

Перестраиваемый Yb^{3+} -лазер на основе изотропного волоконного световода с анизотропным акустооптическим фильтром, встроенным в резонатор без сопутствующих поляризационных потерь с помощью нового поляризационного делителя

Б.Л.Давыдов, А.А.Крылов

В непрерывном режиме исследована схема перестройки длины волны генерации Yb^{3+} -лазера на основе изотропного волоконного световода с анизотропным акустооптическим (АО) фильтром, встроенным в резонатор без сопутствующих поляризационных потерь с помощью нового элемента – бездисперсионного термостабильного монокристаллического поляризационного делителя. Максимальная область перестройки составила 94 нм при ширине линии 0.1–0.12 нм. Процессы синхронизации продольных мод, вызванные случайными совпадениями частотных АО сдвигов с кратными межмодовыми расстояниями лазера, обусловили его работу в режиме хаотичной пиковой генерации. При десятикратном увеличении длины резонатора генерация становилась непрерывной, остаточный среднеквадратичный шум составлял $\sim 1.2\%$, а и ширина линии генерации была равна ~ 0.2 нм.

Ключевые слова: волоконный лазер, акусто-оптическая перестройка.

1. Введение

Широкие полосы люминесценции редкоземельных ионов, легирующих сердцевину волоконных световодов на основе кварцевого стекла, позволяют перестраивать длину волны генерации в соответствующих волоконных лазерах в широком диапазоне [1–3]. Однако наиболее доступные резонаторы на основе недорогих изотропных световодов* плохо согласуются с управляющими поляризационно-чувствительными элементами, такими как акустооптические (АО) фильтры, работающие в режимах анизотропной дифракции Брэгга, электрооптические модуляторы добротности (затворы) и т.п.

Произвольные поляризационные состояния излучения в изотропном волоконном световоде, находящемся в резонаторе с поляризационно-чувствительным элементом, создают нестабильные поляризационные потери, приводящие к значительным (вплоть до исчезновения) колебаниям мощности испускаемого излучения. Для решения этой проблемы в такой резонатор следует поместить дополнительные оптические элементы – вращатель и зерка-

ло Фарадея [4]. Однако стоимость этих изделий высока, а кроме того, их характеристики сильно зависят от рабочей длины волны и температуры. Так, в кристалле тербий-галлиевого граната $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, одном из лучших материалов с оптической активностью Фарадея, значение постоянной Верде V снижается от 2.15×10^{-4} рад·Э⁻¹·см⁻¹ при $\lambda = 500$ нм до 1.99×10^{-5} рад·Э⁻¹·см⁻¹ при $\lambda = 1300$ нм [5]. В результате спектральная область удовлетворительной работы оптических изоляторов на уровне изоляции 33–38 дБ, содержащих такие вращатели Фарадея, как правило, не превышает 20 нм [6]. При температурных же вариациях ± 50 °С эта область и того меньше, поскольку температурная зависимость угла поворота плоскости поляризации в этом кристалле довольно велика: $d\psi/dT = -0.2$ град/°С (в соответствии с нашими измерениями при $\lambda = 1070$ нм и $\Delta T = 0 - 75$ °С).

В настоящей работе на примере перестраиваемого по длине волны непрерывного Yb^{3+} -лазера рассмотрен другой вариант введения в изотропный резонатор оптически анизотропного элемента. Используется новый, принципиально термостабильный и бездисперсионный 90°-ный поляризационный делитель света, построенный на двулучепреломляющем монокристалле кальцита [7]. С его помощью получена не характерная для Yb^{3+} -лазера широкая область перестройки длины волны (~ 94 нм) при стабильной средней мощности непрерывного излучения.

2. Эксперимент

Оптическая схема перестраиваемого лазера с диодной накачкой изображена на рис.1. Резонатор выполнен на основе изотропного одномодового световода из кварцевого стекла. Активированная сердцевина световода l длиной 20 м содержала алюминий (весовая концентрация Al_2O_3 составляла $\sim 5\%$) и ионы Yb^{3+} с концентрацией ~ 2000 ppm. Спектр люминесценции ионов иттер-

*Под изотропным световодом мы понимаем световод, при изготовлении которого не обеспечивалось направленное сильное механическое напряжение в центральной световедущей сердцевине, а следовательно, отсутствовала сильная оптическая анизотропия с двулучепреломлением порядка 10^{-4} . Остаточное двулучепреломление в использованных в данной работе активированных и неактивированных изотропных волоконных световодах, оценённое методом спектральных биений на прямых (неизогнутых) отрезках волокна, составляло $10^{-7} - 10^{-8}$.

Б.Л.Давыдов. НТО «ИРЭ–Полнос», Россия, 141120 Фрязино, Московская обл., пл. Введенского,1; e-mail: bld_res2000@rambler.ru
А.А.Крылов. Научный центр волоконной оптики, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: sokolak@mail.ru

Поступила в редакцию 15 декабря 2006 г., после доработки – 5 апреля 2007 г.

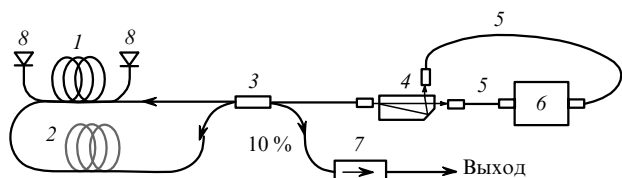


Рис.1. Схема волоконного Yb^{3+} -лазера с увеличенным диапазоном перестройки длины волны генерации:

1 – алюминатный изотропный волоконный световод длиной 20 м из кварцевого стекла с диаметром поля гауссовой моды 9 мкм, сердцевина которого активирована ионами Yb^{3+} ; 2 – изотропный световод Flexcore из германатного кварцевого стекла (~ 250 м) с дисперсией $D \sim -40 \div 50$ пс·нм $^{-1}$ ·км $^{-1}$, вводимый в резонатор для подавления пикового режима генерации; 3 – направленный ответвитель интерферометра Саньяка (петлевого зеркала) с 10%-ным выводом мощности; 4 – 90°-ный бездисперсионный термостабильный поляризационный делитель на монокристаллической призме из CaCO_3 с волоконными выходами; 5 – анизотропные, сохраняющие поляризацию волоконные световоды типа «Панда» (общая длина ~ 0.6 м); 6 – АО-фильтр на основе анизотропной дифракции света в кристалле TeO_2 , интегрированный с анизотропными одномодовыми волоконными световодами «Панда»; 7 – поляризационно-независимый оптический изолятор, интегрированный с одномодовыми волоконными световодами; 8 – лазерные диоды оптической накачки ($\lambda \sim 975$ нм) с волоконными выходами.

бия* приведен на рис.2. Ионы Yb^{3+} накачивались двумя лазерными диодами 8 ($\lambda \approx 975$ нм, $P_p \approx 2 \times 1.6$ Вт) с многомодовыми волоконными выходами (диаметр сердцевины световода $d = 50$ мкм). Лазерный резонатор с двух сторон ограничивался петлевыми зеркалами. В левом зеркале (зеркало Саньяка), образованном с помощью направленного ответвителя 3, находился активированный волоконный световод 1. Правое (анизотропное) зеркало состояло из 90°-ного поляризационного делителя 4, анизотропных волоконных световодов 5 типа «Панда» и высокоэффективного перестраиваемого АО-фильтра 6 с коэффициентом дифракции $\eta = (93 \pm 1)\%$ во всем диапазоне перестройки ($P_{\text{НФ}} \approx 0.3$ Вт, $f = 93 \pm 6$ МГц) [8, 9]. Интегрирование фильтра с волоконными световодами «Панда» осуществлялось с двухлинзовыми коллиматорами из высокопреломляющего стекла ТБФ-10 ($n \approx 1.79$) с исправленной сферической аберрацией, обеспечивавшими в кристалле TeO_2 диаметр световых пучков ~ 2 мм.

На рис.3 показана спектральная функция отражения анизотропного зеркала, состоящего из элементов 4–6. Работа этого зеркала аналогична работе известного электрооптического зеркала со встречными ортогонально поляризованными световыми пучками [10]. Пройдя через поляризационный делитель 4, световые волны распространяются по анизотропным волоконным световодам 5, сохраняющим поляризационные состояния (при технологических операциях интегрирования делителя с анизотропными волоконными световодами их оси оптической анизотропии ориентировались по плоскостям поляризации излучения в соответствующих поляризованных выходах делителя и затем фиксировались). Поскольку АО-фильтр 6 является взаимным элементом, то эти волны, проходя через него во встречных направлениях, одинаковым образом спектрально селекционируются и, согласно принципу анизотропной дифракции, меняют азимуты

* В нашем распоряжении имелось два вида активированных иттербием волоконных световодов – фосфатный и алюминатный. Выбор алюминатного световода был обусловлен его более широким спектром люминесценции.

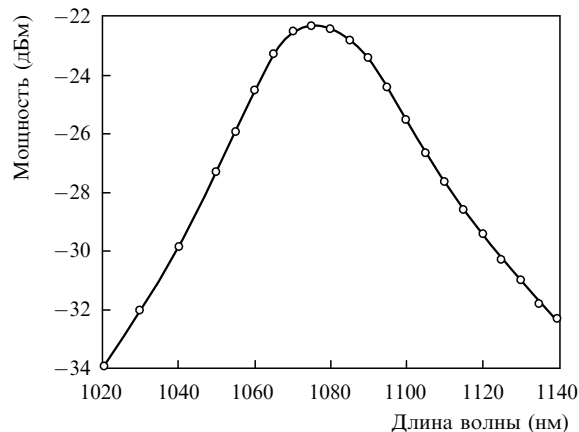


Рис.2. Спектр люминесценции ионов иттербия в волоконном световоде, сердцевина которого легирована алюминием, при возбуждении его лазерным диодом ($\lambda = 975$ нм); кривая снималась с помощью монохроматора МДР-3 (дифракционная решётка 600 штр/мм, разрешение $\Delta\lambda = 0.2$ нм).

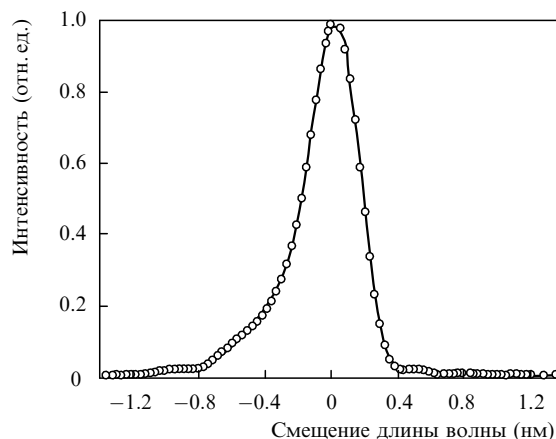


Рис.3. Спектральная функция отражения анизотропного зеркала, состоящего из элементов 4–6 (см. рис.1); кривая снималась методом перестройки частоты возбуждения фильтра относительно узкой линии отдельного измерительного волоконного лазера ($\Delta\lambda \leq 0.07$ нм, $\lambda = 1060$ нм).

плоскостей поляризации на 90° [11, 12]. Затем они через два поляризованных вывода делителя 4 оказываются в кристалле CaCO_3 , где снова совмещаются в один произвольно поляризованный световой пучок, и через изотропный волоконный световод опять поступают в усиленную часть резонатора.

Для получения максимально возможного диапазона перестройки длины волны генерации производилась тщательная отладка лазерного резонатора (см. рис.1) с точки зрения минимизации как числа включаемых в резонатор элементов, так и вносимых ими оптических потерь. Например, мы добились, чтобы потери на сварках волоконных световодов не превышали 0.1 дБ. Полезное излучение выводилось наружу не через отдельный ответвитель, а через свободный выход зеркала Саньяка (коэффициент вывода $\sim 10\%$) и оптический изолятор 7. Качественное исполнение всех элементов анизотропного зеркала (особенно это касается операций интегрирования оптических объемных элементов с одномодовыми волоконными световодами) и высокая эффективность дифракции в фильтре позволили получить довольно большой коэффициент отражения этого АО-зеркала

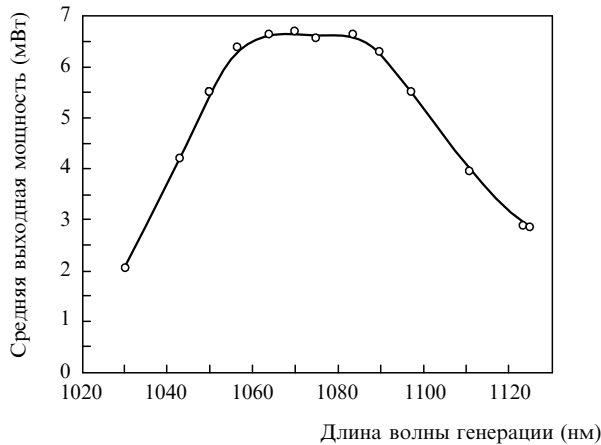


Рис.4. Средняя выходная мощность иттербиевого волоконного лазера в диапазоне перестройки длины волны генерации (перестроечная характеристика).

($R \approx 85\%$). Длина активного световода, оптимальная для достижения максимального диапазона перестройки длины волны генерации, подбиралась экспериментально.

Перестроечная характеристика лазера, крайние точки которой близки к порогам генерации, показана на рис.4. Полный диапазон перестройки оказался равным ~ 94 нм, что существенно больше стандартных для волоконного иттербиевого лазера значений 40–50 нм. Ширина линии генерации на уровне -3 дБ в полосе перестройки изменялась относительно слабо: от 0.1 до 0.12 нм (рис.5). Средняя мощность излучения почти не зависела от перемещений, изгибов и скручиваний изотропного волоконного световода (т.е. от изменения поляризационных состояний излучения) – максимальное изменение выходной мощности не превышало 5%.

Однако исследование временной картины интенсивности излучения лазера показало наличие шумовой импульсной модуляции практически 100%-ной глубины во всем диапазоне перестройки длин волн при характерных длительностях пачков 0.5–1 мкс. Это явление связано со сдвигами частоты излучения при его последовательных прохождениях через АО фильтр (эффект Доплера при дифракции света на бегущей звуковой волне) [13, 14]. В результате имеет место случайная фазовая синхронизация относительно небольшого количества продольных мод в длинном нестабильном волоконном резонаторе. Синхронизация мод осуществляется вследствие совпадений частотных сдвигов (в полосе частотной перестройки фильтра 93 ± 6 МГц), накладываемых АО фильтром на

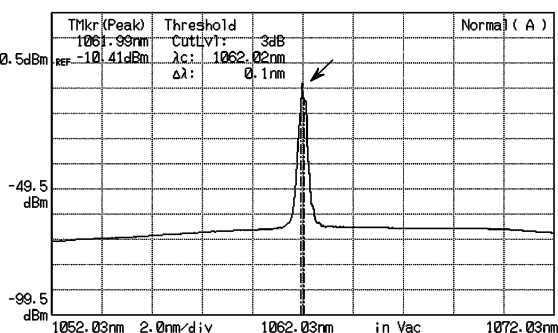


Рис.5. Спектр излучения волоконного иттербиевого лазера, работающего в пачковом режиме генерации (спектроанализатор Anritsu с разрешением 0.07 нм). Стрелка указывает центральную длину волны (1062 нм).

оптическую частоту, с кратными межмодовыми расстояниями резонатора $\Delta f \approx 4.7$ МГц. Так, например, экспериментально подобрав длину резонатора $L \approx 4.3$ м и, соответственно, $\Delta f \approx 23.3$ МГц, мы смогли при некоторых частотах возбуждения фильтра получать устойчивые режимы генерации коротких (6 нс) импульсов. Отметим, что помещение активной среды в петлю зеркала Саньяка вообще способствует импульсной генерации [15, 16].

Наиболее простой способ подавления эффекта синхронизации мод является дальнейшее ухудшение стабильности резонатора путем увеличения числа продольных мод. Достичь этого можно либо увеличением длины волоконного световода, причем желательно с увеличенной дисперсией, либо путем фазовой модуляции излучения в резонаторе с большой фазовой девиацией. В нашем эксперименте мы использовали первый способ. После того как в резонатор был помещен пассивный одномодовый волоконный световод (Flexcore) длиной 250 м с дисперсией $D = -40 \div 50$ пс·нм⁻¹·км⁻¹, выходной сигнал хотя и уменьшался примерно на 30%, но становился непрерывным с остаточным среднеквадратичным шумом $\sim 1.2\%$ от постоянной составляющей. Вследствие увеличения потерь диапазон перестройки уменьшался до ~ 77 нм, а ширина огибающей спектра генерации из-за резкого увеличения числа продольных мод и влияния нелинейных процессов в сердцевине волоконного световода возрастала до 0.2 ± 0.02 нм [17].

В дальнейшем этот сигнал усиливался в оптическом двухкаскадном волоконном Yb³⁺-усилителе, работавшем в режиме насыщения по входным сигналам. Усилитель был собран на одномодовых волоконных световодах с диаметром поля моды ~ 14 мкм. В результате на выходе усилителя в области перестройки ~ 70 нм была достигнута стабильная максимальная выходная мощность 28 ± 1 Вт. При этом с ростом мощности от единиц ватт до максимальной ширина линии выходного излучения возрастала от 0.2 до 0.4 нм, что было обусловлено нелинейными процессами в волоконном световоде.

3. Заключение

Таким образом, применение поляризационного делителя для встраивания анизотропного АО фильтра (или любого поляризационно-чувствительного обратимого оптического элемента) в изотропный лазерный резонатор действительно позволяет наиболее простым образом минимизировать вносимые поляризационные потери и тем самым расширять диапазон перестройки длины волны генерации этого лазера. Последнему особенно способствуют принципиальная термостабильность и широкополосность конкретного делителя из монокристалла кальцита, определяемые независимо 90°-ного угла разведения ортогонально поляризованных лучей от температуры и длины волны излучения.

Простота и доступность продемонстрированного способа согласования анизотропных элементов с изотропными резонаторами позволяет надеяться, что он найдет применение в лазерной технике.

Авторы выражают благодарность В.П.Гапонцеву за поддержку данного исследования, И.Э.Самарцеву за консультации по выбору типа волоконного световода и концентраций легирующих примесей в сердцевине волоконного световода, Р.А.Курбатову за расчёты световодов с увеличенными диаметрами поля мод, В.М.Епихину и

Ю.К.Калинникову за изготовление АО фильтра с широкой полосой частотной перестройки и уникально низкой мощностью ВЧ возбуждения.

1. <http://www.ipgphotonics.com>.
2. Hideur A., Chartier T., et al. *Opt. Lett.*, **26**, 1054 (2001).
3. Oh J.M., Choi H.B., Lee D., Ahn S.J. *Opt. Lett.*, **27**, 589 (2002).
4. Cooper D.G., Dexter J.L., Esman R.D. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1** (1), 14 (1995).
5. <http://www.mt-berlin.com/>
6. <http://www.OFR.com>.
7. Давыдов Б.Л., Ягодкин Д.И. *Квантовая электроника*, **35** (11), 1064 (2005).
8. Epikhin V.M., Kalinnikoff Yu.K., et al. *IV International Symposium on Modern Problem of Laser Physics* (Novosibirsk, Russian, 2004, p. 173).
9. Епихин В.М., Калинников Ю.К. и др. *Труды ВНИИФТРИ*, № 48, 35 (2005).
10. Беляев Ю.Н., Кузнецов С.П., Новиков М.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **21** (3), 388 (1978).
11. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и их применение* (М.: Сов. радио, 1978).
12. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
13. Cutler C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (1), 282 (1992).
14. Kowalski F.V., Squier J.A., Pinckney J.T. *Appl. Phys. Lett.*, **50** (12), 711 (1987).
15. Bulushev A.G., Dianov E.M., Okhotnikov O.G. *Opt. Lett.*, **16** (2), 88 (1991).
16. Калашников В.Л., Калоша В.П., Михайлов В.П., Полойко И.Г., Демчук М.И. *Квантовая электроника*, **21** (1), 37 (1994).
17. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).