

# Волоконный иттербиевый лазер с перестройкой длины волны в диапазоне 1017–1040 нм и генерацией второй гармоники\*

Е.И.Донцова, С.И.Каблуков, С.А.Бабин

*Осуществлена перестройка длины волны генерации волоконного иттербиевого лазера с накачкой в оболочку в коротковолновую сторону (от 1040 до 1017 нм). Проведено сравнение полученной выходной мощности лазера с расчётной. Исследовано удвоение частоты генерации лазера в кристалле КТiОРО<sub>4</sub> (КТР) с II типом синхронизма в плоскости XY и получена перестройка длины волны в диапазоне 510–520 нм.*

**Ключевые слова:** волоконный иттербиевый лазер, перестройка длины волны, генерация второй гармоники, кристалл КТР.

## 1. Введение

Волоконные иттербиевые лазеры находят применение в различных областях науки и техники благодаря своей компактности, высокой мощности и стабильности излучения, а также возможности плавной перестройки длины волны генерации. В качестве активной среды таких лазеров обычно используются волоконные световоды с двойной оболочкой, сердцевина которых легирована ионами иттербия. Генерационные переходы иона иттербия, как правило, возбуждаются излучением лазерных диодов с длиной волны 915 или 976 нм. Для получения эффективной генерации вблизи 1.1 мкм используют накачку в оболочку активного световода. При характерных поперечных размерах световода (диаметр сердцевины 4.5–5.5 мкм и внутренней оболочки 120 мкм) такие лазеры наиболее эффективно работают в диапазоне длин волн 1060–1130 нм [1, 2]. Генерация в более коротковолновой части спектра затруднена резонансным перепоглощением излучения, поэтому дифференциальная эффективность иттербиевого лазера достигает 80% в диапазоне 1080–1110 нм и падает до 57% на длине волны 1049 нм. В качестве отражателей в полностью волоконном резонаторе используются волоконные брэгговские решётки (ВБР).

Для перестройки длины волны генерации лазера в коротковолновую сторону помимо изменения длины волны отражения ВБР необходимо уменьшать длину активной среды, однако при уменьшении длины падает эффективность генерации. Это обусловлено большой разницей диаметров сердцевины и внутренней оболочки световода, из-за чего не всё излучение накачки успевает поглотиться в

световоде малой длины. Для стандартных волокон отношение диаметров оболочки и сердцевины составляет 21–24. Для повышения эффективности лазерной генерации его обычно уменьшают, но это приводит к необходимости использовать специальные диоды с высокой яркостью излучения. В работе [3] в результате уменьшения диаметра внутренней оболочки до 30 мкм (отношение диаметров оболочки и сердцевины достигло 3.6), оптимизации выходной брэгговской решётки и использования специального фосфосиликатного активного волокна удалось получить генерацию на длине волны 1020 нм с эффективностью 65%.

Для научных исследований и биомедицинских приложений большой интерес представляет источник излучения с перестраиваемой длиной волны в сине-зелёной области спектра. Такую перестройку может обеспечить волоконный лазер с удвоением частоты генерации. В работе [4] продемонстрирована эффективная генерация излучения с длиной волны 515 нм (соответствующей линии излучения аргонного лазера) на основе волоконного иттербиевого лазера с удвоением частоты в кристалле КТР (КТiОРО<sub>4</sub>).

Целью настоящей работы было исследование возможностей одновременной перестройки и удвоения частоты излучения волоконного Yb<sup>3+</sup>-лазера в кристалле КТР для генерации перестраиваемого излучения в сине-зелёной области (короче 520 нм).

## 2. Экспериментальная часть

Для экспериментов был собран волоконный перестраиваемый иттербиевый лазер с накачкой в оболочку несколькими лазерными диодами по схеме, аналогичной [4] (рис.1).

Активная среда лазера представляет собой волоконный световод с двойной оболочкой, сердцевина которого легирована ионами Yb<sup>3+</sup>. Многомодовое излучение двух лазерных диодов накачки ЛД через объединитель накачек

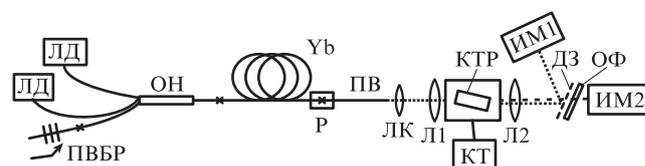


Рис. 1. Схема установки для удвоения частоты иттербиевого лазера.

\* Доложена на конф. «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2012 г.

Е.И.Донцова, С.И.Каблуков. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: ekaterina.dontso@mail.ru, kab@iae.nsk.su

С.А.Бабин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: babin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 24 октября 2012 г., после доработки – 19 марта 2013 г.

ОН вводится во внутреннюю оболочку световода и при распространении поглощается в сердцевине, активируя лазерные переходы иттербия. Объединитель накачек имеет конфигурацию портов  $(2 + 1) \times 1$ : два входных многомодовых порта, один входной одномодовый и выходной одномодовый с двойной оболочкой. Длина волны ЛД составляет  $\sim 978$  нм при максимальной мощности каждого  $\sim 6$  Вт. Генерируемое одномодовое лазерное излучение распространяется по сердцевине световода. Отражателями в резонаторе лазера служат перестраиваемая по длине волны волоконная брэгговская решётка ПВБР и сколотый под прямым углом торец выводящего волокна (коэффициент френелевского отражения  $\sim 4\%$ ). В экспериментах использовались две ПВБР с возможностью перестройки в диапазонах 1016–1035 нм или 1020–1040 нм. ПВБР приваривались к одномодовому порту ответвителя. Места сварок одномодовых волокон на схеме обозначены крестиками. Отрезок пассивного волокна ПВ с одинарной оболочкой и с диаметром моды 6,2 мкм был добавлен для выведения непоглощённого излучения многомодовой накачки. Место сварки активного и пассивного волокон покрывалось гелем, выводящим наружу излучение непоглощенной накачки, и помещалось в радиатор Р для отвода тепла.

Удвоение частоты осуществлялось по однопроходной схеме. Выходной торец волоконного лазера был помещён в фокус коллимирующей линзы ЛК. Линза Л1 фокусировала излучение в нелинейный кристалл КТР, который был помещён в термостат с контроллером температуры КТ. Излучение на выходе из кристалла коллимировалось линзой Л2 и разделялось дихроичным зеркалом ДЗ на пучки основной и второй гармоник, мощности которых регистрировались измерителями мощности ИМ1 и ИМ2 соответственно. Для дополнительной фильтрации видимого излучения после дихроичного зеркала использовался оптический фильтр ОФ.

ПВБР перестраивалась посредством осевого сжатия в обойме. Сжатие участка волокна с решёткой приводит к изменению периода решётки и эффективного показателя преломления, что вызывает изменение брэгговской длины волны отражения ПВБР и, следовательно, длины волны излучения лазера. Подробнее конструкция решётки и механизм перестройки описаны в [5].

В качестве активной среды лазера были выбраны стандартные активные волокна производства Nufern и CorActive. Основные характеристики волоконных образцов приведены в табл.1.

Эксперименты проводились с отрезками волокна CorActive (CA I) длиной 0,73 м, CorActive (CA II) длиной 1,3 м, а также Nufern (N) длиной 1,85 и 2,75 м. На рис.2

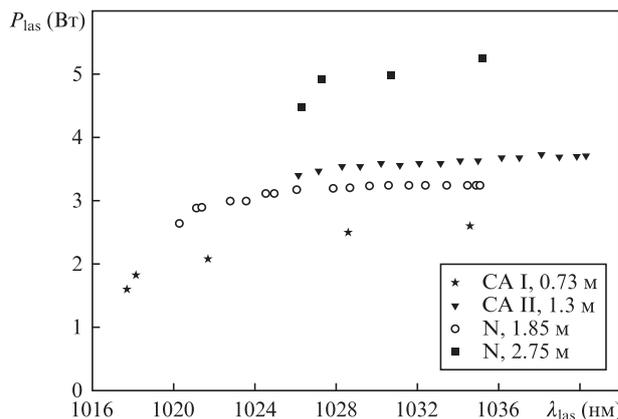


Рис.2. Мощность и длины волн лазерного излучения при использовании различных активных волокон в резонаторе.

приведены зависимости выходной мощности  $P_{las}$  от длины волны генерации  $\lambda_{las}$  для различных образцов активных волокон. Суммарная мощность двух лазерных диодов, измеренная после объединителя накачек, составила 11,5 Вт в экспериментах с волокном CA II и 11,1 Вт в экспериментах с остальными волокнами.

Перестроечные спектры лазера с волокном N, 1,85 м показаны на рис.3. Видно, как с перестройкой в коротковолновую сторону растёт уровень спонтанного излучения вблизи максимума усиления около 1035 нм и затем здесь возникает хаотическая генерация, которая «забирает» часть энергии накачки и способствует снижению мощности на основной частоте. Падение мощности особенно заметно на коротковолновой границе перестроечной кривой (см. рис.2), т. к. в крайней точке кривой (1020,3 нм для N, 1,85 м) уже присутствует паразитная генерация.

Спектр стабильной генерации лазера ( $\lambda = 1018,9$  нм) на основе активного волокна CA I вблизи коротковолновой границы диапазона представлен на рис.4. Из приведённых спектров (рис.3 и 4) следует, что разность мощности основного сигнала и мощности в максимуме спонтанного излучения перед возникновением хаотической генерации составляет 50 дБ для волокна N, 1,85 м и 40 дБ для волокна CA I.

Наибольшая выходная мощность лазера (не менее 5 Вт) была получена с активным волокном N, 2,75 м, однако отстроиться далеко в коротковолновую область не удалось из-за появления дополнительных пиков в спектре генерации вблизи 1035–1040 нм.

Спад мощности в самой коротковолновой точке наблюдался в лазерах на всех активных волокнах (см. рис.2). Спектры с дополнительными пиками генерации были за-

Табл.1.

Наименование и марка волокна	Nufern (SM-YDF-5/130)	CorActive I (LAS-Yb-06-02)	CorActive II (DCF-Yb-6/125)
Поглощение при накачке в оболочку ( $\lambda_p = 976$ нм) (дБ/м)	1,76	2,78	2,47
Диаметр внутренней оболочки (мкм)	130	127	127
Форма внутренней оболочки	Восьмигранник	Шестигранник	Шестигранник
Диаметр сердцевины (мкм)	Нет данных	6,6	6,7
Диаметр поля моды ( $\lambda = 1060$ нм)	6,5	Нет данных	Нет данных
Эффективная числовая апертура сердцевины	0,13	0,13	0,12
Эффективная числовая апертура оболочки	0,46	0,47	$\geq 0,45$

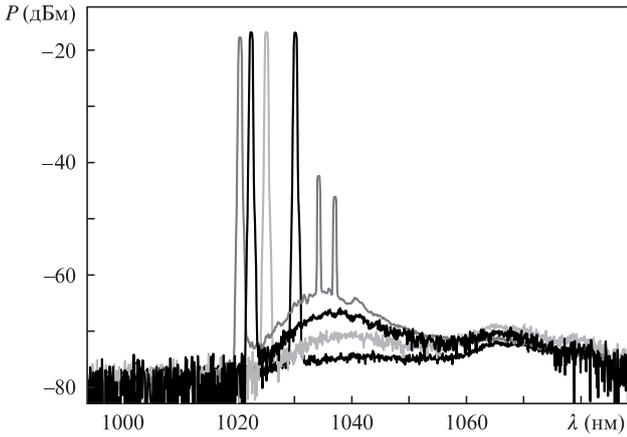


Рис.3. Спектры генерации при перестройке в коротковолновую сторону относительно максимума усиления в волокне N, 1.85 м (линии генерации 1030 нм, 1025 нм, 1022.3 и 1020.3 нм).

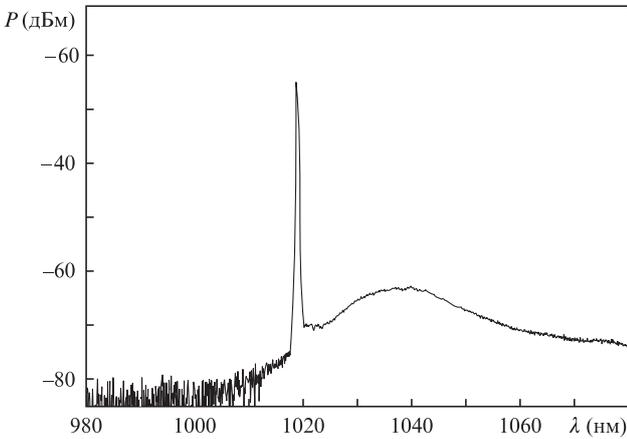


Рис.4. Спектр генерации иттербиевого лазера с длиной волны 1018.9 нм.

регистрированы для волокон N, 1.85 и 2.75 м, а также СА I. В случае волокна СА II подробных спектральных измерений не проводилось, но дополнительные пики наблюдались. Следует отметить, что перестройка в длинноволновую сторону ограничена лишь возможностями использованной решётки.

### 3. Расчёт мощности лазера

Для анализа полученных экспериментальных данных была выбрана модель волоконного лазера [6], согласно которой выходная мощность лазера  $P_{\text{las}}$  при мощности накачки  $P_{\text{p}}^{\text{in}}$  есть

$$P_{\text{las}} = \eta(P_{\text{p}}^{\text{in}} - P_{\text{p}}^{\text{th}}), \quad (1)$$

где

$$P_{\text{p}}^{\text{th}} = hvP_{\text{s}}^{\text{cs}}[\alpha_{\text{s}}L - \ln(\varepsilon R)][1 - (G_{\text{max}}\varepsilon R)^{-\delta}]^{-1}$$

– порог генерации лазера;

$$\eta = \eta_{\text{q}}\varepsilon_2(1 - R_2)T_{\text{eff}}^{-1}[1 - (G_{\text{max}}\varepsilon R)^{-\delta}] \quad (2)$$

– дифференциальная эффективность;

$$G_{\text{max}} = \exp[(\alpha_{\text{p}}/\delta - \alpha_{\text{s}})L] \quad (3)$$

– максимальное усиление;  $L$  – длина активной среды;  $P_{\text{s}}^{\text{cs}}$  – мощность насыщения сигнальной волны;  $\alpha_{\text{p,s}}$  – коэффициенты поглощения для волны накачки и сигнальной волны;  $\delta$  – отношение мощностей насыщения этих волн;  $\eta_{\text{q}}$  – квантовая эффективность;  $h$  – постоянная Планка;  $\nu$  – частота света;

$$T_{\text{eff}} = (1 - \varepsilon_2^2 R_2) + [(1 - \varepsilon_1^2 R_1)\varepsilon_2^2 R_2]/(\varepsilon R)$$

– эффективный коэффициент потерь на пропускание;  $R_1, R_2$  – коэффициенты отражения входного и выходного зеркал резонатора;  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  – коэффициенты пропускания точек сварки;  $\varepsilon = \varepsilon_1\varepsilon_2$ ;  $R = \sqrt{R_1 R_2}$ .

В расчётах использовались экспериментальные значения  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.85$  (потери на сварке с активным волокном  $\sim 15\%$ ),  $\delta = 0.016$  (для волокон СА I и СА II) и 0.013 (для N).

Сечения поглощения  $\sigma_{\text{pa}}, \sigma_{\text{sa}}$  для волны накачки и сигнальной волны связаны с коэффициентами поглощения как

$$\alpha_{\text{p}} = \Gamma_{\text{p}}N\sigma_{\text{pa}} \text{ и } \alpha_{\text{s}} = \Gamma_{\text{s}}N\sigma_{\text{sa}},$$

где  $\Gamma_{\text{p}}, \Gamma_{\text{s}}$  – интегралы перекрытия;  $N$  – концентрация ионов по сечению сердцевины волокна.

Рассмотрим подробнее выражение (2) для случая малых  $L$  и  $R_2$ . В нашем случае  $R_2 = 0.04$ , тогда  $\varepsilon R = 0.142$  и величина  $(\varepsilon R)^{-\delta}$  становится близкой к единице, поэтому в дальнейшем опускается, при этом  $T_{\text{eff}} \approx 1$ . Величина  $\alpha_{\text{p}}L$  не превышает 1.5, а произведение  $\alpha_{\text{s}}\delta L$  растёт с уменьшением длины волны, т. к. растёт значение  $\sigma_{\text{sa}}$  [1, 7]. С учетом сказанного получаем, что

$$\eta \approx \eta_{\text{q}}\varepsilon_2(1 - R_2)(\alpha_{\text{p}} - \alpha_{\text{s}}\delta)L. \quad (4)$$

При значительном превышении порога генерации

$$P_{\text{las}} \approx \eta P_{\text{p}}^{\text{in}}. \quad (5)$$

Расчитанное и экспериментально измеренное поведение выходной мощности исследованных волоконных лазеров при перестройке длины волны показано на рис.5. Сплошные кривые соответствуют расчётам при  $P_{\text{th}} = 0$ , а штрих-пунктирные – при  $P_{\text{th}} \neq 0$ . Значение  $\eta$  при этом вычислялось по формуле (2). Видно, что учёт пороговой мощности незначительно влияет на поведение  $P_{\text{las}}$  и не объясняет её спад в коротковолновой области. При вычислении  $\eta$  по упрощённой формуле (4) для лазера на волокне СА I (штриховая кривая) получаем завышенные на  $\sim 25\%$  результаты.

В эксперименте при перестройке длины волны генерации в коротковолновую сторону наблюдается падение выходной мощности, что обусловлено ростом коэффициента  $\alpha_{\text{s}}$  и соответствующим уменьшением  $\eta$  в выражении (4). Кроме того, растёт уровень спонтанного излучения ионов в области 1040–1050 нм, что вызывает всё большие потери поглощённой энергии. Приведённая выше модель не учитывает последний эффект, тем не менее она позволяет достаточно точно оценить выходную мощность лазера при перестройке длины волны генерации в диапазоне, в котором линия усиления эффективно насыщается и, следовательно, мал вклад усиленного спонтанного излучения.

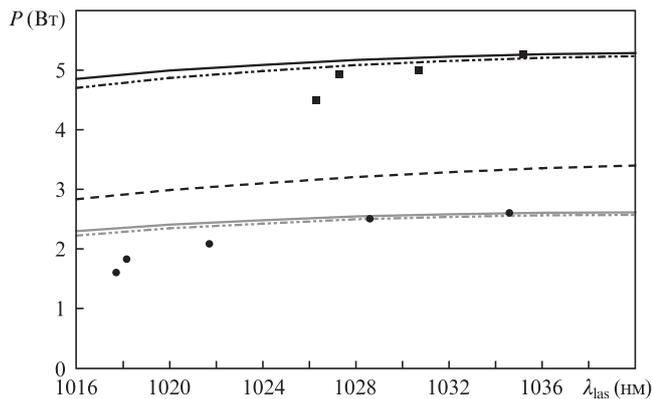


Рис.5. Измеренные выходные мощности лазеров с волокнами СА I (●) и N, 2.75 м (■) и соответствующие им расчётные кривые с учётом (штрих-пунктирные кривые) и без учёта (сплошные кривые) пороговой мощности, а также результат расчёта по упрощённой формуле для  $\eta$  (штриховая кривая).

### 4. Генерация второй гармоники

Для удвоения частоты непрерывного иттербиевого лазера был выбран кристалл КТР длиной 18 мм с II типом векторного синхронизма (оe → e) в плоскости XY, оптимизированный для работы вблизи 1030 нм. Выбор геометрии кристалла обусловлен требованием минимизации сноса энергии необыкновенной волны за счёт использования наклонного падения излучения на кристалл [8]. Эффективность преобразования лазерного излучения во вторую гармонику зависит от величины разбегания лучей на основной частоте [9].

Фиксируя угол падения излучения  $\vartheta$  на кристалл с заданным углом среза  $\zeta$ , можно найти длину волны синхронизма и угол разбегания лучей основной гармоники  $\psi$ , который определяется направлениями кристаллографической оси X кристалла и нормалью к его поверхности. Изменяя угол  $\vartheta$ , можно определить условия компенсации сноса энергии необыкновенной волны при наклонном падении. В экспериментах был использован кристалл с углом среза  $\zeta = 53.5^\circ$ . Зависимость угла падения излучения на кристалл от длины волны синхронизма показана на рис.6,а, а расчётная зависимость угла разбегания от длины волны синхронизма – на рис.6,б. В точке пересечения с нулевой линией выполняется условие компенсации угла сноса  $\beta$  необыкновенной волны и отсутствует расхождение лучей ( $\psi = 0$ ). В нашем случае условие выполнено на длине волны 1031 нм. (В расчётах использовались дисперсионные формулы для показателей преломления [10].)

Измерения зависимости полного коэффициента эффективной нелинейности преобразования излучения во вторую гармонику ( $\gamma = P_{2\omega}/P_\omega^2$ ) от длины волны проводились в диапазоне перестройки 1020–1040 нм. Установлено, что мощность второй гармоники заметно меняется с длиной волны генерации (рис.7), тогда как мощность излучения на основной частоте остаётся практически неизменной.

Как видно из рис.7, наибольший коэффициент эффективной нелинейности преобразования во вторую гармонику ( $\sim 1.4 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$ ) достигается в области  $\sim 1031$  нм. Это значение совпадает с рассчитанным из условия компенсации сноса для нашего кристалла (рис.6,б).

В работе [11] удвоение частоты перестраиваемого волоконного лазера в кристалле КТР длиной 8 мм в плоскости XY рассматривалось вблизи длины волны генерации

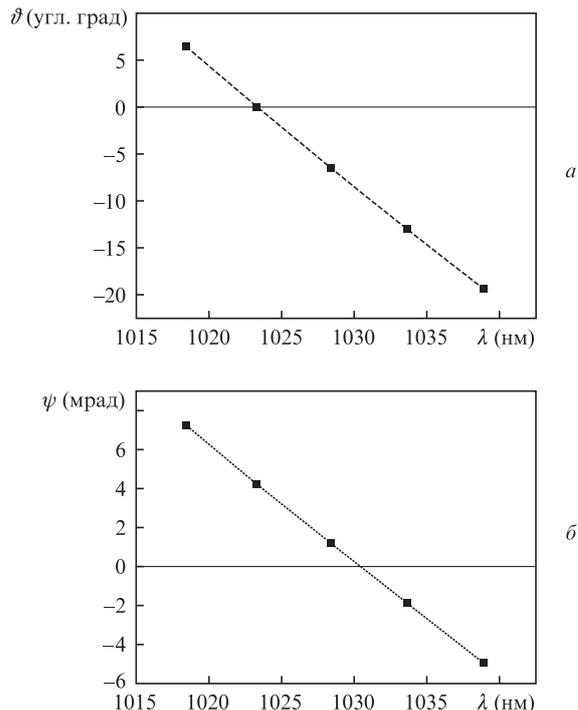


Рис.6. Длины волн синхронизма при различных углах падения излучения на кристалл (а) и спектральная зависимость угла разбегания для кристалла с  $\zeta = 53.5^\circ$  (б).

1070 нм. Эффективное удвоение осуществлялось в таком диапазоне углов падения излучения на кристалл, когда угол  $\psi$  был мал. Также предлагалось использовать график зависимости угла  $\psi$  от  $\lambda$  для оценки возможного диапазона перестройки. Диапазон перестройки, в котором происходило эффективное удвоение частоты, составил 1062–1078 нм, при этом угол  $\psi$  не превышал 9 мрад [11]. В нашем случае для кристалла длиной 18 мм эффективность генерации второй гармоники (ГВГ) на уровне не ниже половины максимума реализуется в диапазоне 1024–1037 нм, а угол разбегания при этом не превышает 4 мрад, т.е. он в два раза меньше, чем для кристалла примерно в два раза меньшей длины.

Экспериментально измеренная спектральная ширина области синхронизма по длине волны составила  $\sim 0.5$  нм,

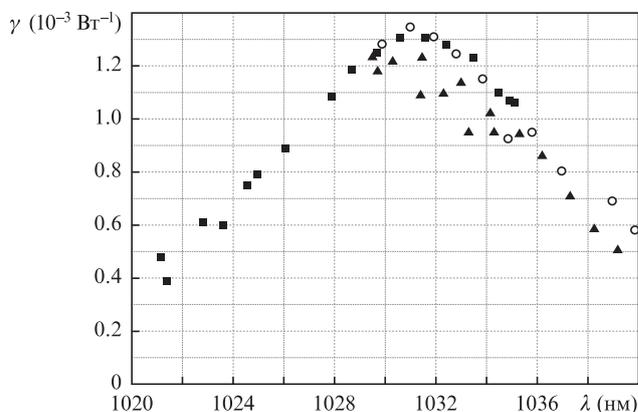


Рис.7. Полный коэффициент эффективной нелинейности преобразования во вторую гармонику для лазеров на основе волокна N, 1.85 м (■ и ▲) и СА II (○) с помощью перестраиваемых брэгговских решёток.

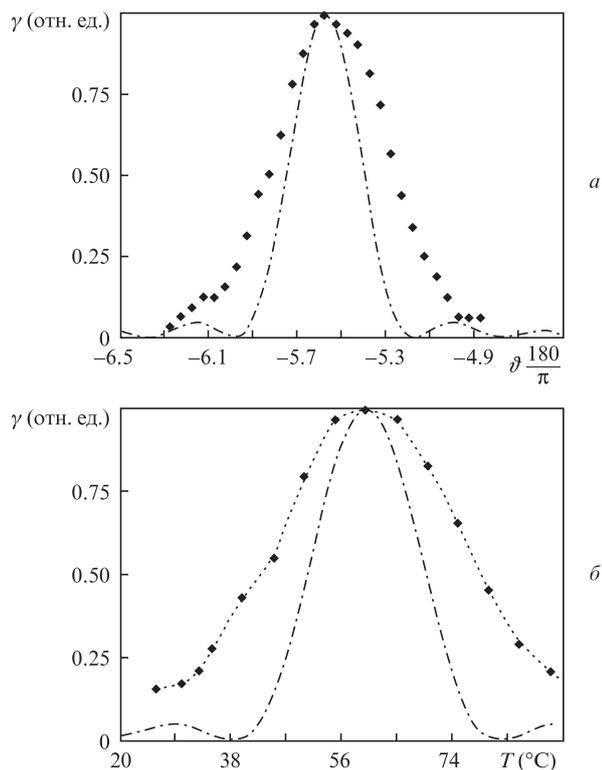


Рис.8. Зависимость полного коэффициента эффективной нелинейности преобразования во вторую гармонику от угла падения излучения (а) и температуры кристалла (б).

тогда как расчетная – 0.3 нм. Различие может быть связано с довольно широким спектром генерации лазера ( $\sim 0.1$  нм), измерявшимся оптическим анализатором спектра Yokogawa AQ6370 с разрешением 0.02 нм. При удвоении частоты в однопроходной схеме ширина спектра видимого излучения составила  $\sim 40$  пм (измерялся анализатором спектра LSA (Angstrom HighFinesse)). Таким образом, ширина спектра второй гармоники была примерно вдвое меньше, чем основной, что эквивалентно такому же увеличению ширины частотного спектра. Как показано в [12], при ГВГ ширина спектра частот увеличивается в зависимости от его формы и статистики излучения. И если излучение имеет случайный характер, то происходит уширение спектра примерно в два раза. Именно такой характер фаз иттербиевого волоконного лазера с брэгговскими решётками был подтверждён в работе [13].

На рис.8 приведены расчётные и экспериментальные зависимости полного коэффициента эффективной нелинейности ГВГ от угла падения излучения и температуры кристалла. Из рис.8 следует, что экспериментально полученная ширина кривых синхронизма также больше расчётной. Различие обусловлено несколькими факторами: помимо широкого спектра генерации, к уширению кривой синхронизма могут приводить жёсткая фокусировка излучения [9], а также неоднородности в структуре кристалла, снижающие эффективность удвоения.

## 5. Основные результаты

В работе исследованы выходные характеристики волоконного иттербиевого лазера с диодной накачкой в оболочку. Использование перестраиваемой волоконной брэгговской решётки позволило осуществить перестройку длины волны генерации от 1040 до 1017 нм в полностью волоконной схеме. Эффективность лазера в диапазоне 1027–1040 нм составила не менее 45%, в диапазоне 1021–1035 нм – не менее 27%. Эффективность лазера на основе активного волокна CorActive на  $\lambda = 1020$  нм снизилась до 19%, что примерно в три раза ниже, чем при работе лазера, использующего яркие диоды для накачки и специальные волокна с малым отношением диаметров внутренней оболочки и сердцевинки [1, 2].

Реализована и исследована ГВГ в кристалле КТР, перестраиваемая в широком диапазоне длин волн (509–520 нм). При удвоении частоты в кристалле КТР с оптимизированной геометрией изучена зависимость полного коэффициента эффективной нелинейности преобразования от длины волны генерации лазера ( $\gamma = 1.4 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$  на  $\lambda = 1031$  нм при практически постоянной мощности на основной частоте во всём диапазоне перестройки). Максимальная мощность излучения на длине волны  $\sim 515$  нм составила 15 мВт в однопроходной схеме. Полученный перестраиваемый источник излучения видимого диапазона может быть использован в рамановской спектроскопии, проточной цитометрии, конфокальной микроскопии и для других биомедицинских применений, где в большинстве случаев вполне достаточно мощности излучения 10–100 мВт.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, программы ОФН РАН и интеграционного проекта СО РАН.

1. Курков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **34** (10), 881 (2004).
2. Kurkov A.S. *Laser Phys. Lett.*, **4** (2), 93 (2007).
3. Kurkov A., Medvedkov O.I., Paramonov V.M., Vasiliev S.A., Dianov E.M., Solodovnikov V. *Proc. Conf. Optical Amplifiers and Their Applications* (Stresa, Italy, OSA, 2001, paper OWC2).
4. Kablukov S.I., Dontsova E.I., Akulov V.A., Vlasov A.A., Babin S.A. *Laser Phys.*, **20** (2) 360 (2010).
5. Babin S.A., Kablukov S.I., Vlasov A.A. *Laser Phys.*, **17** (11), 1323 (2007).
6. Barnard C., Myslinski P., Chrostowski J., Kavehrad M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (8), 1817 (1994).
7. Мелькумов М.А., Буфетов И.А., Кравцов К.С., Шубин А.В., Дианов Е.М. *Препринт НЦВО ИОФ РАН*, №5, 57 (2004).
8. Katsu Asaumi. *Appl. Opt.*, **37** (3), 555 (1998).
9. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Радио и связь, 1982, с. 350).
10. Kiyoshi Kato, Eiko Takaoka. *Appl. Opt.*, **41** (24), 5040 (2002).
11. Акулов А.В., Каблуклов С.И., Бабин С.А. *Квантовая электроника*, **42** (2), 120 (2012).
12. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981, с. 640).
13. Kablukov S.I., Zlobina E.A., Podivilov E.V., Babin S.A. *Opt. Lett.*, **37** (13), 2508 (2012).