10. N.Md. Samsuri, A.K. Zamzuri, M.H. Al-Mansoori, A. Ahmad and M.A. Mahdi, «Brillouin-Erbium fiber laser with enhanced feedback coupling using common Erbium gain section», *Optics Express*, **16**, 16475 (2008).
11. М.А. Солodyankin, А.Н. Гурьянов, N.A. Kazantseva, V.F. Khopin, M.M. Bubnov, M.E. Likhachev, E.M. Dianov, «Continuous-wave broadband fiber optical parametric amplifier based on 150m of HNLF pumped with fiber laser», *Laser Physics Letters*, **2**, 190 (2005).
12. М.А. Солodyankin, О.И. Медведков, Е.М. Дианов, «Double and Single Cavity CW All-fiber Optical Parametric Oscillators at 1515nm with Pump at 1557nm», *European Conference on Optical Communication (ECOC'05)*, Glasgow, Conf. Proc., 1, 47, 2005.
13. Е.А. Злобина, С.И. Каблуков, С.А. Бабин, «Непрерывная параметрическая генерация в волоконном световоде с сохранением поляризации», *Квантовая электроника*, **41**, 794, (2011).



## Глава VI

### **ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ С МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ**

#### **§1. Самомодуляция добротности**

Модуляция добротности лазеров (Q-switch) подразумевает периодическое «включение» резонатора, позволяющее получать генерацию импульсов высокой энергии за счет накопления энергии активной средой в промежутке между импульсами. В волоконных лазерах для получения режима модуляции добротности используются как методы, распространенные для других типов лазеров, так и чисто волоконные решения. Один из способов самомодуляции добротности волоконных лазеров состоит в подавлении постоянной связи и создании нелинейной переменной связи за счет использования нелинейных свойств оптических волокон. В качестве примера рассмотрим лазер с нелинейным кольцевым отражателем в резонаторе.

На рисунке 6.1 представлена схема лазера. В качестве активной среды использовалось иттербиевое волокно с двойной оболочкой. Брэгговская решетка с высоким коэффициентом отражения являлась входным отражателем. Для подавления постоянной обратной связи на выходе активного волокна изготавливался косой скол или применялся изолятор. Для получения обратной связи в исследованиях использовался мультиплексор, два выхода которого замыкались в кольцо с помощью отрезка стандартного волоконного одномодового световода различной длины. Одной из главных технических проблем использования полупро-

водникового источника в схеме мощного импульсного лазера с торцевой накачкой является организация ввода накачки. Непосредственный ввод накачки в активный световод может привести к разрушению полупроводникового источника из-за попадания на него мощных импульсов, возникающих на ВКР-компонентах на длинах волн, отличных от резонансной длины волны входной брэгговской решётки. Для защиты источника в схеме использовалась накачка через отрезок световода с двойной оболочкой и сердцевиной, легированной ионами  $\text{Sm}^{3+}$ . Использование такого волокна позволяет обеспечить поглощения сигнала в спектральном диапазоне 1.03-1.3 мкм в несколько десятков дБ. При этом дополнительные потери для излучения накачки не превышают 0.5 дБ. Небольшие дополнительные потери для накачки определяются, в первую очередь, тем, что оно в основном распространяется вне сердцевины, легированной поглощающей примесью.

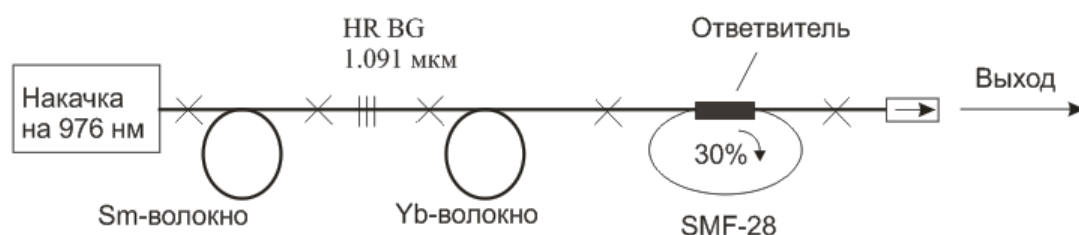


Рис. 6.1. Схема волоконного лазера с самомодулирующей добротности

На рисунке 6.2 показана упрощённая схема возникновения импульсной генерации. В начале каждого цикла, инверсная населенность в иттербиевом волокне растёт, но подавленное отражение от торца выходного волокна лазера препятствует развитию генерации. Растущее спонтанное излучение иттербиевого усилителя  $A$  проникает в кольцо через волоконный ответвитель и, циркулируя в кольце в прямом направлении, накапливается в интерферометре на его резонансных частотах. Рэлееское (линейное, без сдвига частот) рассеяние назад этого излучения приводит к образованию встречной волны  $A'$ .

Встречная волна циркулирует в кольце в обратном направлении и, частично ответвляясь через волоконный ответвитель, обеспечивает обратную связь в лазере. Таким образом, коэффициент отражения от кольцевого рэлееского зеркала обладает резонансной частотной зависимо-

стью с максимумами на собственных частотах кольца. Отражение от кольца осуществляет спектральную фильтрацию усиленного спонтанного шума и определяет узкополосный характер начальной генерации лазера.

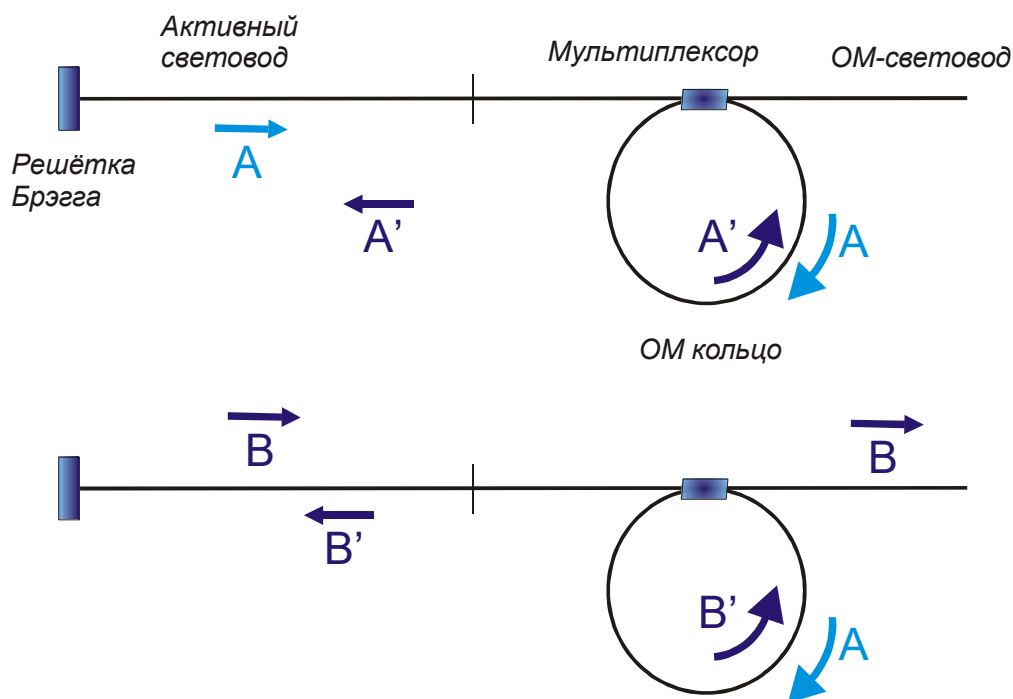


Рис. 6.2. Схема возникновения импульса в лазере

Начальная генерация лазера возникает за счет рэлеевского рассеяния от кольца, на частоте вблизи максимума коэффициента отражении решетки, которая обязана быть резонансной как для кольца, так и для линейного резонатора. Рост мощности узкополосного лазерного излучения, распространяющегося в кольце в прямом направлении, приводит к генерации импульса встречного ВРМБ в кольце  $B'$ . Оптическая частота импульса сдвинута относительно частоты начальной генерации на величину ВРМБ – сдвига  $\sim 16$  ГГц в стоксову область. Данный импульс через ответвитель попадает в иттербиевое волокно, где, усиливаясь, вызывает генерацию нового ВРМБ в волокне усилителя в направлении выхода лазера  $B$ . Прохождение сигнала ВРМБ по усилителю истощает инверсную населенность, завершая цикл.

Таким образом, излучение, регистрируемое на выходе лазера, – это излучение, рассеянное в результате последнего ВРМБ-процесса. Его оп-

тическая частота есть вторая стоксовая компонента, т.е. на  $\sim 32$  ГГц ( $\sim 0.18$  нм) сдвинута в стоксовую область относительно частоты начальной генерации. Так как генерация ВРМБ в иттербиевом волокне происходит из усиленного спонтанного шума, а шум имеет спектральную структуру, навязанную коэффициентом рэлеевского рассеяния от кольца, то излучение ВРМБ формируется в виде цуга импульсов, равноотстоящих друг от друга на время однократного пробега света по кольцу.

При наличии перпендикулярного скола на выходном торце ответвителя, обеспечивающим 4% отражение, наблюдалась непрерывная генерация лазера. При использовании брэгговской решётки на 1091 нм и при мощности накачки 4.2 Вт была получена выходная мощность 2.1 Вт в непрерывном режиме. Относительно невысокая эффективность генерации (около 50%) объясняется дополнительными потерями на сварке волоконного ответвителя с активным световодом, а также со световодом, формирующим волоконное кольцо. При наличии на выходе схемы скошенного торца, позволяющего устранить постоянную обратную связь, лазер переходил в режим импульсной генерации. На рисунке 6.3 представлена зависимость выходной мощности лазера на 1091 нм в непрерывном (1) и импульсном (2) режиме.

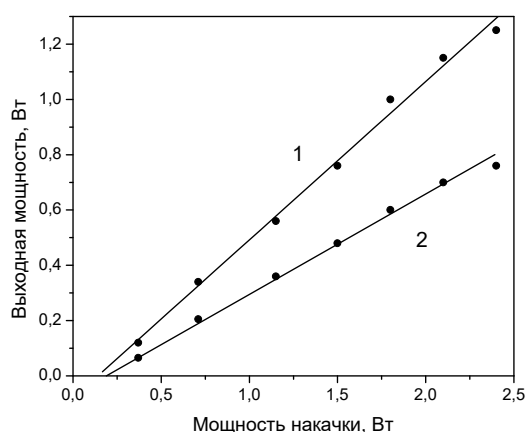


Рис. 6.3. Зависимости средней мощности в непрерывном (1) и импульсном (2) режимах от мощности накачки

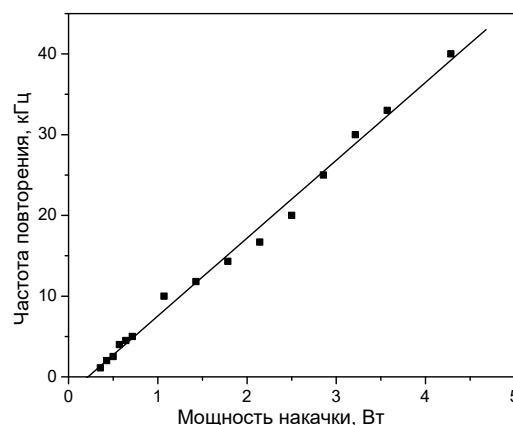


Рис. 6.4. Зависимость частоты генерации от мощности накачки

На рисунке 6.3 показана зависимость частоты повторения импульсов от мощности накачки. Из рисунка видно, что частота следования импульсов линейно зависит от мощности накачки, изменяясь от нескольких кГц на пороге генерации до 40 кГц при максимальной мощно-



сти накачки. Максимальная выходная средняя мощность в импульсном режиме составила 1.4 Вт.

Измерение временных характеристик генерации с высоким разрешением показало, что происходит генерация цуга импульсов с параметрами, зависящими от длины волокна в волоконном кольце. Использование в кольце волокон с различной длиной вплоть до 1 км показало, что частота импульсов в цуге определяется длиной кольца. Период следования  $\tau$  равен времени однократного обхода волоконного кольца:

$$\tau = \frac{L \cdot n}{c}, \quad (6.1)$$

где  $L$  – длина кольца,  $c$  – скорость света,  $n$  – показатель преломления материала.

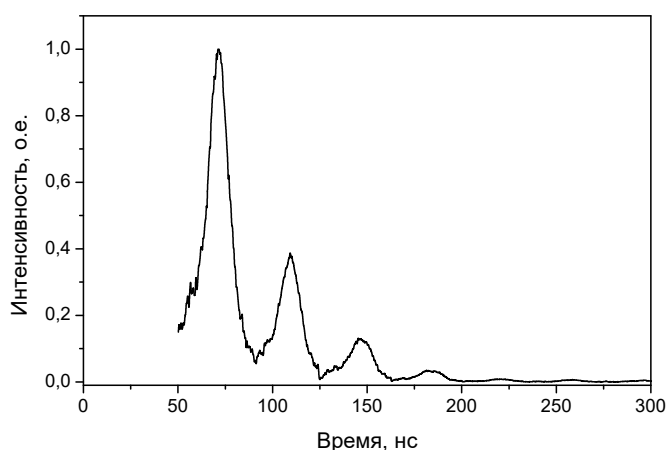


Рис. 6.5. Временная зависимость амплитуды импульса

Таким образом, генерация происходит на резонансных частотах кольца. Следует отметить, что при увеличении его длины до 1 км в цуге различалось лишь два импульса, при этом в наиболее мощном аккумулируется более 90% суммарной энергии. Этот эффект можно объяснить тем, что в кольце длиной 1 км эффективность рэлеевского рассеяния на однократной длине кольца становится достаточной для того, чтобы обеспечить необходимую обратную связь в лазере. Она приводит к формированию одиночного импульса ВРМБ. Второй (слабый) импульс – это основной импульс, ответвленный в кольцо, после одного полного оборота по кольцу. Длительность импульсов в цуге составляет 5-10 нс, что позволяет оценить пиковую мощность импульса в 5 кВт.

Исследование спектра генерации показало, что переход в импульсный режим сопровождается уширением спектра и сдвигом его

Исследование спектра генерации показало, что переход в импульсный режим сопровождается уширением спектра и сдвигом его

максимума. Соответствующие спектры, измеренные для лазера на 1091 нм в непрерывном режиме (кривая 1) и в импульсном при различных уровнях накачки (кривые 2-4), представлены на рисунке 6.6. Спектральное разрешение составляло 0.1 нм. Величина спектрального сдвига составляет примерно 0.18 нм, что позволяет утверждать, что генерация в такой конфигурации волоконного лазера происходит преимущественно на второй ВРМБ-компоненте.

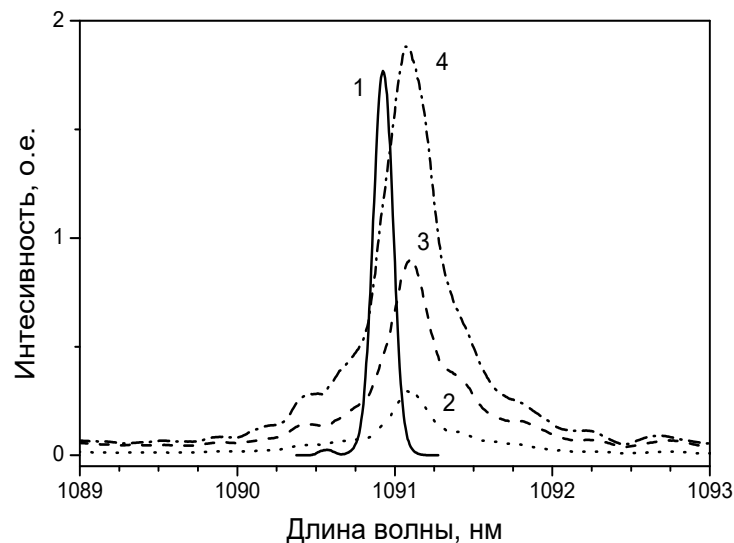


Рис. 6.6. Спектр излучения лазера в непрерывном (1) и импульсном режимах при мощностях накачки 0.7 (2), 2.1 (3) и 3.6 Вт (4).

На рисунке 6.7 показан полный выходной спектр лазера, работающего в импульсном режиме. Мощность накачки на 980 нм составляла 5.7 Вт, частота повторения импульсов – 110 кГц. Помимо основной линии на длине волны решётки, в спектре присутствуют дополнительные пики, соответствующие стоксовым сдвигам в волокне с алюмосиликатной сердцевиной. При этом основная доля мощности (более 90%) соответствует основному пику в импульсе.

Для увеличения энергии импульса в этой и других схемах лазеров с модуляцией добротности может быть использован дополнительный усилительный каскад. На рис. 6.8 представлена схема лазера с усилителем.

В качестве активной среды усилителя используется иттербиевое волокно в конфигурации GTWave, накачиваемое отдельным полупро-

водниковым источником. Между генератором и усилителем устанавливается изолятор, который препятствует образованию общего резонатора. На выходе усилителя должен устанавливаться изолятор либо косой скол, чтобы усилитель не перешел в лазерный режим.

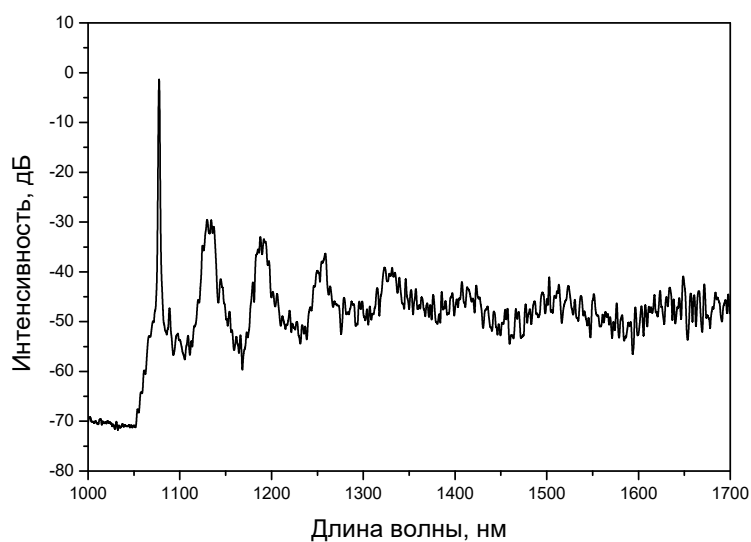


Рис. 6.7. Выходной спектр импульсного лазера

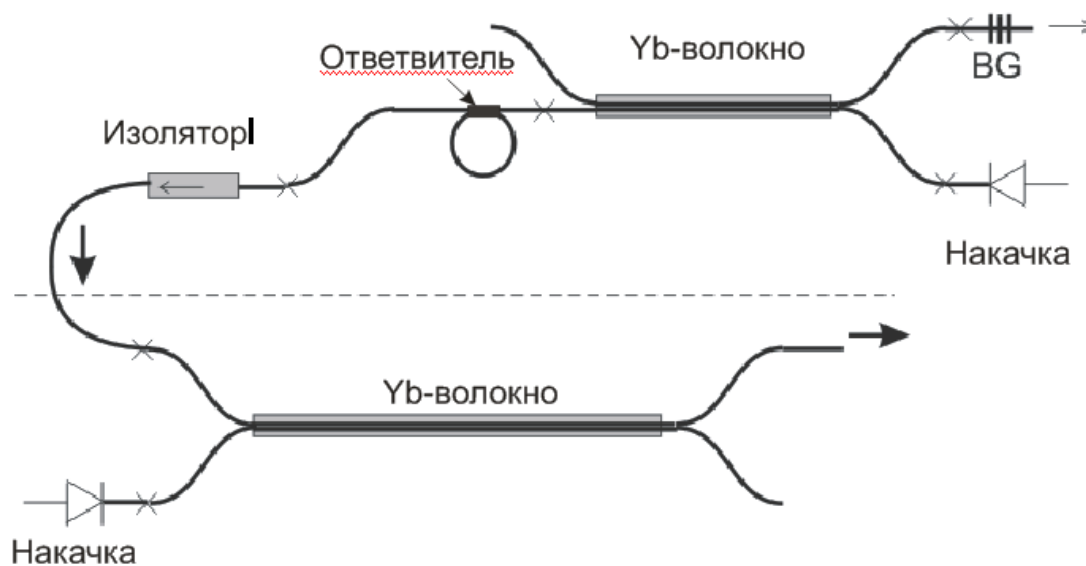


Рис. 6.8. Схема импульсного лазера с усилителем

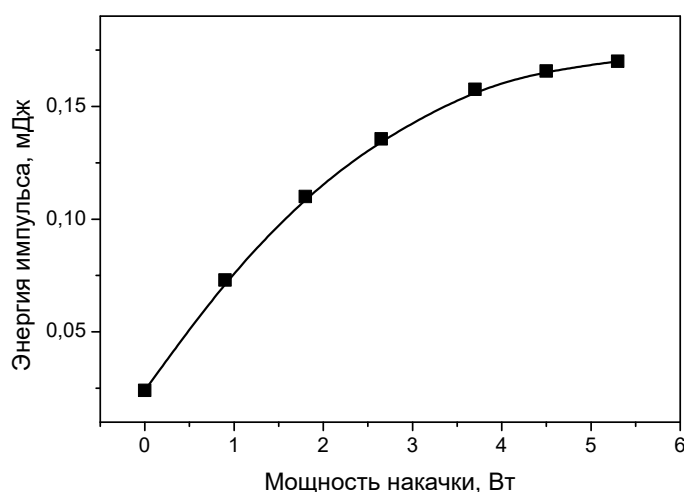


Рис. 6.9. Зависимость выходной энергии импульса от мощности накачки усилителя

На рис. 6.9 представлена зависимость энергии импульса от мощности накачки усилителя. Максимальная энергия импульса составила 0.17 мДж при входной энергии 0.025 мДж.

## §2. Самомодуляция, вызванная парами активных ионов

Как отмечалось в главе I, для волокон, легированных высокой концентрацией активных ионов (более  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), характерна кластеризация активных ионов, приводящая к тому, что значительная их часть безизлучательно релаксирует на основной уровень, влияя на эффективность генерации. Ионы, релаксирующие на основной уровень, могут играть роль насыщающегося поглотителя, приводя к появлению импульсного режима генерации. Импульсная генерация наблюдалась для лазеров на основе волокон, легированных ионами эрбия, тулия и гольмия с высокой концентрацией. В данной работе мы рассмотрим динамику генерации гольмиевых волоконных лазеров в зависимости от концентрации ионов гольмия и мощности накачки.

Динамические свойства лазеров на основе волокон с высокой концентрацией активных ионов существенно зависят от концентрации ионов в кластерах и мощности накачки. На рис. 6.10 показана последовательность импульсов, генерируемая гольмиевым лазером с концентрацией активных ионов  $1.9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , доля ионов, релаксирующих на основной уровень, составляла 18%.

На рис. 6.11 показана зависимость длительности импульса и частоты повторения от мощности накачки на длине волны 1.125 мкм. Из

рисунка видно, что длительность импульса уменьшается при увеличении мощности накачки, а частота возрастает нелинейным образом.

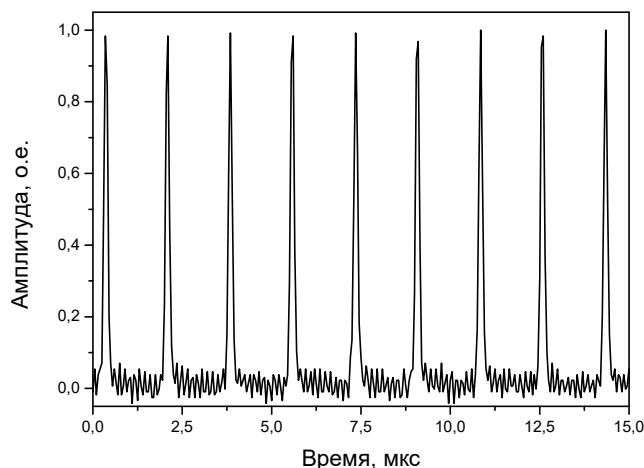


Рис. 6.10. Последовательность импульсов, генерируемая гольмиевым лазером с высокой концентрацией активных ионов

В результате пиковая мощность возрастает при увеличении мощности накачки, достигая уровня 25 Вт при средней выходной мощности 2.8 Вт. Соответствующая зависимость показана на рис. 6.12.

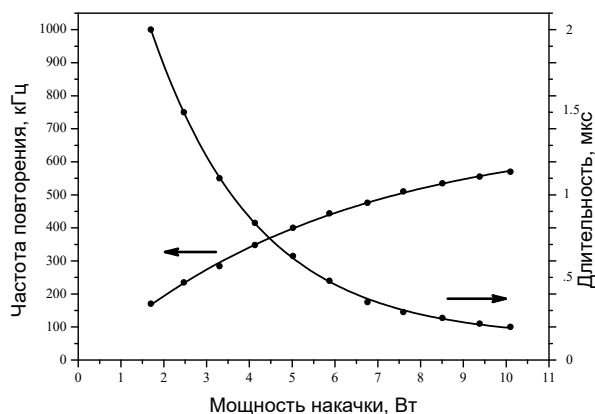


Рис. 6.11. Зависимость длительности импульса и частоты повторения от мощности накачки

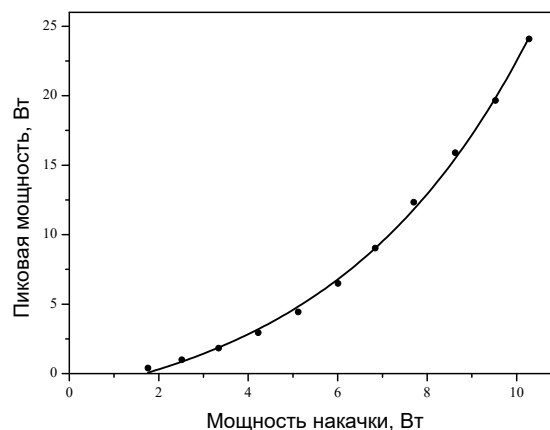


Рис. 6.12. Зависимость пиковой мощности от мощности накачки

Для лазера на основе волокна с концентрацией  $5.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  наблюдалась зависимость от мощности накачки не только параметров, но и характера генерации. При мощностях накачки до 6 Вт наблюдалась импульсная генерация с параметрами близкими к предыдущему случаю. При увеличении накачки появлялся пьедестал, промодулированный по

интенсивности. При дальнейшем увеличении мощности накачки характер генерации приближался к непрерывному режиму. Соответствующие осциллограммы выходного излучения представлены на рис. 6.13 (а).

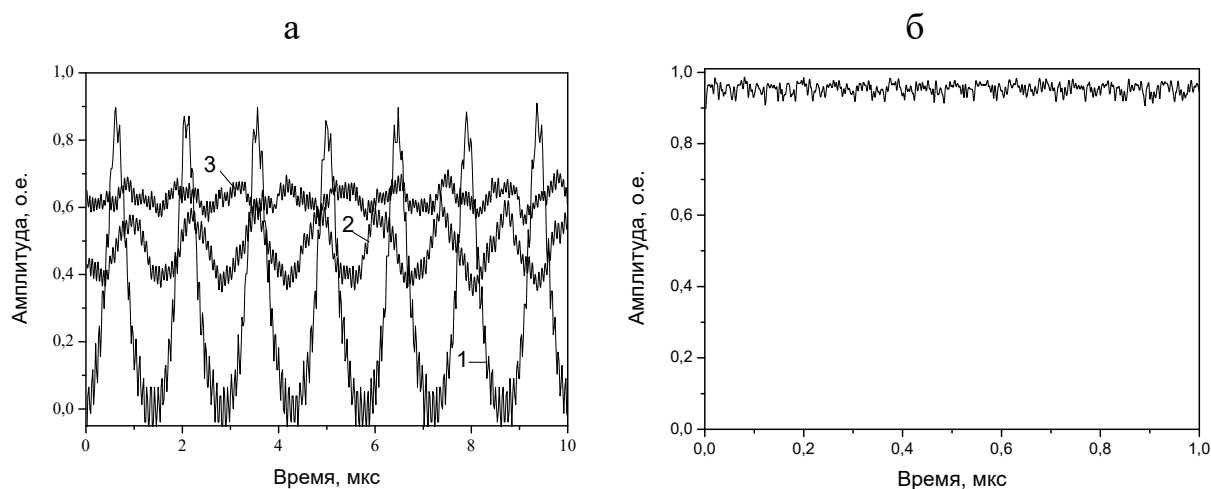


Рис. 6.13. Осциллограммы выходного излучения: для разной мощности накачки: 1 – 6 Вт, 2 – 8 Вт, 3 – 10 Вт (а); для лазера на основе волокна с невысокой концентрацией ионов гольмия (б)

Для лазера на основе волокна с концентрацией  $1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  во всем диапазоне мощности накачки наблюдался непрерывного режима генерации. Соответствующая осциллограмма представлена на рис. 6.13(б).

Из приведенных результатов можно сделать вывод, что для получения непрерывного режима генерации необходимо использовать волокна, легированные ионами гольмия с концентрацией порядка  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и ниже. Использование волокон с концентрацией порядка  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  позволяет получать импульсную генерацию с пиковой мощностью, составляющей несколько десятков Вт.

### §3. Лазеры с насыщающимися поглотителями

Так же, как и для других лазеров, получение импульсного режима в волоконных лазерах может быть основано на внесении в резонатор элемента, обладающим поглощением в области генерации. При этом сечение поглощения поглотителя должно быть существенно выше сечения люминесценции излучающих ионов. В волоконных лазерах в качестве насыщающихся поглотителей нашли применение волоконные насы-

щающиеся поглотители, а также полупроводниковые структуры и углеродные нанотрубки. Использование волоконного насыщающегося поглотителя позволяет реализовать цельноволокonnую схему, что значительно упрощает как изготовление лазера, так и его применение. Просветление любых волоконных поглотителей обуславливается возбуждением поглощающих ионов. В то же время по механизму релаксации и особенностям дизайна можно выделить несколько типов лазерных схем:

- с использованием поглотителя с безизлучательной релаксацией на основной уровень;
- с использованием возбуждения лазерной генерации в волоконном поглотителе;
- с применением волокон, легированных редкоземельными элементами с высокой концентрацией пар ионов;
- с использованием волокон с большой разницей в диаметре поля моды.

В кварцевом стекле, являющимся основным материалом оптических волокон, энергия фонона составляет около  $1100 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому ионы редкоземельных или переходных металлов, имеющие сравнимые энергетические зазоры между уровнями, испытывают безизлучательную релаксацию с возбужденного уровня с малым временем. Это позволяет достаточно просто использовать их в качестве FSA. Схема лазера при этом может выглядеть так, как показано на рис. 6.14.

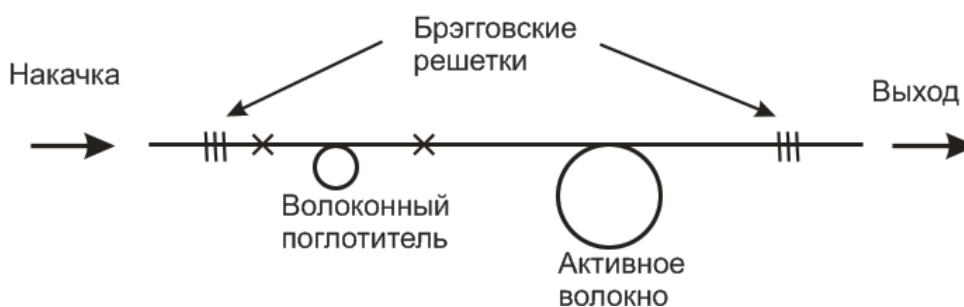


Рис. 6.14. Общая схема лазера с волоконным насыщающимся поглотителем

В первом цельноволокonnом лазере с насыщающимся поглотителем в качестве активной среды лазера использовалось волокно, легированное ионами  $\text{Nd}^{3+}$ , а в качестве насыщающегося поглотителя –  $\text{Cr}^{4+}$ . Резонатор лазера был образован высокоотражающей брэгговской ре-

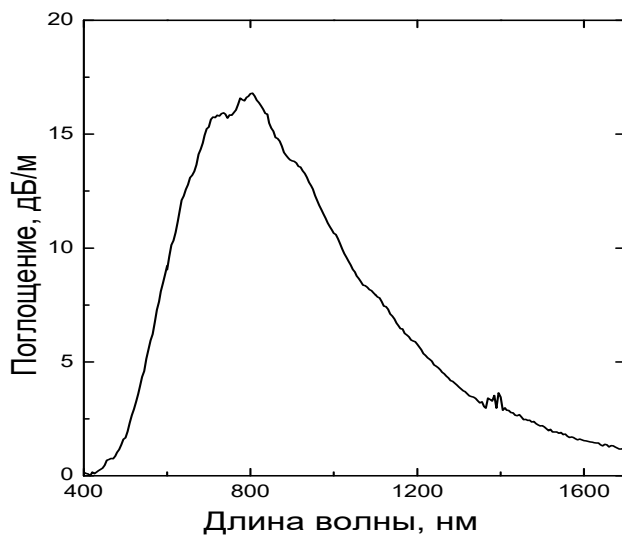


Рис. 6.15. Спектр поглощения волокна, легированного ионами  $\text{Cr}^{4+}$

шеткой и широкополосным зеркалом. Волокна, легированные, ионами  $\text{Cr}^{4+}$ , обладают широкой полосой поглощения в видимом и ближнем ИК-диапазоне. Соответствующий спектр потерь для волокна с алюмосиликатной сердцевиной представлен на рис. 6.15. В результате применения волоконного поглотителя была получена последовательность импульсов на

длине волны 1084 нм. Характерная последовательность импульсов представлена на рис. 6.16.

При увеличении мощности накачки от 150 (порог) до 273 мВт частота повторения увеличивалась от 38 до 84 кГц, а длительность импульса падала с 6.4 до 3 мкс. Максимальная средняя мощность составила 1.3 мВт, а энергия импульса – 15 нДж. Невысокая эффективность генерации объясняется неоптимальной конфигурацией лазера. Главная цель авторов состояла в демонстрации принципа получения модуляции добротности.

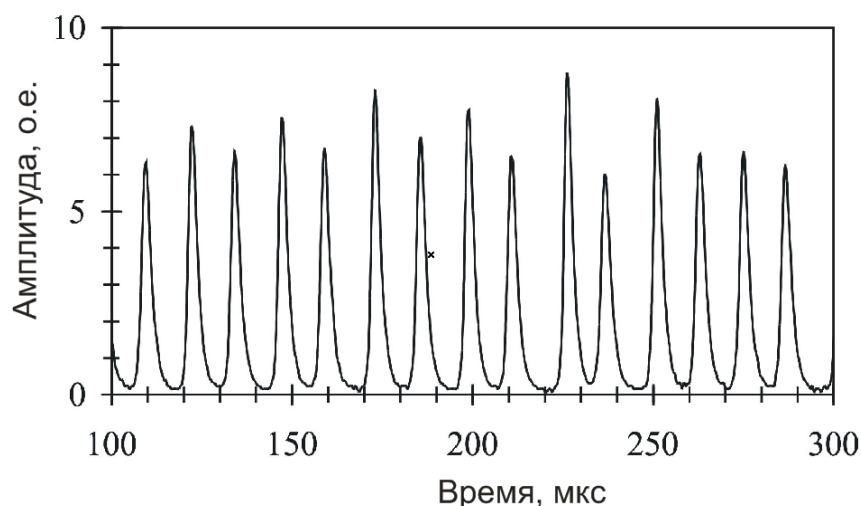


Рис. 6.16. Последовательность импульсов, генерируемая Nd-лазером с  $\text{Cr}^{4+}$  волоконным поглотителем



Другим типом поглотителей с безызлучательной релаксацией являются оптические волокна, легированные ионами  $\text{Sm}^{3+}$ . На рис. 6.17 представлен спектр поглощения волокна, легированного ионами  $\text{Sm}^{3+}$ . Спектр представляет собой набор полос поглощения в ближнем ИК диапазоне с центрами на 0.95, 1.08, 1.22, 1.39, 1.47, 1.52, 1.61 и 1.95 мкм. При возбуждении в одну из этих полос релаксация происходит безызлучательно вследствие малого энергетического зазора между соседними уровнями. Быстрая безызлучательная релаксация носителей позволяет предположить возможное использование волоконных световодов, легированных ионами  $\text{Sm}^{3+}$ , в качестве насыщающихся поглотителей в схемах волоконных лазеров.

На рис. 6.18 представлена осциллограмма последовательности генерируемых импульсов. Длительность импульса по полувысоте составила около 650 нс. При мощности накачки 6 Вт, средняя выходная мощность достигала 2.5 Вт при частоте повторения 130 кГц. Пиковая мощность оценивалась в 30 Вт, а энергия импульса – в 20 мкДж.

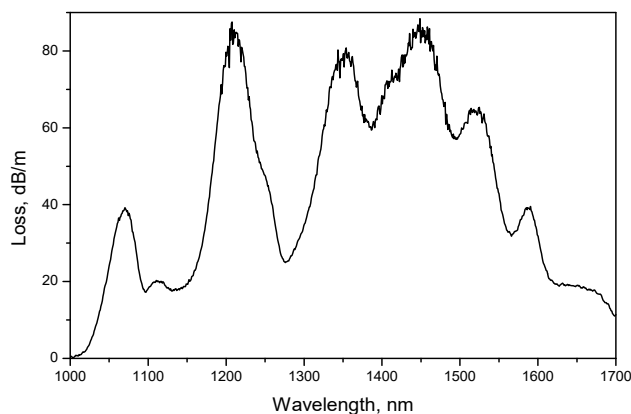


Рис. 6.17. Спектр поглощения волокна, легированного ионами  $\text{Sm}^{3+}$

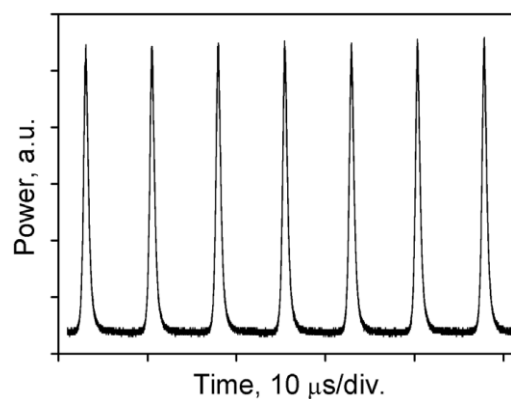


Рис. 6.18. Последовательность импульсов, генерируемая  $\text{Yb:Sm}$  лазером

Исходя из общего принципа построения лазеров с насыщающимися поглотителями, ясно, что в качестве поглотителя может использоваться любое волокно, легированное примесью с полосой поглощения в требуемой спектральной области. Однако, если данная полоса поглощения соответствует излучательному переходу, то время жизни возбужденного состояния является достаточно большим. В этом случае можно

ожидать либо полного просветления поглотителя и непрерывного режима генерации, либо импульсной генерации с большой длительностью импульса. Оригинальным способом решения этой проблемы является помещение отрезка волоконного поглотителя в собственный резонатор, обеспечивающий возникновение в нем лазерной генерации и, как следствие, быструю релаксацию возбужденного уровня. В работе исследовался набор иттербиевых волоконных лазеров, излучающих в области 1050-1080 нм, с поглотителем на основе волокна, легированного ионами  $\text{Vt}$ . Время жизни активных центров висмута составляет около 1 мс, поэтому для уменьшения времени релаксации висмутовое волокно помещалось в резонатор, образованный двумя парами высокоотражающих брэгговских решеток с резонансами на 1160 нм. Схема лазера представлена на рис. 6.19.

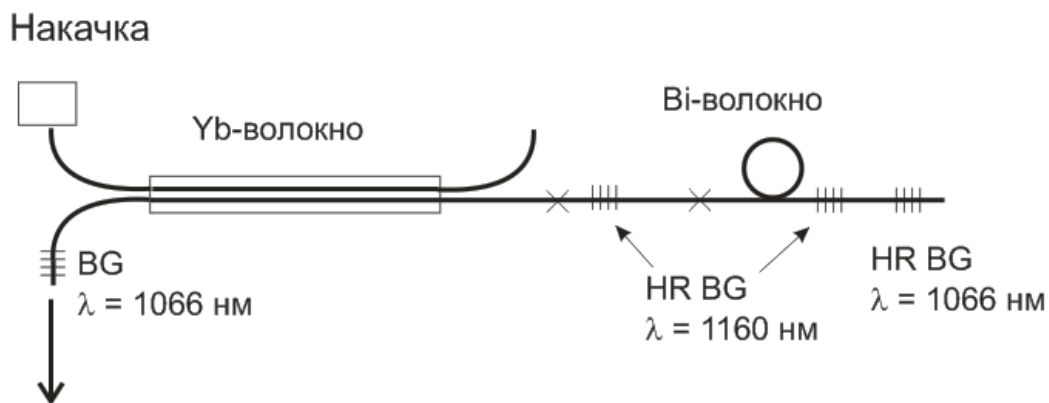


Рис. 6.19. Схема  $\text{Yb}:\text{Vt}$  лазера

В результате для всех изготовленных лазеров была получена стабильная импульсная генерация. На длине волны 1066 нм была продемонстрирована пиковая мощность 65 Вт и энергия импульса – 100 мкДж. Минимальная длительность импульса составила около 1 мкс, а частота повторения изменялась в диапазоне 10-100 кГц. Следует отметить, что общая длина лазера составила 55 м, что может объяснять большую длительность импульса.

$\text{Yb}:\text{Vt}$  импульсный лазер использовался для создания импульсного источника, излучающего в области 1260 нм. Использование ВКР-конвертора на основе фосфорсиликатного волокна позволило преобразовать

излучение иттербиевого лазера с дифференциальной эффективностью 70% и получить излучение в области 1260 нм с пиковой мощностью 12 Вт и энергией импульса – 40 мкДж.

Аналогичный подход был использован в работе для получения модуляции добротности Yb волоконного лазера с использованием поглотителя на основе оптического волокна, легированного ионами гольмия. Ионы  $\text{Ho}^{3+}$  в кварцевом стекле обладают полосой поглощения с центром на 1150 нм и шириной 60 нм, соответствующей переходу  $^5I_8 \rightarrow ^5I_6$ . То есть, эта полоса попадает в спектральный диапазон генерации иттербиевых волоконных лазеров. Это обстоятельство позволяет использовать волокна, легированные ионами гольмия в качестве насыщающегося поглотителя для модуляции добротности иттербиевых лазеров.

Yb:Ho был реализован лазер по схеме аналогичной конфигурации, представленной на рис. 6.19. Длина волны генерации иттербиевого лазера задавалась парой брэгговских решеток с резонансом на 1125 нм. Поглотитель на основе гольмиевого волокна помещался в резонатор, образованный парой высокоотражающих брэгговских решеток на длине волны 2050 нм. В результате был получен импульсный режим генерации с характерной длительностью импульса 250 нс. Форма импульса представлена на рис. 6.20.

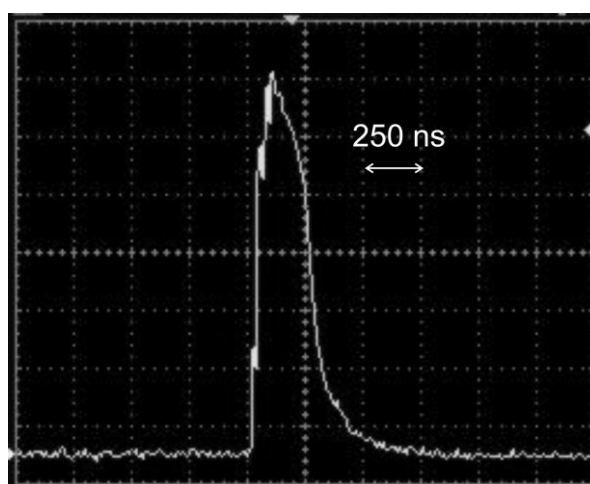


Рис. 6.20. Форма импульса, генерируемая Yb:Ho лазером

Для лазера была характерна невысокая частота повторения, не превышающая 8 кГц. В сочетании с малой длительностью импульса это позволило получить высокую пиковую мощность – 300 Вт. Энергия им-

пульса составила 70 мкДж. Исследование спектра излучения лазера показало, что помимо основной компоненты на 1125 нм он содержит еще 2 полосы с центрами на 1080 и 1180 нм, соответственно. Спектр генерации показан на рис. 6.21. При этом все компоненты имеют одинаковое временное поведение. Появление длинноволновой компоненты может быть объяснено проявлением эффекта вынужденного комбинационного рассеяния вследствие высокой импульсной мощности. Генерация на 1080 нм может также объясняться этим эффектом. Высокая мощность антистоксовой компоненты может достигаться вследствие высокого усиления ионами иттербия в данной спектральной области.

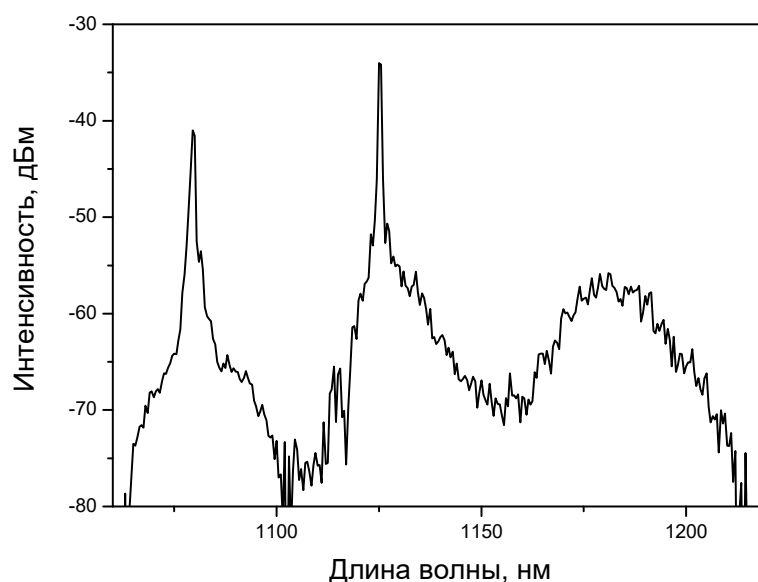


Рис. 6.21. Спектр генерации Yb:Ho лазера

Известно, что при высокой концентрации редкоземельных ионов в сетке кварцевого стекла возникает явление кластеризации, которая приводит к образованию пар активных ионов. При возбуждении двух активных ионов, находящихся в кластере, на метастабильный уровень происходит передача энергии от одного иона к другому. В результате один из ионов переходит на более высокий энергетический уровень, а другой – безизлучательно релаксирует на основной уровень. Таким образом, половина ионов, входящих в кластеры (если считать, что кластеры состоят только из двух активных ионов), находится на основном уровне вне зависимости от мощности накачки и не участвует в процессе

усиления. Очевидно, что волокна, содержащие кластеры редкоземельных элементов, могут использоваться в качестве волоконных насыщающихся поглотителей в сочетании с лазерами на других активных элементах, излучающих в спектральной области поглощения кластеризованных поглотителей.

Ионы Er в кварцевом стекле проявляют люминесценцию в области 1.53-1.6 мкм, а ионы Tm имеют полосу поглощения с центром на 1.58 мкм. Этот факт может быть использован для реализации режима модуляции добротности эрбиевого волоконного лазера с использованием поглотителя на основе волокна, легированного ионами Tm. Для получения режима модуляции добротности в качестве активной среды использовалось GTWave-волокно с сердцевинкой, легированной ионами эрбия и диаметром 20 мкм, с накачкой в оболочку. Это позволило использовать для накачки более мощный источник и увеличить выходную мощность лазера. Длина волокна составила около 10 м. Общая схема эксперимента показана на рис. 6.22.

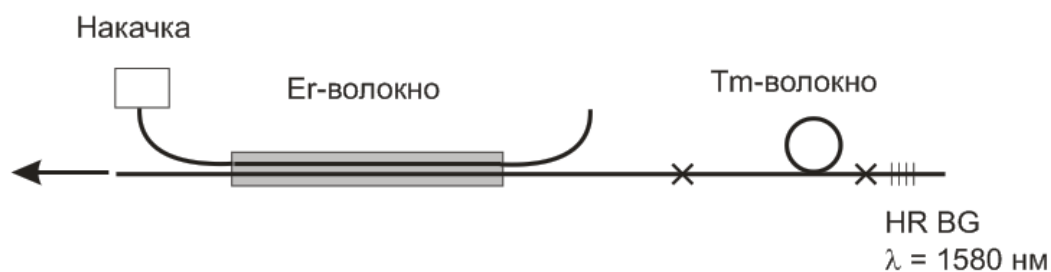


Рис. 6.22. Схема Er-Tm лазера

В качестве поглотителя использовалось волокно, легированное ионами Tm с концентрацией около  $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Длина поглотителя составила всего 6 см, что соответствовало поглощению 10 дБ на 1580 нм. Долю ионов, безизлучательно релаксирующих на основной уровень, можно оценить в 20% из измерения зависимости пропускания на 1580 нм от мощности, введенной в тулиево волокно. Время их релаксации определяется взаимодействием ионов внутри кластера, и оно существенно короче времени жизни на возбужденном уровне характерного для одиночного иона. Это позволяет рассчитывать на получение достаточно коротких импульсов лазерной генерации.

В лазере, собранном по схеме, представленной на рис. 6.22, была получена стабильная импульсная генерация. При этом длительность импульса составила около 50 нс, что в несколько раз короче по сравнению с лазерами с другими типами волоконных поглотителей. Типичная форма импульсов представлена на рис. 6.23. Максимальная средняя выходная мощность составила 0.9 Вт при максимальной частоте повторения – 4 кГц. Энергия импульса может быть оценена как 0.22 мДж, а пиковая мощность – 6 кВт.

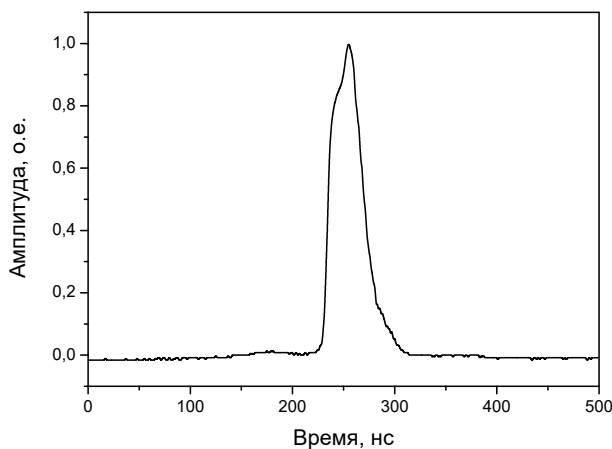


Рис. 6.23. Типичная форма импульса генерации *Er:Tm* лазера

Большинство лазеров на основе волокон, легированных редкоземельными элементами, работает по трехуровневой схеме. Это означает, что в области генерации таких лазеров присутствует и поглощение среды. Поэтому естественным представляется использование волокон, легированных теми же примесями,

в качестве насыщающихся поглотителей. Однако полосы поглощения смещены относительно полос люминесценции в коротковолновую часть спектра и сечение поглощения в области генерации, как правило, меньше сечения поглощения. Одним из способов решения этой проблемы является увеличение плотности мощности излучения в поглощающей среде по сравнению с усиливающей средой. В этом случае уменьшение диаметра моды играет роль повышения эффективного сечения поглощения. В твердотельных лазерах увеличение плотности мощности достигается просто фокусировкой пучка. В волоконных лазерах это может быть получено путем соединения волокон с различным диаметром поля моды. При этом в качестве поглотителя используется волокно с уменьшенным диаметром поля моды по сравнению с активной средой лазера. Хотя при таком соединении возникают оптические потери, плотность мощности увеличивается. Так, при соединении волокон с диаметрами поля моды,

различающимися в 2 раза, оптические потери составляют около 2 дБ, а площади моды различаются в 4 раза.

Данный метод был предложен для реализации импульсного лазера на основе волокна, легированного ионами эрбия. В схеме лазера использовались два отрезка эрбиевого волокна: усилительное с диаметром поля моды 14.5 мкм и поглощающее – 6.5 мкм с поглощением на 1530 нм 19 и 110 дБ/м соответственно. Накачка проводилась в сердцевину волокна с максимальной мощностью 280 мВт на 980 нм. В результате был получен режим модуляции добротности с частотой повторения 0.25-1 кГц, энергией импульса в диапазоне 8.3-6 мкДж и длительностью импульса – от 80 до 320 нс. Очевидно, что энергия импульса ограничивалась относительно невысокой мощностью накачки, обусловленной схемой накачки в сердцевину.

Одним из распространенных способов получения режима модуляции добротности является применение полупроводниковых зеркал с насыщающимся поглотителем SESAM (semiconductor saturable absorber mirror). На рис. 6.24 представлена схема SESAM, использующегося для Yb-лазеров. Структура состоит из брэгговского зеркала, сформированного набором слоев GaAs и AlAs и собственно поглотителя, содержащего квантовые ямы на InGaAs. Вся структура выращивается в едином процессе. SESAM может быть изготовлен и с волоконным выходом.

На рис. 6.25 показан спектр отражения слабого излучения полупроводниковой структуры с резонансом на 1043 нм. Просветление поглотителя наступает при плотности энергии падающего излучения, составляющего от единиц до десятков мДж/см<sup>2</sup>. Таким образом, глубина модуляции отражения может составлять десятки процентов. Использование SESAM в иттербиевом волоконном лазере позволило получить режим модуляции добротности с длительностью импульса 8 нс.

Для получения модуляции добротности лазеров, излучающих в других спектральных диапазонах, структура SESAM меняется. Так, для тулиевого лазера брэгговское зеркало состоит из слоев AlAsSb/GaSb, поглотитель состоит из квантовых ям на InGaSb.

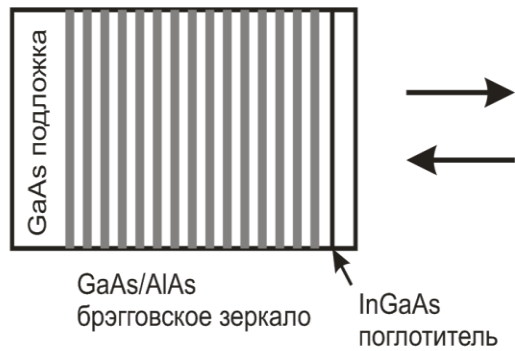


Рис. 6.24. Структура SESAM

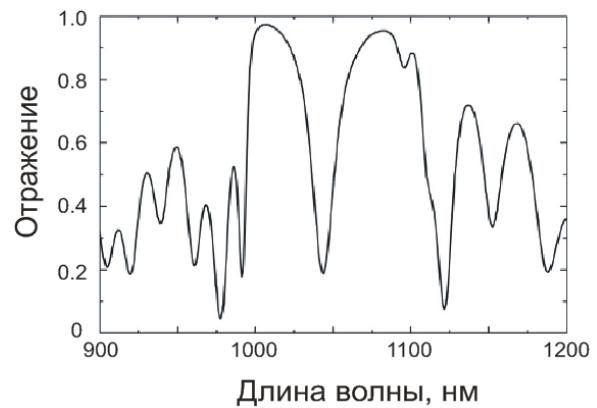


Рис. 6.25. Спектр отражения слабого сигнала SESAM

На рис. 6.26 представлена схема такого лазера с пассивной модуляцией добротности. В качестве источника накачки используется лазер на Er/Yb-волокне с длиной волны генерации 1.56 мкм. Резонатор лазера образован брэгговской решеткой и SESAM. Согласование с полупроводниковым поглотителем осуществляется при помощи объемной оптики. Ввод излучения накачки и вывод излучения тулиевого лазера происходит через направленный ответвитель.

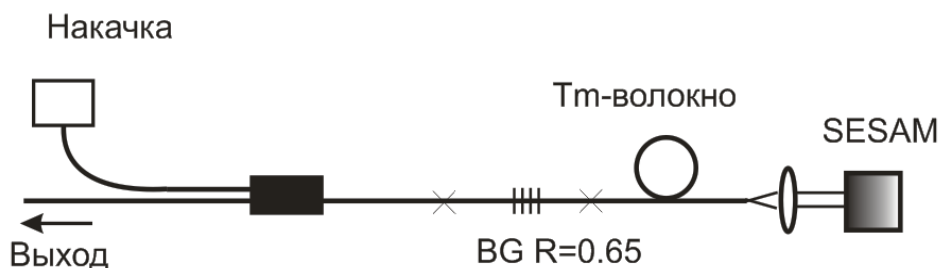


Рис. 6.26. Схема лазера с модуляцией добротности

С использованием данной схемы была продемонстрирована генерация импульсов с энергией 15 мкДж в области 1.95 мкм, длительность импульсов составила около 20 нс. Форма импульса представлена на рис. 6.27.

Другим типом насыщающихся поглотителей являются углеродные нанотрубки (CNT – carbon nanotube). Применение в лазерных схемах находят одностенные углеродные нанотрубки, которые представляют собой монослойные бесшовные цилиндры диаметром от 0.6 до 2.0 нм и



длиной от 1 до 20 мкм, условно свернутые из полосы гексагональной графитовой сетки. Одной из особенностей одностенных нанотрубок является изменение плотности электронных состояний в них при изменении их геометрических параметров. В зависимости от диаметра нанотрубка может обладать металлическими или полупроводниковыми свойствами, причем ширина запрещенной зоны полупроводников также зависит от диаметра. Возможность варьирования ширины запрещенной зоны при изменении геометрических параметров отдельных нанотрубок наряду с малыми временами релаксации электронных возбуждений (пико- и фемтосекундного диапазонов) позволяют применять нанотрубки в качестве насыщающихся поглотителей.

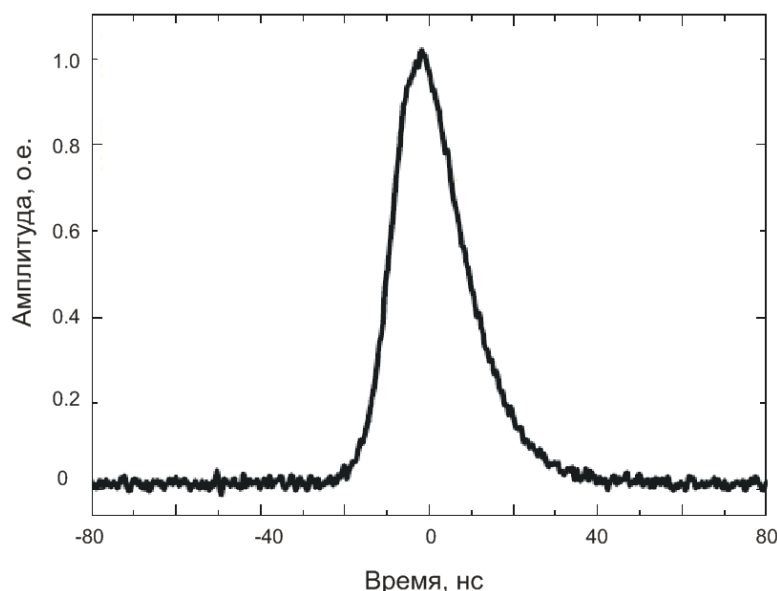


Рис. 6.27. Форма импульса, генерируемая в режиме модуляции добротности

На рис. 6.28 показана схема гольмиевого лазера с модуляцией добротности. В качестве источника накачки используется лазер на Yb-волокне с длиной волны генерации 1.125 мкм. Резонатор лазера образован металлическим зеркалом с нанесенной пленкой из углеродных нанотрубок толщиной 120 мкм, и торцом активного волокна. В качестве выходного отражателя может также использоваться брэгговская решетка. Согласование с поглотителем осуществляется при помощи непосредственного контакта волокна и зеркала. Ввод излучения накачки и вывод излучения гольмиевого лазера происходит через направленный ответвитель.

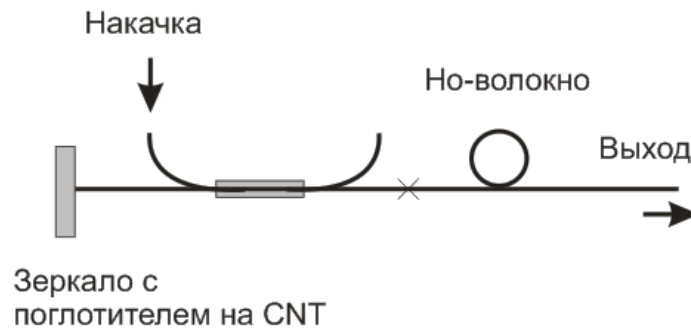


Рис. 6.28. Схема лазера с поглотителем на углеродных нанотрубках

При достижении порога генерации (около 2 Вт) лазер генерировал стабильную последовательность импульсов, представленную на рис. 6.29. Максимальная средняя выходная мощность составила 1.3 Вт, соответствующая зависимость представлена на рис. 6.30. Частота повторения линейно зависела от мощности накачки, изменяясь от 60 до 180 кГц (рис. 6.31). Длительность импульса уменьшалась с ростом мощности накачки от 3 до 0.8 мкс. Энергия импульса составила около 7 мкДж, максимальная пиковая мощность – 9 Вт.

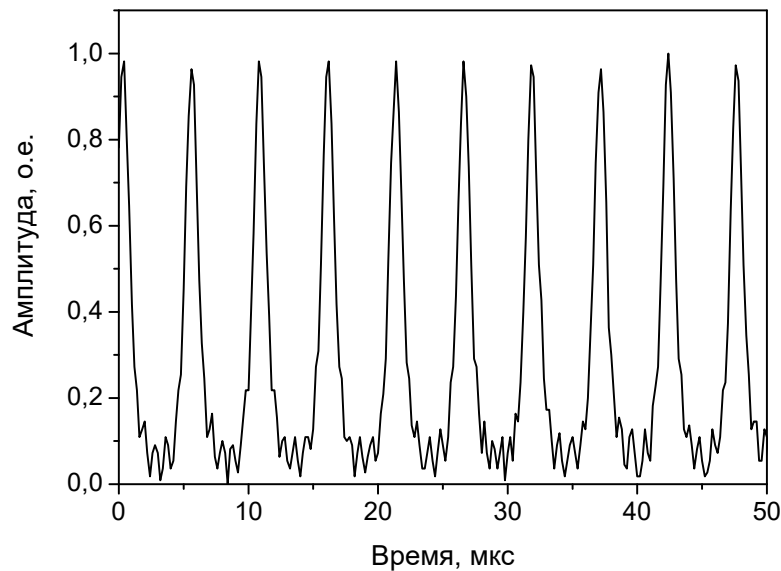


Рис. 6.29. Последовательность импульсов, генерируемая лазером с поглотителем на CNT

Следует отметить, что достижение генерации импульсов с высокой энергией в схемах с использованием SESAM и поглотителей на углеродных нанотрубках представляется затруднительным, так как лучевая стойкость этих элементов не слишком высока.

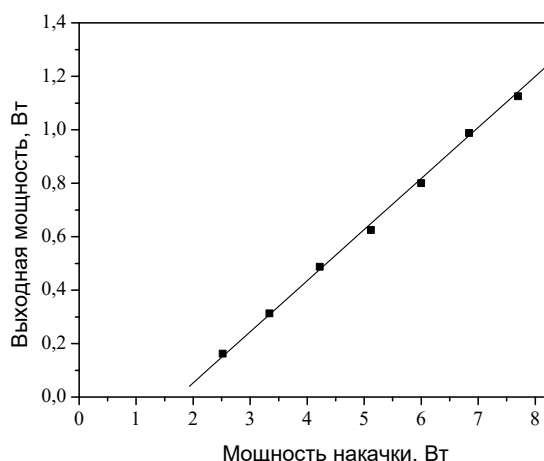


Рис. 6.30. Зависимость выходной средней мощности от мощности накачки

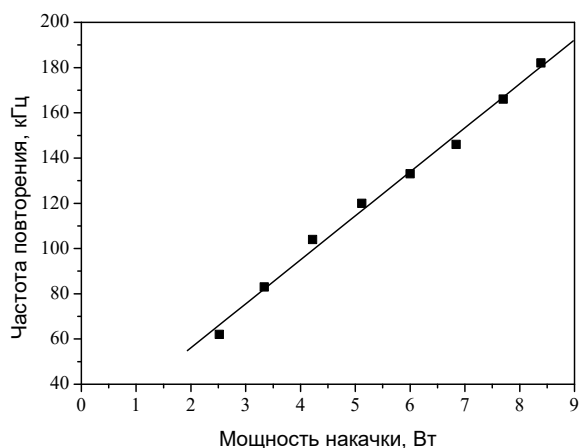


Рис. 6.31. Зависимость частоты повторения от мощности накачки

### §4. Волоконные лазеры с активной модуляцией добротности

Активная модуляция добротности подразумевает включение в схему лазера элемента с внешним управлением его оптическими свойствами. В отличие от пассивной модуляции добротности в этом случае появляется возможность управления параметрами генерации.

Одним из возможных элементов для получения режима модуляции добротности является электрооптический модулятор. Принцип его действия основан на свойстве нелинейных кристаллов, в частности ниобата лития, изменять показатель преломления во внешнем электрическом поле, что приводит к набегу фазы, распространяющегося в нем излучения.

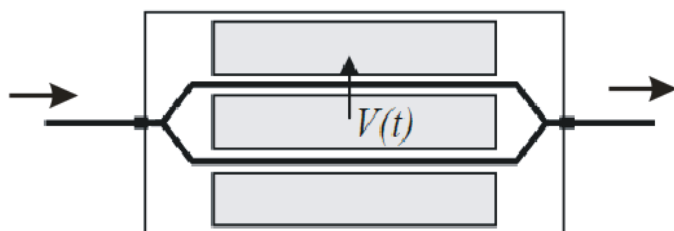


Рис. 6.32. Схема электрооптического модулятора

Для преобразования фазовой модуляции в амплитудную используется интерферометр Маха-Цандера, выполненный на подложке из кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . Схема электрооптического модулятора показана на рис. 6.32. Оптическое излучения вво-

дится в модулятор по волокну с сохранением поляризации (PM-волокно) и поровну разделяется по двум волноводам. При отсутствии напряжения на модуляторе излучения суммируются на выходе интерферометра в фазе, и модулятор оказывается в открытом положении. При подаче напряжения на один из каналов на выходе интерферометра появляется разность фаз, и модулятор оказывается закрытым. Отличительной особенностью электрооптических модуляторов является малое время отклика, составляющее (сотни пикосекунд), благодаря которому они используются в качестве модуляторов волоконно-оптических линий связи. Однако использование таких модуляторов в импульсных лазерах затрудняется чувствительностью к поляризации входного сигнала. Кроме того, при модуляции достаточно мощного излучения возможно возникновение нежелательных тепловых эффектов. Поэтому на практике, как правило, применяются акустооптические модуляторы.

Принцип действия акустооптических модуляторов основан на эффекте дифракции световой волны в среде, в которой распространяется звуковая волна. Различают два режима дифракции: Рамана-Ната и Брэгга. Дифракция Рамана-Ната наблюдается на низких звуковых частотах и при не слишком большой длине взаимодействия. При нормальном падении света, то есть параллельно волновому фронту звуковой волны, дифракционный спектр Рамана-Ната представляет собой расположенные симметрично по обе стороны от прошедшего пучка дифракционные максимумы. Дифракционный спектр в брэгговском режиме состоит только из двух максимумов, нулевого и первого. Дифракционные максимумы минус первого и высших порядков отсутствуют. Дифракция Брэгга имеет место на высоких звуковых частотах при значительной длине взаимодействия света с акустической волной, когда оно целиком приобретает объемный характер. В схеме лазера акустооптический модулятор обеспечивает периодическое «включение» обратной связи и, соответственно, импульсную генерацию. Характерное время переключения составляет  $10^1$ - $10^2$  нс.

В ранних работах по модуляции добротности волоконных лазеров использовались модуляторы в объемном исполнении. На рис. 6.33 представлена схема волоконного лазера с модуляцией добротности.

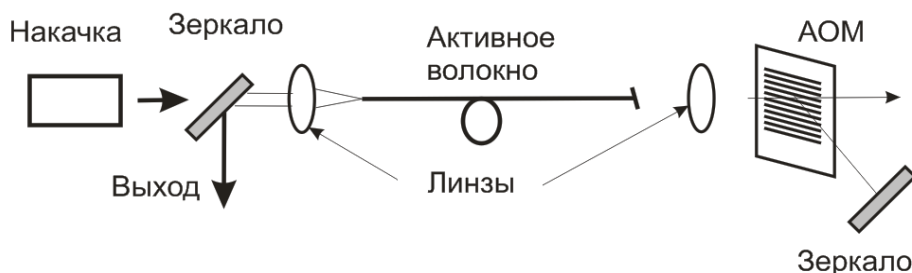


Рис. 6.33. Схема волоконного лазера с модуляцией добротности

В качестве активной среды лазера использовалось неодимовое волокно с двойной оболочкой. Накачка осуществлялась полупроводниковым лазером на длине волны 808 нм. Резонатор лазера был образован двумя зеркалами, через одно из которых выходило излучение лазера. Между торцом волокна и глухим задним зеркалом располагался акустооптический модулятор (АОМ), обеспечивающий периодическое попадание лазерного пучка на зеркало и образование обратной связи. В результате была получена импульсная генерация с частотой порядка 10 кГц и длительностью импульса – 2 нс. Пиковая мощность при этом достигала 3.7 кВт.

В настоящее время производятся акустооптические модуляторы с волоконными выходами. Это позволяет реализовать полностью волоконные схемы лазеров, как в линейной, так и кольцевой конфигурации. На рис. 6.34 представлена схема кольцевого лазера с модуляцией добротности. В качестве активной среды лазера использовалось иттербиевое волокно с накачкой в сердцевину лазерным диодом (1). Ввод накачки и вывод излучения лазера производился через мультиплексоры (2, 3). Резонатор лазера был образован входной брэгговской решеткой с высоким коэффициентом отражения и зеркалом Саньяка на мультиплексоре, в контур которого был вставлен акустооптический модулятор. На выходе схемы устанавливался изолятор.

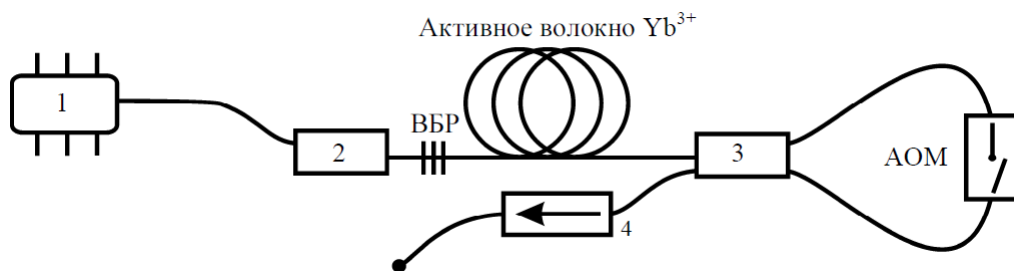
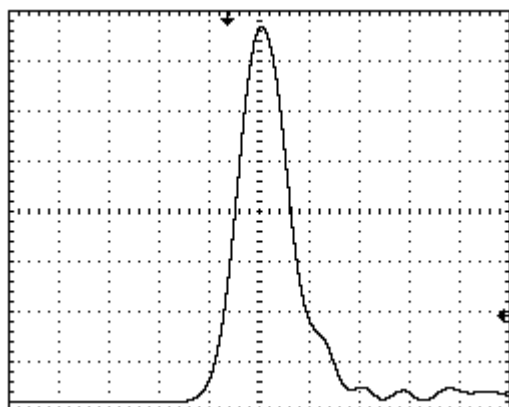


Рис. 6.34. Схема цельноволокнистого лазера с модуляцией добротности



10 нс/дел.

Рис. 6.35. Импульс, генерируемый лазером с модуляцией добротности

На рис. 6.35 показана осциллограмма импульса, генерируемая в данной схеме. Длительность импульса составила около 11 нс, пиковая мощность – 90 Вт. Следует отметить, что для увеличения выходной мощности и энергии импульса часто используются дополнительные усилители. В результате энергию импульса удается поднять до уровня порядка 1 мДж, что достаточно для многих технологических применений.

Помимо использования электрооптических и акустооптических модуляторов был предложен ряд схем импульсных лазеров, основанных на модуляции спектра отражения брэгговской решетки. В главе IV было показано, что использование аксиальных напряжений волокна с записанной на нем решеткой позволяет перестраивать длину волны генерации волоконного лазера. Тот же принцип может быть использован и для получения модуляции добротности лазера. Если резонатор лазера образован двумя брэгговскими решетками, то эффективная лазерная генерация будет наблюдаться при совпадении длин волн отражения обеих решеток. Спектральное рассогласование резонансных длин волн приведет к срыву генерации. Таким образом, появляется возможность модуляции добротности. Для управления спектром отражения брэгговской решетки предложено несколько практических решений. На рис. 6.36 представлена схема лазера с магнестрикционным транслятором.

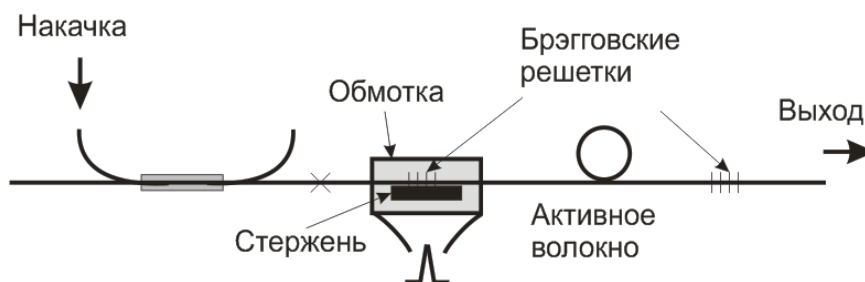


Рис. 6.36. Схема лазера с магнестрикционным транслятором

Лазер накачивается в сердцевину через мультиплексор. Резонатор лазера образован двумя брэгговскими решетками. Входная решетка жестко зафиксирована на магнитоэластичном стержне. Стержень помещен

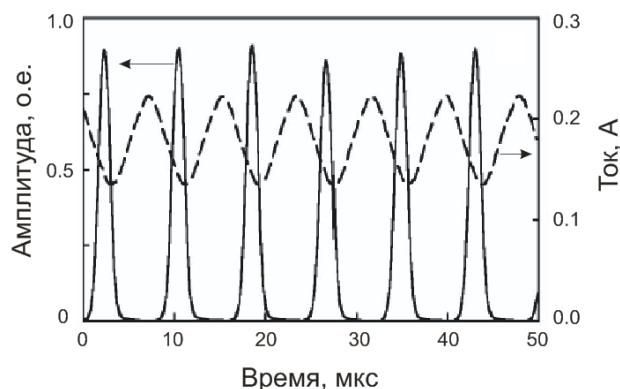


Рис. 6.37. Модуляция тока через обмотку магнита и форма генерируемых импульсов

внутри электромагнита. При подаче импульса тока на обмотку магнита происходит деформация стержня, которая, в свою очередь, приводит к деформации решетки с соответствующим изменением спектра отражения. С использованием Er/Yb волокна в качестве активной среды при максимальной мощности накачки 120 мВт была продемонстрирована пиковая мощность 1 Вт. Частота повторения могла регулироваться от 1 Гц до 100 кГц. Минимальная длительность импульсов составила около 200 нс.

Другой способ модуляции спектра отражения брэгговской решетки состоит в возбуждении продольной акустической волны в волокне с решеткой при помощи пьезоэлектрического преобразователя. С использованием этого метода был реализован эрбиевый волоконный лазер с модуляцией добротности. Частота повторения импульсов изменялась от нескольких Гц до десятков кГц. Минимальная длительность импульса составила 82 нс. При максимальной мощности накачки 180 мВт пиковая мощность составила 10 Вт.

щен внутри электромагнита. При подаче импульса тока на обмотку магнита происходит деформация стержня, которая, в свою очередь, приводит к деформации решетки с соответствующим изменением спектра отражения. С использованием Er/Yb волокна в качестве активной среды при

**Литература к главе VI**

1. S.V. Chernikov Y. Zhu, J.R. Taylor, V.P. Gapontsev, «Supercontinuum self-Q-switch Ytterbium laser», Optics Letters, **22**, 298 (1997).
2. Д.А. Грух, А.С. Курков, И.М. Раздобреев, А.А. Фотиади, «Самоомдуляция добротности иттербиевого волоконного лазера с накачкой в оболочку световода», Квантовая электроника, **32**, 1017 (2002).
3. P. Le Boudec, P.L. Francois, E. Delevaque, J.-F. Bayon, F. Sanchez, G.M. Stephan, «Influence of ion-pairs on the dynamical behavior of  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber laser», Optical and Quantum Electronics **25**, 501 (1993).
4. А.С. Курков, Е.М. Шолохов, А.В. Маракулин, Л.А. Минашина, «Влияние концентрации активных ионов на динамику генерации гольмиевых волоконных лазеров», Квантовая электроника, **40**, 858 (2010).
5. V.V. Dvoyrin, V.M. Mashinsky, and E.M. Dianov, «Yb-Bi pulsed fiber lasers», Optics Letters, **32**, 451 (2007).
6. A.S. Kurkov, «Q-switched all-fiber lasers with saturable absorbers», Laser Physics Letters, **8**, 335 (2011).
7. T. Hakulinen and O.G. Okhotnikov, «8 ns fiber laser Q switched by the resonant saturable absorber mirror», Optics Letters, **32**, 2677 (2007).
8. S. Kivistö, R. Koskinen, J. Paajaste, S.D. Jackson, M. Guina, and O.G. Okhotnikov, «Passively Q-switched  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ -doped silica fiber laser using a highly nonlinear saturable absorber and dynamic gain pulse compression», Optics Express, **16**, 22058 (2008).
9. Z.J. Chen, A.B. Grudinin, J. Porta, and J.D. Minelly, «Enhanced Q switching in double-clad fiber lasers», Optics Letters, **23**, 454 (1998).
10. J.A. Alvarez-Chavez, H.L. Offerhaus, J. Nilsson, P.W. Turner, W.A. Clarkson, and D.J. Richardson, «High-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched fiber laser», Optics Letters, **25**, 37 (2000).
11. [http://www.ipgphotonics.com/apps\\_materials\\_qswitch.htm](http://www.ipgphotonics.com/apps_materials_qswitch.htm)
12. M.V. Andr'es, J.L. Cruz, A. D'iez, P. P'erez-Mill'an, and M. Delgado-Pinar, «Actively Q-switched all-fiber lasers», Laser Physics Letters, **5**, 93 (2008).





## Глава VII

### СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

#### §1. Синхронизация мод с использованием нелинейных свойств волокна

Синхронизация продольных мод лазера является способом получения ультракоротких импульсов. Так же, как и в случае модуляции добротности могут использоваться пассивные и активные способы синхронизации мод. Ряд распространенных методов синхронизации мод основан на использовании нелинейных свойств волокна, определяемых зависимостью показателя преломления материала волокна от интенсивности распространяющегося излучения. Для показателя преломления  $n$  можно записать:

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (7.1)$$

где  $n_0$  – показатель преломления в линейном режиме,  $n_2$  – нелинейный коэффициент преломления,  $|E|^2$  – квадрат амплитуды электрического поля.

Для кварцевого стекла на длине волны 1.55 мкм  $n_2 = 2.16 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт. Добавка оксида германия увеличивает нелинейный коэффициент и можно записать:

$$n_2 = n_2(\text{SiO}_2) + K(\text{GeO}_2)X, \quad (7.2)$$

где  $K(\text{GeO}_2) = 0.033 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/(%Вт),  $X$  – молярная концентрация GeO<sub>2</sub>.

Нелинейные свойства волокна используются в таком оптическом переключателе как нелинейное кольцевое зеркало (nonlinear loop mirror). Схема этого элемента с оптическим усилением показана на рис. 7.1.

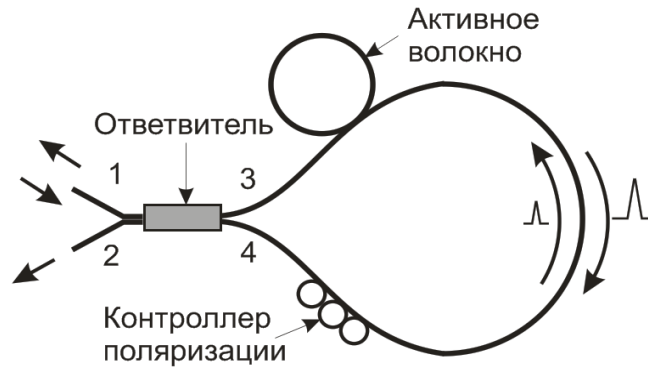


Рис. 7.1. Схема нелинейного кольцевого зеркала

Кольцевые отражатели волоконных лазеров уже рассматривались в главе II. Нелинейное зеркало включает в себя волоконный усилитель, установленный в кольце асимметричным образом, то есть, ближе к одному из портов ответвителя. В линейном случае (при сохранении состояния поляризации излучения) оптический путь при распространении по кольцу одинаков для излучений, распространяющихся по часовой стрелке и против нее. То есть, оба луча имеют одинаковую фазовую задержку и кольцо работает как интерферометр Саньяка. Оба излучения складываются в ответвителе, отражаясь из порта 1 и используя порт 2 в качестве выхода. Поляризационный контроллер в схеме кольцевого зеркала используется для подстройки линейной фазовой задержки между двумя лучами. Интерферометр становится невзаимным при включении оптического усилителя. В этом случае отражение зеркала зависит от интенсивности излучения, так как импульсное излучение, распространяющееся по часовой стрелке, усиливается первым и имеет большую интенсивность при дальнейшем распространении по кольцу. Соответственно, нелинейный набег фазы, определяемый нелинейным коэффициентом поглощения, для этого луча больше, чем для луча, распространяющегося против часовой стрелки. В результате для импульсов высокой интенсивности интерферометр Саньяка становится разбалансированным, и это излучение выходит из порта 1.

На рис. 7.2 представлена схема лазера с пассивной синхронизацией мод с кольцевым нелинейным зеркалом. Такая схема получила названия «лазер в форме восьмерки» (figure-8 laser).



Рис. 7.2 Схема лазера в форме восьмерки

Помимо нелинейного кольцевого зеркала схема содержит еще одно кольцо, которое создает обратную связь для интенсивного импульсного излучения. Из этого же кольца часть излучения поступает на выход схемы. Установленный в кольце изолятор устраняет обратную связь для излучения, выходящего из другого порта ответвителя 3 дБ.

Длительность импульсов  $\Delta\tau$ , генерируемых в данной схеме, существенно зависит от суммарной хроматической дисперсии  $D$  всей схемы:

$$\Delta\tau^2 = 0.49/D/L(g-1), \quad (7.3)$$

где  $L$  – общая длина волоконного контура,  $g$  – коэффициент усиления. Поэтому дисперсия отдельных отрезков волокна и их длина подбирается таким образом, чтобы суммарная дисперсия была близка к нулю. Наиболее просто это условие выполняется в области 1.55 мкм, поэтому первые работы выполнялись с использованием эрбиевых усилителей в нелинейном кольцевом зеркале. В случае использования иттербиевых усилителей для компенсации дисперсии могут использоваться микроструктурированные волокна с длиной волны нулевой хроматической дисперсии короче 1 мкм. Кроме того, нашли применение волокна поддерживающие распространение нескольких мод. В этом случае могут использоваться дисперсионные характеристики высших мод. При компенсации диспер-

сии в схеме лазера минимальная длительность импульса оценивается в 100 фс и ограничивается влиянием дисперсии высших порядков, а также шириной спектра усиления активных волокон.

Среди методов пассивной синхронизации мод достаточно широкое распространение нашло использование такого эффекта как нелинейное вращение поляризации. В свою очередь этот эффект является проявлением нелинейного двулучепреломления. Электрическое поле произвольно поляризованной оптической волны можно записать как:

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \frac{1}{2}(\hat{x}E_x + \hat{y}E_y) \exp(-i\omega_0 t) + \text{компл. сопр.}, \quad (7.4)$$

где  $E_x$  и  $E_y$  – комплексные амплитуды поляризованных компонент поля,  $\omega_0$  – несущая частота,  $\hat{x}$  и  $\hat{y}$  – единичные вектора. Полагается, что продольная компонента поля  $E_z$  мала и ею можно пренебречь. При подстановке (7.4) в (7.1) для нелинейных добавок к показателю преломления  $\Delta n_x$  и  $\Delta n_y$  можно получить:

$$\Delta n_x = n_2(|E_x|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2) \quad (7.5)$$

$$\Delta n_y = n_2(|E_y|^2 + \frac{2}{3}|E_x|^2).$$

Физический смысл двух слагаемых в правой части уравнений состоит в следующем. Первое слагаемое отвечает за фазовую самомодуляцию. Второе слагаемое приводит к фазовой кроссмодуляции, так как нелинейный сдвиг фазы одной компоненты поляризации зависит от интенсивности другой компоненты поляризации. Наличие этого слагаемого вызывает нелинейную связь между компонентами поля  $E_x$  и  $E_y$ . Нелинейные вклады  $\Delta n_x$  и  $\Delta n_y$  в общем случае не равны и тем самым создают нелинейное двулучепреломление, величина которого зависит от интенсивности и состояния поляризации входного излучения. Фактически нелинейное двулучепреломление проявляется как вращение эллипса поляризации.

Эффект нелинейного двулучепреломления используется в керровском затворе, схема которого показана на рис. 7.3.



Рис. 7.3. Схема керровского затвора

В активное волокно вводятся излучение накачки и сигнала. На выходе волокна установлен поляризационный делитель. Линейно поляризованное излучение сигнала вводится таким образом по отношению к осям волокна, чтобы делитель поляризации блокировал распространение излучения в прямом направлении. При включении накачки интенсивность сигнала возрастает и появляется нелинейное двулучепреломление. В результате появляется дополнительная разность фаз, которая проявляется в виде изменения состояния поляризации сигнала, и излучение начинает проходить в прямом направлении.

При использовании керровского затвора в линейной схеме резонатора была достигнута генерация импульсов длительностью 34 фс. Также распространение нашли и кольцевые схемы импульсных лазеров с использованием керровского затвора. На рис. 7.4 представлена схема кольцевого импульсного лазера с использованием в качестве активной среды эрбиевого волокна с накачкой в оболочку.

Кольцевой резонатор лазера содержит 9 метровый отрезок сдвоенного волокна, 5 метровый отрезок волокна SMF-28, контроллеры поляризации и поляризационный ответвитель выходного излучения. Отметим, что поляризационный делитель имеет волоконное исполнение, что позволяет реализовать полностью волоконную схему. Для накачки задающего генератора использовался многомодовый лазерный диод с длиной волны 975 нм, излучение которого заводилось в пассивное волокно GTWave-волокна. Для первоначальной настройки лазера на режим синхронизации мод используются контроллеры поляризации, установленные до и после волоконного поляризационного ответвителя. При последующих включениях лазера запуск режима синхронизации мод происходит автоматически.

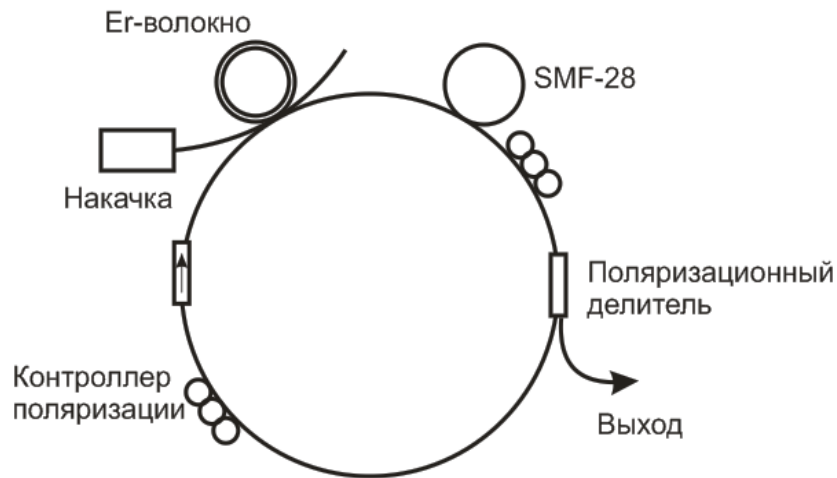


Рис. 7.4. Схема кольцевого импульсного лазера

За счет использования волокна с двойной оболочкой и мощного диода накачки удалось достичь достаточно высокой средней выходной мощности – 250 мВт. Длительность импульса составила не более 270 фс при частоте следования 14 МГц. Соответствующая автокорреляционная функция представлена на рис. 7.5. Спектр излучения лазера показан на рис. 7.6. Максимальная энергия импульсов излучения задающего генератора достигала 20 нДж, пиковая мощность – 65 кВт.

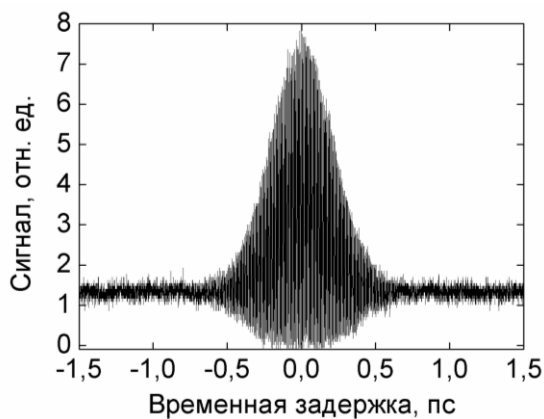


Рис. 7.5. Автокорреляционная функция генерируемых импульсов

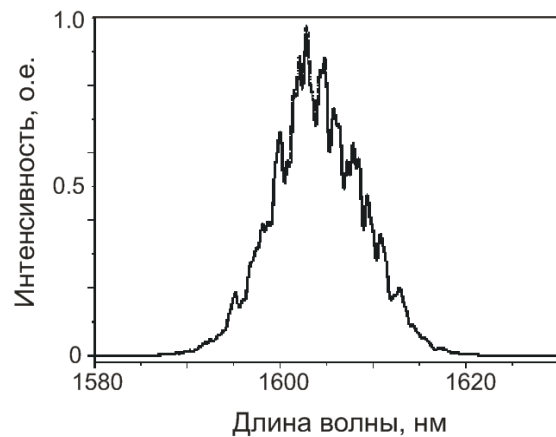


Рис. 7.6. Спектр излучения фемтосекундного лазера

Для иттербиевых волоконных лазеров получение ультракоротких импульсов осложняется большой нормальной хроматической дисперсией оптических волокон. Дисперсия приводит к расплыванию импульсов. Одним из способов компенсации дисперсионного расплывания является

использование оптического компрессора, состоящего из двух параллельных дифракционных решеток. Импульс, падающий на одну из решеток, разлагается в спектр – спектральные компоненты идут под разными углами дифракции. Затем эти компоненты падают на вторую, параллельную первой решетку и, отражаясь от нее, идут параллельно исходному импульсу. При этом различные частотные компоненты проходят между решетками разные расстояния, то есть имеют разную задержку во времени. Коротковолновые компоненты проходят меньший путь, чем длинноволновые. Так как в импульсе с положительной частотной модуляцией коротковолновые компоненты находятся сзади, а длинноволновые – впереди, то при прохождении пары решеток задний фронт догоняет передний, в результате чего импульс сжимается. На рис. 7.7 представлены автокорреляционные функции импульсов, генерируемых иттербиевым лазером на вращении поляризации, до и после сжатия. Использование оптического компрессора позволило сжать импульс с 900 фс до 200 фс. При этом пиковая мощность генерации достигла 1.7 кВт при средней мощности 35 мВт.

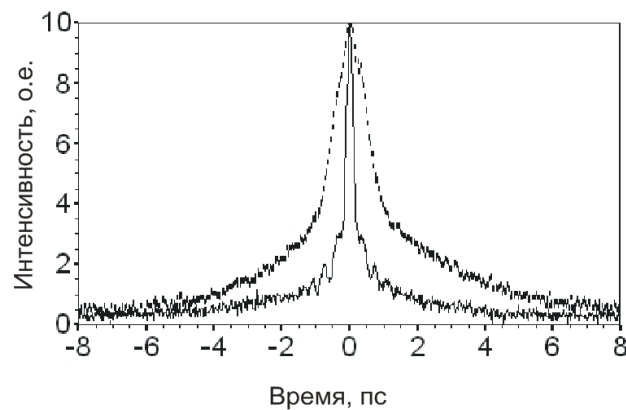


Рис. 7.7. Автокорреляционная функция генерируемых импульсов до и после сжатия

## §2. Синхронизация мод с использованием насыщающихся поглотителей

В предыдущей главе было рассмотрено применение насыщающихся поглотителей для получения режима модуляции добротности. Еще большее распространение такие поглотители нашли для получения режима синхронизации мод. На рис. 7.8 показана схема иттербиевого

волоконного лазера с накачкой в сердцевину с насыщающимся поглотителем на основе SESAM.

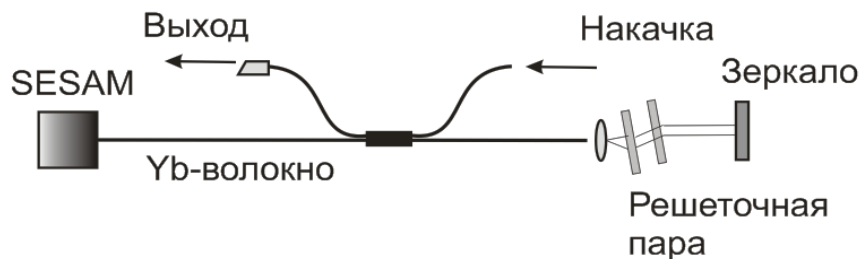


Рис. 7.8 Схема иттербиевого волоконного лазера с насыщающимся поглотителем на основе SESAM

В качестве активной среды лазера использовалось активное волокно с высокой концентрацией ионов Yb, что обеспечивало длину активной среды всего в 16 см. Накачка и выход сигнала осуществлялись с использованием направленного ответвителя. Активное волокно непосредственно примыкало к насыщающемуся поглотителю. В резонатор лазера помещалась пара дифракционных решеток, обеспечивающих компенсацию дисперсии. С использованием дополнительного волокна для компрессии импульсов их длительность составила 89 фс.

Следует отметить, что с использованием полупроводниковых насыщающихся поглотителей режим синхронизации мод был реализован практически для всех типов волоконных лазеров. Так, на рис. 7.9 показана схема наиболее длинноволнового волоконного лазера с синхронизацией мод, а именно гольмиевого лазера.

В качестве активной среды лазера использовалось оптическое волокно, легированное ионами  $\text{Ho}^{3+}$  с концентрацией активных ионов  $5.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Дисперсия групповых скоростей в области генерации определяется в основном материальной дисперсией и составляла около  $-50 \text{ пс/нм} \cdot \text{км}$ . Длина волокна в резонаторе составила 0.8 м. Резонатор лазера был сформирован полупроводниковым насыщающимся поглотителем (SESAM) и диэлектрическим дихроичным зеркалом. Поглотитель, содержащий 15 квантовых ям на основе GaInSb, был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии в едином процессе монокристаллически с брэгговским отражателем, состоящим из 18-пар AlAsSb–GaSb. Плотность



энергии насыщения составила  $46 \text{ Дж/см}^2$ , а глубина модуляции – 10%. При комнатной температуре фотолюминесценция квантовых ям имела спектральный максимум на длине волны 2035 нм. Коэффициент отражения распределенного брэгговского зеркала составлял 99.8% в диапазоне 1850 – 2150 нм.

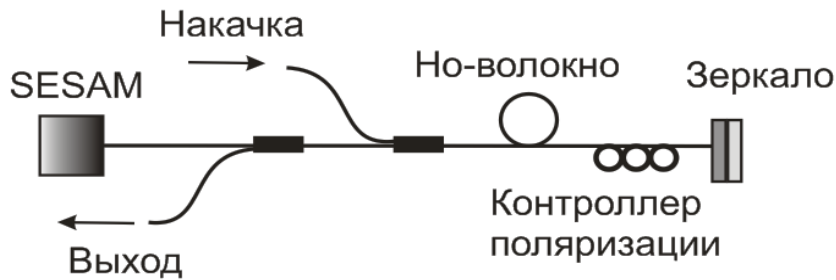


Рис. 7.9. Схема гольмиевого лазера с синхронизацией мод

Дихроичное диэлектрическое зеркало имело высокий коэффициент отражения на длине волны генерации и высокий коэффициент пропускания на длине волны накачки. Отсутствие отражение накачки позволяет предотвратить насыщение и оптическое повреждение насыщающегося поглотителя. В схеме лазера использовался волоконный мультиплексор – для разделения излучения накачки и вывода сигнала генерации, соответственно.

На рис. 7.10 показана генерируемая последовательность импульсов. Частота повторения импульсов определялась общей длиной резонатора и составила 34 МГц. Длительность импульса составила 830 фс. На рис. 7.11 представлен спектр выходного излучения импульсного лазера, имеющий ярко выраженные спектральные компоненты. Они указывают на солитонную природу генерируемых импульсов.

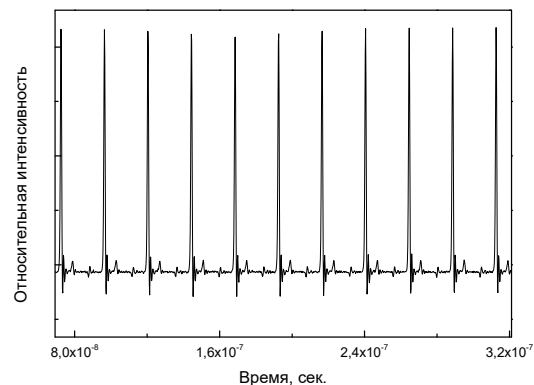


Рис. 7.10. Генерируемая последовательность импульсов гольмиевого лазера

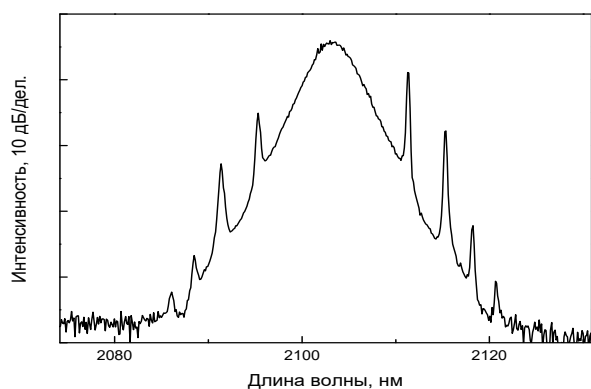


Рис. 7.11. Спектр излучения импульсного гольмиевого лазера

Следует отметить, что в рассмотренных схемах лазеров использовались объемные зеркала с достаточно широким спектром отражения. Это связано с тем, что для генерации ультракоротких импульсов необходимо обеспечить достаточно широкий спектр усиления активной среды и, соответственно, отражения зеркал, формирующих резонатор. Альтернативой объемным зеркалам могут быть чирпированные брэгговские волоконные решетки. То есть, решетки, имеющие переменный период, который и обеспечивает необходимый спектр отражения. Поскольку различные спектральные компоненты в таких решетках имеют разный оптический путь, такие решетки могут использоваться и для компенсации хроматической дисперсии.

К другому типу насыщающихся поглотителей относятся углеродные нанотрубки, которые уже рассматривались применительно к режиму модуляции добротности. Слой углеродных нанотрубок (CNT – carbon nanotube) может наноситься на объемное зеркало и работать как нелинейный отражатель аналогично SESAM. Также они могут использоваться в качестве насыщающегося фильтра в резонаторе лазера. В последнем случае используются полимерные пленки на основе целлюлозы, в которые внедрены нанотрубки. В качестве примера на рис. 7.12 представлена схема импульсного лазера с нелинейным отражателем на основе нанотрубок, нанесенных на объемное зеркало.

С использованием данной схемы были реализованы иттербиевый, эрбиевый и тулиевый импульсные лазеры. В случае иттербиевого лазера в схему добавлялся решеточный компенсатор дисперсии. На рис. 7.13 показана зависимость коэффициента отражения нелинейного зеркала от плотности падающей энергии для зеркала, использованного в схеме эрбиевого лазера. Максимальная модуляция коэффициента отражения  $\Delta R$  составила 0.94%, непросветленные потери – 3.96%.

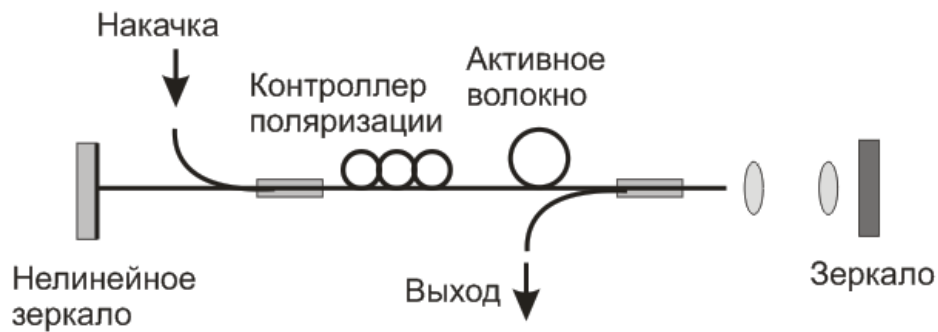


Рис. 7.12. Схема импульсного лазера с нелинейным отражателем на основе углеродных нанотрубок

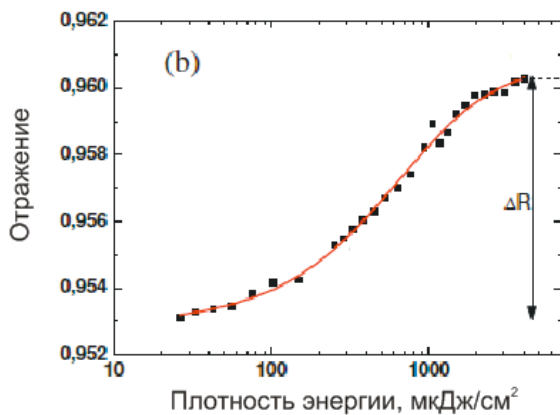


Рис. 7.13. Зависимость коэффициента отражения нелинейного зеркала от плотности падающей энергии

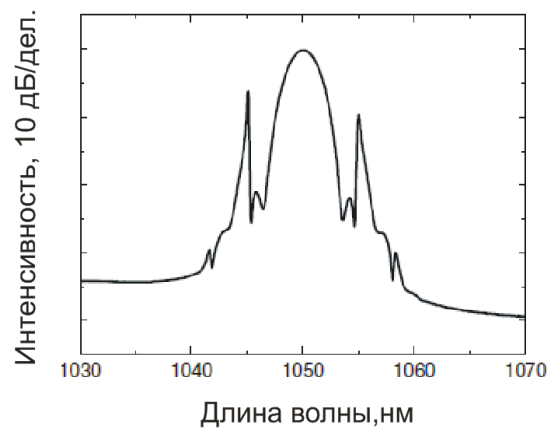


Рис. 7.14. Спектр излучения иттербиевого импульсного лазера

На рис. 7.14 показан спектр излучения иттербиевого лазера. Длительность генерируемых импульсов составила 0.67, 0.44 и 1 пс для иттербиевого, эрбиевого и тулиевого лазера, соответственно. Средняя мощность генерации составила от 10 до 15 мВт. Основным недостатком использованной схемы является наличие объемных зеркал и оптических элементов.

Этого недостатка лишены схемы с использованием фильтров на основе углеродных нанотрубок, введенных в полимерную пленку. На рис. 7.15 представлена схема тулиевого импульсного лазера. Лазер выполнен по кольцевой схеме с накачкой от Er/Yb волоконного лазера, излучающего на длине волны 1.57 мкм. В резонатор лазера введен фильтр в виде полимерной пленки с нанотрубками. Пленка помещалась между двумя стандартными FC/PC разъемами в соединительной розетке.

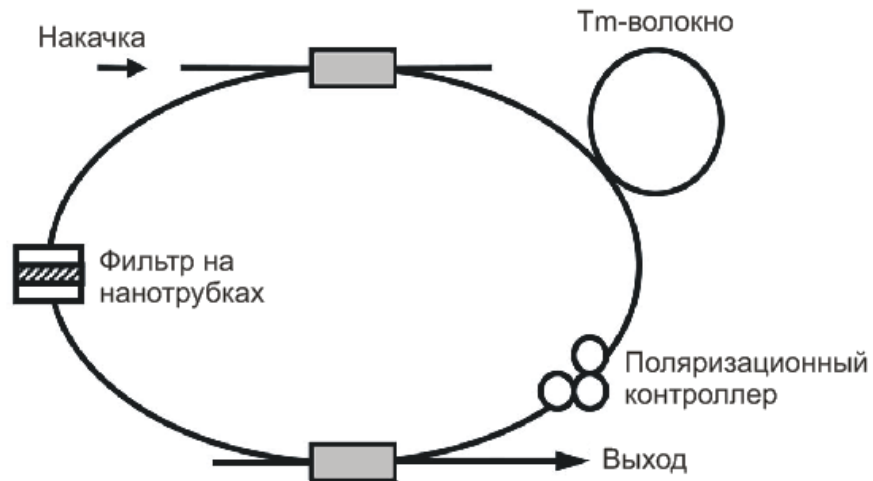


Рис. 7.15. Схема кольцевого тулиевого импульсного лазера

В реализованной схеме была получена стабильная импульсная генерация с длительностью импульса 2.05 пс. Соответствующая автокорреляционная функция показана на рис. 7.16 (а). Длина волны излучения составила 1.93 мкм, спектр излучения показан на рис. 7.16 (б). Частота повторения импульсов составила 34 МГц, средняя выходная мощность – 3.4 мВт, пиковая мощность – 70 Вт.

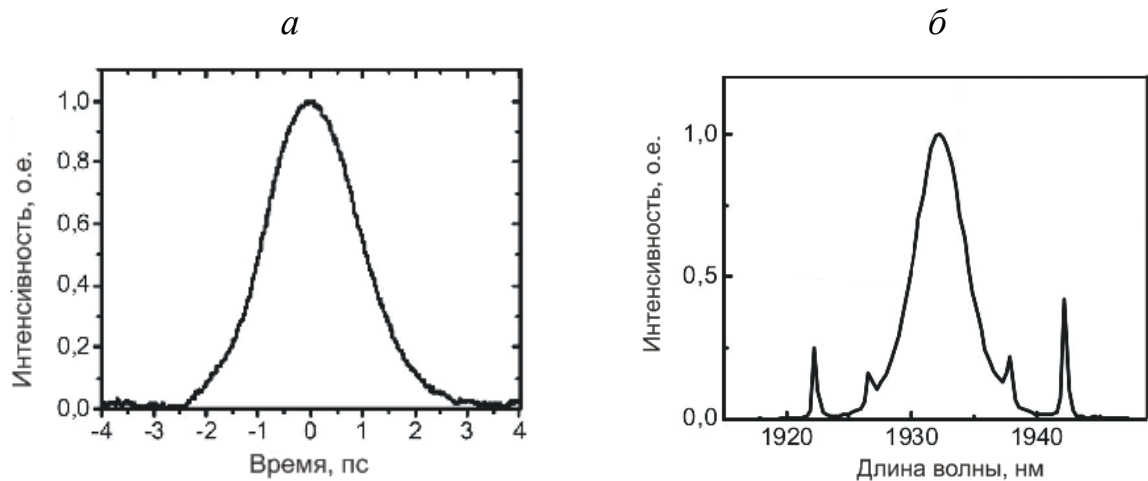


Рис. 7.16. Автокорреляционная функция импульса (а) и спектр излучения (б) тулиевого лазера

Аналогичный подход был использован и для эрбиевого лазера. В этом случае при тщательном подходе к компенсации дисперсии внутри резонатора удалось получить импульсы длительностью 177 фс при частоте повторения 50 МГц и средней мощности 7 мВт.

К недостаткам использования в схеме лазера полимерных пленок с нанотрубками следует отнести достаточно большие непросветленные оптические потери, составляющие десятки процентов. Кроме того, мощность генерируемых импульсов ограничивается слабой лучевой стойкостью полимерной пленки. В результате энергия импульсов составляет доли наноджоуля.

Существенно большей энергии импульсов при использовании в качестве насыщающегося поглотителя атомных слоев графена. Пленка графена может быть помещена непосредственно на поверхность оптического разъема, что существенно повышает лучевую прочность фильтра. Так, в кольцевой схеме эрбиевого волоконного лазера с фильтром на основе графена удалось получить генерацию импульсов с длительностью 415 фс, энергией импульса 7.3 нДж и пиковой мощностью 17.6 кВт. Для иттербиевого волоконного лазера энергия импульса составила 14 нДж. Следует отметить, что направление, связанное с использованием графена в волоконных лазерах, продолжает активно развиваться и следует ожидать новых результатов в этой области.

### **§3. Активная синхронизация мод волоконных лазеров**

Активная синхронизация мод лазеров основана на использовании в резонаторе модуляции оптических потерь (амплитудная модуляция), либо фазы излучения (фазовая модуляция). При этом частота модуляции определяется временем обхода резонатора. То есть, при длине волокна в резонаторе в 10 м частота должна составлять около 10 МГц.

Для модуляции оптических потерь наибольшее распространение нашли акустооптические модуляторы (АОМ), которые уже рассматривались в предыдущей главе. В качестве примера применения акустооптического модулятора рассмотрим мощный тулиевый волоконный лазер, излучающий в режиме синхронизации мод. Схема лазера представлена на рис. 7.17.

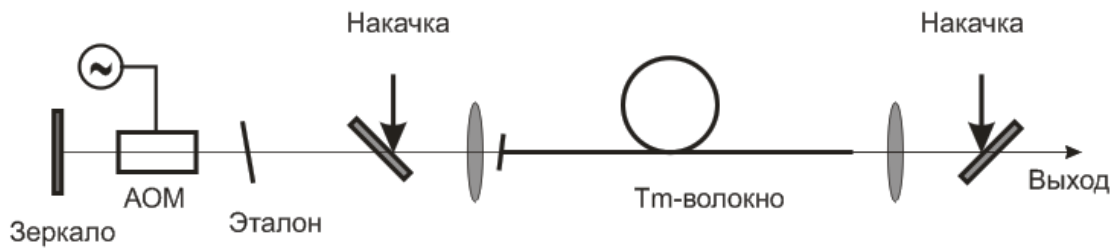


Рис. 7.17. Схема лазера с активной синхронизацией мод

В качестве активной среды лазера используется волокно с двойной оболочкой и сердцевиной, легированной ионами тулия. Излучение накачки от двух мощных диодов вводится в волокно с использованием дихроичных зеркал и фокусирующих линз. В качестве отражателей использовалось объемное зеркало и выходной торец активного волокна. Другой торец волокна был скошен для устранения отражения от него. Между скошенным торцом и зеркалом устанавливался акустооптический модулятор. Также использовался эталон для спектральной селекции излучения генерации. В результате была получена импульсная генерация на частоте около 38 МГц при длительности импульса 38 пс. Использование схемы с накачкой в оболочку позволило получить среднюю мощность генерации 12 Вт на длине волны 1.97 мкм и энергию импульса – 314 нДж.

Электрооптические модуляторы, как правило, используются в схемах лазеров с накачкой в сердцевину. При этом генерация идет на гармониках частоты обхода резонатора. Схема кольцевого лазера с активной синхронизацией мод представлена на рис. 7.18. Резонатор лазера включает в себя как активное волокно, так и пассивное, которое может использоваться для компенсации хроматической дисперсии. Типичная длительность импульсов в таких схемах составляет  $\sim 1$  пс, а энергия импульса – 1 пДж.

Фазовая модуляция может быть основана на использовании пьезоэффекта. При этом для увеличения быстродействия пьезоэлектрического элемента требуется его специальная конфигурация. На рис. 7.19 показана схема волокна с пьезоэлектрическим слоем из ZnO на поверхности. Для подачи управляющего напряжения наносились электроды из Cr/Au. Пьезоэлектрический слой обладал набором резонансных частот в облас-

ти от нескольких десятков до сотен МГц. Фазовая модуляция достигалась за счет фотоупругого эффекта в материале волокна. При совпадении частоты модуляции с кратной частотой обхода резонатора наблюдалась стабильная генерация импульсов. Длительность импульса составляла около 500 пс. Характерная форма импульса представлена на рис. 7.20. К недостаткам данного метода следует отнести сложность напыления пьезоэлемента на поверхность волокна. Кроме того, резонансные пики отклика пьезоэлектрического слоя имеют малую ширину, что требует тщательного подбора длины резонатора.

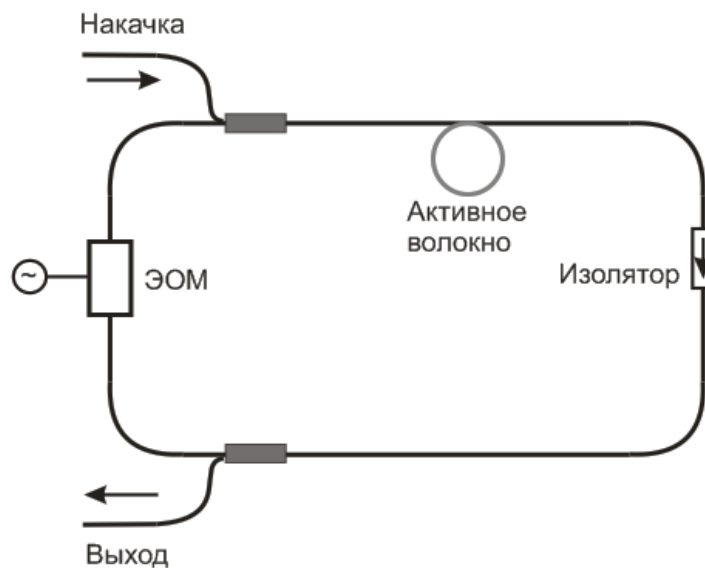


Рис. 7.18. Схема кольцевого лазера с активной синхронизацией мод

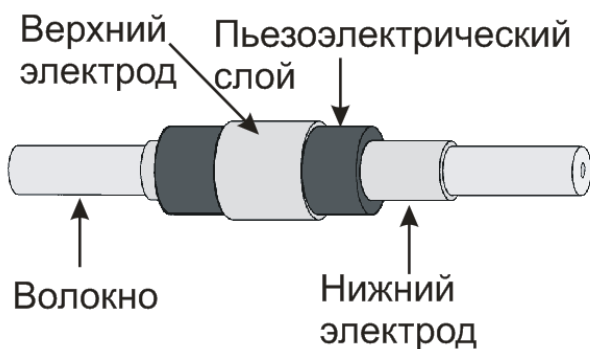


Рис. 7.19. Волокно с пьезоэлектрическим слоем

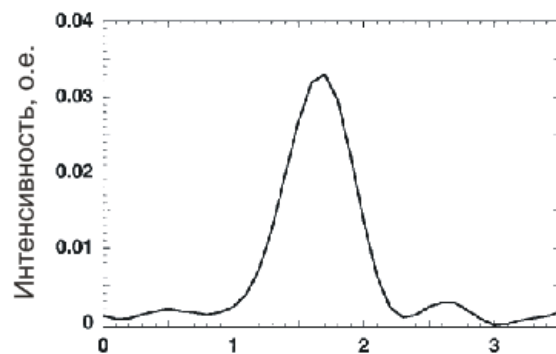


Рис. 7.20. Форма импульса в лазере с активной фазовой модуляцией

Еще один способ получения режима активной синхронизации мод связан с модуляцией свойств одной из брэгговских решеток, форми-

рующих резонатор. Так, при помещении одного из торцов волокна с записанной входной брэгговской решеткой на пьезоэлектрический элемент в волокне возбуждается продольная акустическая волна. В свою очередь, это приводит к появлению боковых максимумов в спектре отражения решетки. Длина волны отражения выходной брэгговской решетки совпадает с резонансной длиной волны входной решетки лишь в определенные моменты времени. Если частота акустической волны совпадает с частотой обхода резонатора, то возникает режим синхронизации мод. В экспериментах с модулированным спектром отражения решетки были получены импульсы с длительностью около 0.8 нс и частотой повторения около 9 МГц.

В целом следует отметить, что активная синхронизация мод не столь распространена как пассивная. Длительность импульсов при активной синхронизации мод, как правило, выше, чем при пассивной.

#### §4. Синхронизация мод в длинных волоконных лазерах

Для рассмотренных выше волоконных лазеров с синхронизацией мод типичная энергия импульса составляет от 1 пДж до нескольких наноджоулей. В то же время ряд применений, в частности, микрообработка материалов, требуют больших энергией. Сравнительно невысокая энергия импульса связана с высокой частотой их повторения. В свою очередь, частота повторения определяется длиной резонатора. В случае генерации на основной частоте обхода резонатора для энергии импульса  $E_p$  можно записать:

$$E_p = P_{av} nL/c, \quad (7.6)$$

где  $P_{av}$  – средняя мощность,  $L$  – длина резонатора,  $n$  – показатель преломления,  $c$  – скорость света.

Поэтому, для увеличения энергии импульса естественным выглядит увеличение длины резонатора. Длина активного волокна, как правило, не превышает нескольких десятков метров, поэтому, для увеличения длины резонатора используются отрезки пассивных оптических волокон. Обычно это телекоммуникационные волокна. Альтернативным решением могло бы быть применение активных волокон с малой концен-



трацией примеси редкоземельных элементов. Однако активные волокна обладают дополнительными оптическими потерями, величина которых практически не зависит от концентрации легирующей примеси. Использование такой активной среды неизбежно повлекло бы уменьшение эффективности генерации.

На рис. 7.21 показана схема волоконного лазера с длинным резонатором. В качестве активной среды лазера используется эрбиевое волокно. Режим пассивной синхронизации мод реализуется за счет нелинейного вращения поляризации. Для удлинения резонатора используются два типа волокон с существенно различными дисперсионными характеристиками – волокно для компенсации дисперсии (DCF) и волокно с ненулевой смещенной дисперсией (NZDSF). В реализованной схеме была получена генерация последовательности импульсов на частоте 35 кГц с длительностью 13 нс. Это позволило получить энергию импульсов 1.7 мкДж, при этом пиковая мощность составила 130 Вт. В последующих экспериментах длительность импульса была уменьшена на порядок.

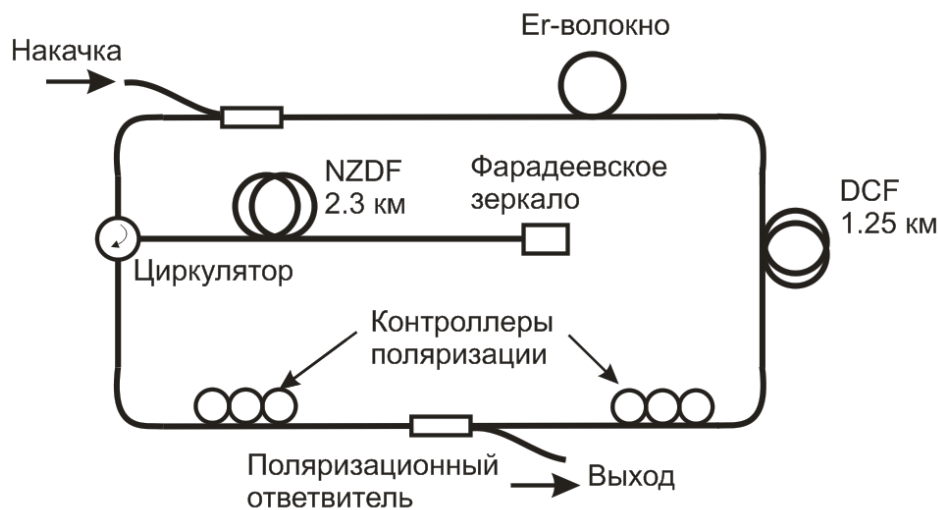


Рис. 7.21. Схема лазера с длинным резонатором и пассивной синхронизацией мод

Поскольку в длинных лазерах частота обхода контура составляет всего десятки кГц, появляется возможность реализовать режим активной синхронизации с использованием простых фазовых модуляторов, например, пьезоэлементов. В то же время, нельзя рассчитывать на использование резонаторов длиной более 10 км, так как в таких резонаторах теряется структура продольных мод.

**Литература к главе VII**

1. Boskovic, S.V. Chernikov, J.R. Taylor, L. Gruner-Nielsen and O.A. Levring, «Direct continuous-wave measurement of  $n_2$  in various types of telecommunication fiber at 1.55  $\mu\text{m}$ », *Optics Letters*, **21**, 1966 (1996).
2. A.G. Bulushev, E.M. Dianov, and O.G. Okhotnikov, «Self-starting mode-locked laser with a nonlinear ring resonator», *Optics Letters*, **16**, 88 (1991).
3. I.N. Duling III, «All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror», *Optics Letters*, **16**, 539 (1991).
4. А.В. Таусенев, П.Г. Крюков, «Непрерывный фемтосекундный лазер на Er:волокне с диодной накачкой посредством рамановского конвертера», *Квантовая электроника*, **34**, 106 (2004).
5. S.Kivistö, T.Hakulinen, A.Kaskela, B.Aitchison, D.P.Brown, A.G.Nasibulin, E.I. Kauppinen, A.Härkönen, and O.G. Okhotnikov, «Carbon nanotube films for ultrafast broadband technology», *Optics Express*, **17**, 2358 (2009).
6. А.В. Таусенев, Е.Д. Образцова, А.С. Лобач, А.И. Чернов, В.И. Конов, А.В. Конященко, П.Г. Крюков, Е.М. Дианов, «Самосинхронизация мод в эрбиевых волоконных лазерах с насыщающимися поглотителями в виде полимерных плёнок, содержащих синтезированные методом дугового разряда одностенные углеродные нанотрубки», *Квантовая электроника*, **37**, 205 (2007).
7. М.А. Solodyankin, E.D. Obraztsova, A.S. Lobach, A.I. Chernov, A.V. Tausenev, V.I. Konov, and E.M. Dianov, «Mode-locked 1.93  $\mu\text{m}$  thulium fiber laser with a carbon nanotube absorber», *Optics Letters* **33**, 1336 (2008).
8. D.J. Jones, H.A. Haus, and E.P. Ippen, «Subpicosecond solitons in an actively mode-locked fiber laser», *Optics Letters*, **21**, 1818 (1996).
9. P. Hübner, C. Kieleck, S.D. Jackson, and M. Eichhorn, «High-power actively mode-locked sub-nanosecond  $\text{Tm}^{3+}$ -doped silica fiber laser», *Optics letters*, **36**, 2483 (2011).
10. D.M. Costantini, H.G. Limberger, T. Lasser, C.A.P. Muller, H. Zellmer, P. Riedel, and A. Tünnermann, «Actively mode-locked visible upconversion fiber laser», *Optics Letters*, **25**, 1445 (2000).

11. Cuadrado-Laborde, A. Diez, M. Delgado-Pinar, J.L. Cruz, and M.V. Andrés, «Mode locking of an all-fiber laser by acousto-optic superlattice modulation», *Optics Letters* , **34**, 1111 (2009).
12. B.N. Nyushkov, V.I. Denisov, S.M. Kobtsev, V.S. Pivtsov, N.A. Kolyada, A.V. Ivanenko and S.K. Turitsyn, «Generation of 1.7- $\mu$ J pulses at 1.55  $\mu$ m by a self-mode-locked all-fiber laser with a kilometers-long linear-ring cavity», *Laser Phys. Letters* **7**,661 (2010)
13. А.Ю. Чаморовский, А.В. Маракулин, Т. Лейнонен, А.С. Курков, О.Г. Охотников, «Субпикосекундный гольмиевый волоконный лазер с накачкой полупроводниковым дисковым лазером», *Квантовая электроника*, **42** , 12(2012).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение автор считает необходимым отметить, что рассмотренные типы лазеров не охватывают несколько безусловно интересных направлений. Среди них генерация суперконтинуума в оптических волокнах, лазеры на основе волокон, легированных висмутом, лазеры со случайной обратной связью. Для ознакомления с этими направлениями можно порекомендовать следующие работы:

А.М. Желтиков. Микроструктурированные световоды в оптических технологиях. Москва, Физматлит, 2009.

I.A. Bufetov and E.M. Dianov, «Bi-doped fiber lasers», *Laser Physics Letters*, **6**, 487 (2009).

S.K. Turitsyn, S.A. Babin, A.E. El-TaHER, P. Harper, D.V. Churkin,; S.I. Kablukov; J.D.; V. Karalekas,; E.V. Podivilov, «Random distributed feedback fibre laser», *NATURE PHOTONICS*, **4**, 231 (2010).

Автор считает необходимым поблагодарить за проведенные исследования и помощь в подготовке рукописи аспирантов и дипломников ИОФ РАН Е. М.Шолохова, А.И. Трикшева, Я.Э. Садовникову, В.А. Камынина, А.Д. Ляшедько, А.А. Вебера. Автор благодарит за предоставленные данные сотрудников НЦВО РАН О.И. Медведкова, С.А. Васильева, В.М. Парамонова, А.Ф. Косолапова, а также С.А. Бабина (ИАиЭ, СО РАН, Новосибирск), С.М. Кобцева (Новосибирский государственный университет), М.П. Федорука и А.Е. Беднякову (ИВТ СО РАН), О.Г. Охотникова (Университет г. Темпера, Финляндия), А.А. Фотиади (Университет г. Монс, Бельгия), С.К. Турицына (Университет Астон, Великобритания), Б. Дюссардьё (Университет г. Ницца, Франция), С.Е.Гончарова (Милон-Лазер, С.-Петербург), М.А. Солодянкина (ТКС «Интегра», Москва), В.В.Двойрина (Университет г. Тронхейм, Норвегия). В работе использовались материалы кандидатских диссертаций Д.А. Груха, О.Н. Егоровой и А.А.Крылова (НЦВО РАН), а также А.Г. Кузнецова (ИАиЭ СО РАН).

Автор благодарит за поддержку В.Б. Цветкова (ИОФ РАН). Особая благодарность выражается И.О. Золотовскому (Ульяновский государственный университет), который явился инициатором написания и организатором издания данной работы.

Учебное издание

**Андрей Семенович Курков**

**ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ:**  
ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

Учебно-методическое пособие

Печатается в авторской редакции

Директор Издательского центра *Т. В. Максимова*  
Подготовка оригинал-макета, оформление обложки  
*М. А. Водениной*

Подписано в печать 23.07.2021.  
Формат 60x84/16. Гарнитура Times New Roman.  
Усл. печ. л. 10,4. Уч.-изд. л. 8,9.  
Тираж 500 экз. Заказ № 45/

Оригинал-макет подготовлен и тираж отпечатан в Издательском центре  
Ульяновского государственного университета  
432017, г. Ульяновск, ул. Л. Толстого, 42