

Особенности генерации второй гармоники излучения импульсного иттербиевого волоконного лазера в кристаллах титанилфосфата калия KTiOPO_4

Б.Л.Давыдов, А.А.Крылов

Исследована ГВГ излучения мощного волоконного Yb^{+3} -лазера в режиме фазового синхронизма $sf-f$ -типа вблизи оси X кристалла КТР (KTiOPO_4). Экспериментально измерены температурная зависимость длины волны фазового синхронизма, а также спектральная, угловая и температурная перестроечные характеристики генератора второй гармоники. Обнаружено, что увеличение средней мощности излучения второй гармоники в одиночном кристалле ограничивается, в первую очередь, тепловой самофокусировкой излучения, вызванной поглощением излучения второй гармоники, порог которой снижается с повышением температуры кристалла. При использовании двухканальной схемы в двух последовательно установленных кристаллах КТР получена максимальная стабильная мощность излучения второй гармоники ~ 4 Вт.

Ключевые слова: генерация второй гармоники, кристалл КТР, волоконный лазер.

1. Введение

Интенсивное развитие волоконных лазеров привело к созданию лазеров с широким диапазоном средней мощности излучения – от милливатт до десятков киловатт [1]. К достоинствам волоконных лазеров относятся также способность излучать как многомодовые, так и одномодовые пучки в широком спектральном диапазоне, исключительная экономичность, компактность и высокая надёжность. В результате волоконные лазеры широко используются в оптической волоконной связи, полиграфии, медицине, а также в лазерной сварке и резке материалов [1]. Успехи в достижении высоких средних и импульсных мощностей излучения сделали эти лазеры перспективными для применения в процессах нелинейного преобразования частоты излучения, в частности для генерации второй и третьей гармоник высокой средней мощности [2, 3]. Наиболее часто для преобразования $1.06 \rightarrow 0.53$ мкм используются объёмные нелинейные кристаллы КТР (KTiOPO_4) [4]. Эти кристаллы характеризуются высокой нелинейной восприимчивостью поляризационного взаимодействия $sf-f$ -типа и значительными температурной, спектральной и угловой ширинами фазовых синхронизмов [4, 5]. Серьёзным недостатком кристалла является высокое поглощение в сине-зелёной части окна прозрачности, причём с ростом интенсивности пробного излучения коэффициент линейного поглощения увеличивается во всем диапазоне прозрачности («серые» потери) и насыщается, сохраняя насыщенное значение в течение длительного времени [6]. Это нелинейное явление, получившее название *gray tracking*, имеет порог, уменьшающийся с ростом частоты основного излучения, который на

длине волны $\lambda \sim 0.53$ мкм составляет ~ 100 МВт/см² при длительностях импульсов порядка наносекунд и уменьшается с ростом длительности импульсов [6–9].

Одним из способов борьбы с этим эффектом является нагрев кристалла до температуры свыше 100°C , [6, 7, 10, 11]. При таких температурах в кристалле КТР возможна ГВГ в режиме некритичного по углам фазового синхронизма $sf-f$ -типа вдоль кристаллографической оси X с генерацией более длинноволнового, чем $\lambda = 0.53$ мкм, излучения зелёного диапазона [12, 13]. При этом из-за отсутствия энергетических сносов необыкновенных волн можно использовать длинные, не ограниченные апертурным эффектом кристаллы, что особенно целесообразно при высоких средних и импульсных мощностях преобразуемого излучения, когда необходимая для одиночного короткого кристалла сильная фокусировка света приводит к накапливающимся фотохимическим изменениям или к возможному разрушению кристалла.

В настоящей работе с целью повышения разрешения полиграфической лазерной гравировки исследовалась возможность получения излучения зелёного диапазона (со средней мощностью в несколько ватт) в результате ГВГ в одном и двух каналах в кристалле КТР от относительно широкополосного излучения волоконного Yb^{+3} -лазера, а также экспериментально определялись причины, ограничивающие максимальную мощность второй гармоники (ВГ).

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. В качестве источника излучения использовался перестраиваемый по длине волны импульсный волоконный Yb^{+3} -лазер с диодной накачкой, состоящий из двух каскадов – задающего и усилительного. Задающий каскад 1 включал в себя, кроме изотропного активированного ионами Yb^{+3} волоконного световода, анизотропный акустооптический фильтр в комплекте с фарадеевскими зеркалом и вращателем [14] и акустооптический

Б.Л.Давыдов, А.А.Крылов. НТО «ИРЭ – Полос», Россия, 141120 Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1; e-mail: sokolak@mail.ru

Поступила в редакцию 19 июня 2006 г., после доработки – 9 января 2007 г.

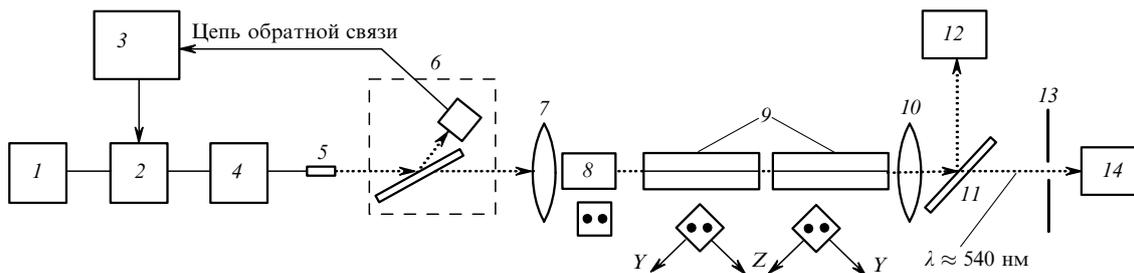


Рис.1. Экспериментальная схема генератора ВГ:

1 – задающий импульсный волоконный Yb^{+3} -лазер, перестраиваемый по длине волны; 2 – контроллер поляризации Биллингса на двух кристаллах LiNbO_3 ($2 \times 3 \times 24$ мм); 3 – процессорный блок управления контроллером; 4 – двухкаскадный волоконный Yb^{+3} -усилитель; 5 – интегрированная с выходным волоконным световодом с W-образным профилем показателя преломления градиентная линза, коллимирующая лазерный пучок до диаметра в перетяжке 300 мкм; 6 – блок датчика состояния поляризации (брюстеровская пластинка + кремниевый фотодиод); 7 – исправленный на сферическую aberrацию двухлинзовый объектив из стекла ТБФ-10; 8 – поляризационный делитель в виде параллелепипеда из кальцита (ниже в сечении показаны выходные пучки); 9 – кристаллы КТР (в сечениях показаны пучки, а также ориентации кристаллов и их кристаллографических осей); 10 – кварцевая длиннофокусная линза; 11 – дихроичная пластинка, разделяющая пучки с длинами волн 1080 и 540 нм; 12 – измеритель лазерной мощности Molectron; 13 – диафрагма; 14 – измеритель лазерной мощности Molectron (при малых мощностях излучений ВГ – кремниевый фотодиод с ламбертовым рассеивателем в виде шлифованной кварцевой пластинки).

модулятор добротности, обеспечивающие электронную перестройку длины волны генерации в импульсном режиме работы. Каскад 4 содержал два волоконных Yb^{+3} -усилителя.

Излучаемое с торца выходного одномодового волоконного световода ИК излучение с числовой апертурой $\text{NA} \sim 0.1$ коллимировалось интегрированной с этим световодом градиентной линзой 5 в пучок с перетяжкой диаметром около 300 мкм, расположенной на наружном торце этой линзы. Далее излучение лазера сменными двухлинзовыми объективами 7 преобразовывалось в пучки с перетяжками диаметром от 50 до 300 мкм, расположенными в зоне нелинейного кристалла. Относительно небольшие диаметры перетяжек позволяли получать ВГ в каждом кристалле как в одном канале генерации, так и в двух параллельных каналах, но с ортогональными плоскостями поляризации излучения основной гармоники (рис.1). Последняя схема использовалась для снижения интенсивности излучения основной и, соответственно, второй гармоник в кристалле, а также с целью уменьшения влияния нестабильности состояния поляризации излучения волоконного лазера на суммарную мощность излучения ВГ. Поскольку при фокусировке близкие к параксиальным ортогонально поляризованные пучки излучения ВГ собираются в один общий пучок, то мощность в последнем определяется суммой их мощностей. Деление исходного излучения основной гармоники на два канала с ортогональными плоскостями поляризации и осями, разнесёнными на ~ 0.8 мм, осуществлялось призмой 8 из CaCO_3 в форме параллелепипеда ($4 \times 4 \times 8$ мм). Согласно условиям ГВГ sf -f-типа, плоскости поляризации излучения основной гармоники в каналах генерации составляли углы $\pm 45^\circ$ с осями Y и Z кристаллов КТР. Для управления поляризацией выходного лазерного излучения между задающим каскадом 1 и блоком усилителей 4 был включён интегрированный с изотропными волоконными световодами контроллер поляризации Биллингса 2 на двух электрооптических кристаллах LiNbO_3 . Два управляющих напряжения вырабатывались процессорным блоком 3. Программа процессора при поступлении сигнала от датчика 6 обеспечивала его минимизацию (в идеале – зануление) путём подбора и удержания этих напряжений. Блок датчика мог плавно поворачиваться на лю-

бой угол и фиксироваться в трёх угловых положениях ($0, \pm 45^\circ$), что позволяло менять угол наклона плоскости поляризации излучения основной гармоники. В итоге делитель 8 мог формировать один или два пучка, соответствовавшие одному или двум каналам генерации.

Для уменьшения влияния нелинейных процессов на ширину спектра излучения основной гармоники (прежде всего вследствие фазовой самомодуляции [15]) выходной («мощный») каскад усилителя был изготовлен на основе волоконного световода с W-образным профилем показателя преломления и увеличенным до 14 мкм размером основной волноводной моды. В итоге лазер имел следующие характеристики: диапазон перестройки (1070 ± 0.1) – (1090 ± 0.1) нм, выходная средняя мощность (27 ± 0.2) – (30 ± 0.2) Вт, длительность колоколообразных импульсов по уровню половины интенсивности 70 ± 10 нс, частота следования импульсов 100 кГц, гауссово распределение интенсивности в поперечном сечении пучка с качеством $M^2 \approx 1.2$, соотношение интенсивностей ортогональных компонент поляризации выходного излучения лазера (линейная поляризация) 20 дБ, нестабильность средней выходной мощности в течение 5 ч непрерывной работы ($\lambda = 1080$ нм) 2%.

Из-за влияния нелинейных процессов в волоконных световодах ширина спектра излучения лазера увеличивалась с ростом выходной средней мощности. Поскольку характеристики излучения ВГ существенно зависят от ширины спектра излучения основной гармоники, была исследована зависимость этой ширины от средней мощности излучения основной гармоники, представленная на рис.2 (спектры регистрировались спектроанализатором Anritsu MS-9710A с разрешением $\Delta\lambda = 0.07$ нм).

Исследуемые кристаллы КТР (изготовлены в НИИ «Полнос») были ориентированы в соответствии с рис.1 и имели форму вытянутых параллелепипедов с размерами вдоль осей X, Y, Z соответственно $19 \times 5 \times 5$ и $30 \times 3 \times 3$ мм. Они просветлялись по торцевым граням на длины волн 1080 и 540 нм. В измерениях использовались как одиночные кристаллы, так и пары одинаковых кристаллов с малым зазором между ними (~ 0.5 мм). Кристаллы располагались в закрытых кварцевыми окошками малогабаритных цилиндрических керамических печах с нагревателями в виде металлической проволоки, намотан-

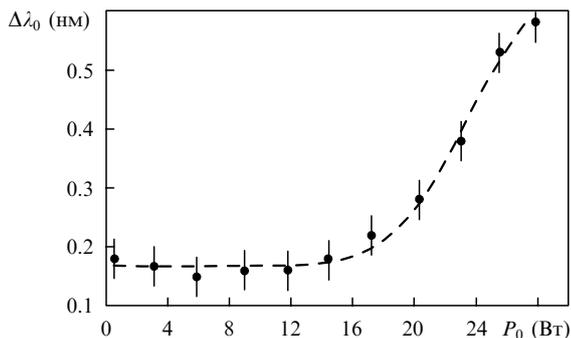


Рис.2. Зависимость ширины линии излучения $\Delta\lambda_0$ основной гармоники Yb^{3+} -лазера от её средней мощности P_0 при $\lambda_0 = 1077.8$ нм; вертикальные линии на экспериментальных точках соответствуют спектральному разрешению спектроанализатора Anritsu MS-9710A).

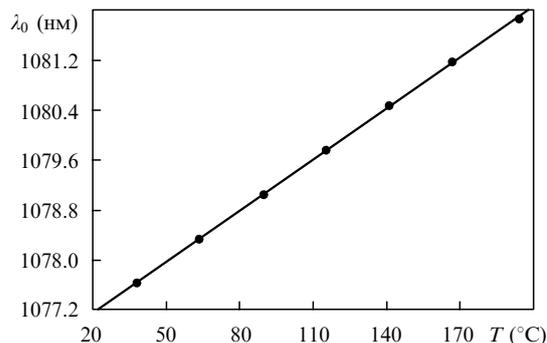


Рис.3. Температурная зависимость длины волны λ_0 синхронизма sf-f-типа вблизи оси X кристалла КТР при $P_0 = 1$ Вт, $\Delta\lambda_0 = 0.18$ нм, диаметре перетяжки пучка основной гармоники $2w_0 = 300$ мкм и длине кристалла $L = 30$ мм.

ной на керамические цилиндры (температура регулировалась от комнатной до 200 °С с точностью ± 0.1 °С. Для улучшения теплового контакта с внутренней поверхностью цилиндра кристаллы плотно обматывались алюминиевой фольгой. Электронная система управления позволяла поддерживать заданную температуру, которая измерялась термопарой, закреплённой на одной из боковых граней кристалла. Печки располагались на трансляционно-угловых юстировочных устройствах (точность отсчёта углов 1 мрад). Максимизация мощности излучения ВГ осуществлялась выбором либо оптимальной температуры нагрева печки при заданной длине волны излучения основной гармоники, либо оптимальной длины волны основной гармоники при фиксированной температуре, регистрируемой термодатчиком, а также углами и трансляционными юстировками кристаллов.

Разделение излучений основной и второй гармоник осуществлялось дихроичной пластинкой 11. Два (или один) ортогонально поляризованных пучка ВГ фокусировались кварцевым объективом 10 на приёмную площадку диаметром 4 мм измерителя мощности 14 (фирма Molelectron) в пятно диаметром ~ 2 мм. При относительных измерениях малых мощностей излучения ВГ использовался кремниевый фотодиод ФД-3 с ламбертовым рассеивателем в виде шлифованной с двух сторон кварцевой пластинки. Мощность отражённого от дихроичной пластинки 11 излучения основной гармоники контролировалась измерителем мощности 12 (Molelectron).

3. Результаты

Экспериментальная, практически линейная зависимость длины волны фазового синхронизма от температуры кристалла КТР при его неизменной угловой ориентации, снятая при средней мощности основной гармоники 1 Вт в одном канале ГВГ, изображена на рис.3 (максимизация мощности излучения ВГ проводилась выбором оптимальной угловой ориентации кристалла, которая затем не изменялась). Поскольку мы не имели возможности точно определить ориентацию оси X наших кристаллов относительно направления распространения излучения, то угловое направление синхронизма находилось вблизи этой оси кристалла КТР, и говорить о том, что мы реализовали фазовый синхронизм точно в направлении кристаллографической оси X, не приходится. Вследствие этого факта, а также из-за различия свойств использованных в экспериментах кристаллов, получен-

ные нами значения температур синхронизма расходятся с результатами работы [13], в которой фазовый синхронизм точно в направлении оси X кристалла на длине волны 1079.6 нм наблюдался при температуре 54 °С.

Крутизна наклона прямой равна $\sim 27 \times 10^{-3}$ нм/град, что согласуется с данными работы [16]. Таким образом, в диапазоне длин волн 1077–1082 нм даже относительно грубый нагрев кристалла обеспечивает весьма точную настройку на синхронизм при заданной длине волны излучения основной гармоники и угловой ориентации кристалла (изменение температуры $\Delta T = \pm 1^\circ$ соответствует изменению длины волны $\Delta \lambda = \pm 0.03$ нм).

Угловая, температурная и спектральная зависимости выходной средней мощности излучения ВГ, представленные на рис.4, 5 и 6, измерялись при средней мощности излучения основной гармоники ~ 1.5 Вт в одном канале ГВГ в одиночном кристалле КТР длиной 30 мм (при этом эффективность ГВГ не превышала 5%). В табл.1 представлены вычисленные по этим кривым ширины перестроенных характеристик генератора ВГ по углу, длине волны и температуре для преобразования 1080 нм \rightarrow 540 нм. При этом «пологая» зависимость на рис.4 соответствует случаю некритичного по углу фазового синхронизма, тогда как зависимости на рис.5 и 6 характерны для критичного по длине волны и температуре фазового синхронизма [17]. В табл.1 представлены также теоретические оценки ширин некритичного по углам θ и φ

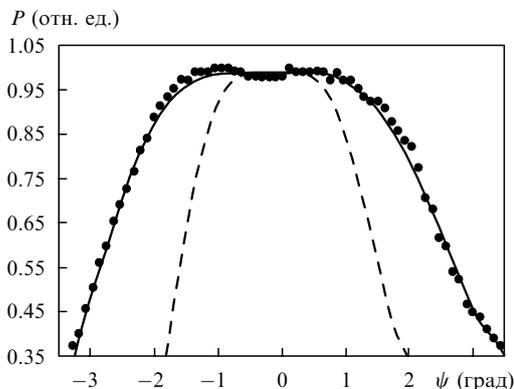


Рис.4. Зависимость нормированной средней мощности P излучения ВГ от угла ψ поворота кристалла КТР в плоскости, составляющей угол 45° с осями Y и Z кристалла, при $2w_0 = 300$ мкм, $T_0 = 124$ °С, $\lambda_0 = 1080$ нм, $\Delta\lambda_0 \approx 0.18$ нм, $L = 30$ мм; точки – экспериментальные данные для углов в воздухе, штриховая кривая – результат пересчёта на углы в кристалле.

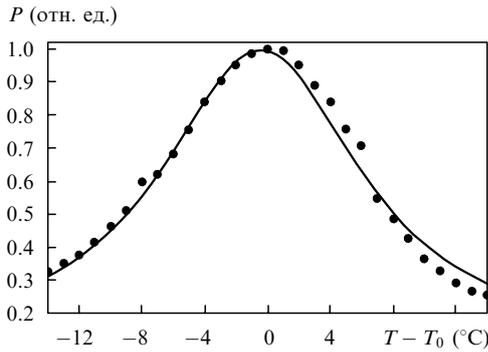


Рис.5. Зависимость нормированной средней мощности P излучения ВГ от изменения температуры кристалла относительно начальной температуры $T - T_0 = 300$ мкм, $T_0 = 65^\circ\text{C}$, $\lambda_0 = 1078.4$ нм, $\Delta\lambda_0 \approx 0.18$ нм, $L = 30$ мм.

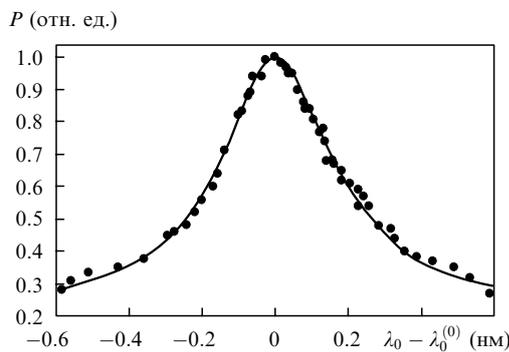


Рис.6. Зависимость нормированной средней мощности P излучения ВГ от смещения центральной длины волны λ_0 излучения основной гармоники относительно начальной ($\lambda_0^{(0)}$) при $2\omega_0 = 300$ мкм, $T_0 = 28^\circ\text{C}$, $\lambda_0^{(0)} = 1077.4$ нм, $\Delta\lambda_0 \approx 0.18$ нм, $L = 30$ мм.

фазового синхронизма sf-f-типа вдоль оси X , вычисленные в приближении плоских монохроматических волн и заданного поля основной гармоники по формулам (1)–(4) из работы [5] (формулы Селлмейера и температурные данные по кристаллу КТР взяты в работе [18], угловая ширина синхронизма рассчитана внутри кристалла):

$$2\Delta\varphi = 2 \left\{ \frac{0.886}{L} \left| \frac{n_Y(\lambda)}{\lambda} \left[1 - \left(\frac{n_Y(\lambda)}{n_Z(\lambda)} \right)^2 \right] \right. \right\} -$$

$$- \frac{n_Y(\lambda/2)}{\lambda/2} \left[1 - \left(\frac{n_Y(\lambda/2)}{n_Z(\lambda/2)} \right)^2 \right]^{-1} \Bigg\}^{1/2}, \quad (1)$$

$$2\Delta\theta = 2 \left\{ 0.886\lambda \left[Ln_Z(\lambda) \left| 1 - \left(\frac{n_Z(\lambda)}{n_Y(\lambda)} \right)^2 \right| \right]^{-1} \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

$$2\Delta T = \frac{0.886}{L} \left| \frac{\partial n_Z(\lambda)}{\partial T} + \frac{\partial n_Y(\lambda)}{\partial T} - 2 \frac{\partial n_Y(\lambda/2)}{\partial T} \right|^{-1}, \quad (3)$$

$$2\Delta\lambda = \frac{0.886\lambda}{L} \left| \frac{\partial n_Z(\lambda)}{\partial \lambda} + \frac{\partial n_Y(\lambda)}{\partial \lambda} - 2 \frac{\partial n_Y(\lambda/2)}{\partial (\lambda/2)} \right|^{-1}. \quad (4)$$

Здесь L – длина кристалла; λ – длина волны излучения в вакууме; n_Y и n_Z – показатели преломления для излучения, поляризованного вдоль осей Y и Z кристалла соответственно.

Согласно табл.1 все ширины перестроечных характеристик существенно превышают соответствующие теоретические значения, что обусловлено, в основном, качеством излучения основной гармоники, а именно широким спектром ($\Delta\lambda_0 \approx 0.18$ нм), сравнимым с рассчитанной спектральной шириной синхронизма ($2\Delta\lambda \approx 0.1$ нм), расходимостью излучения основной гармоники, а также свойствами конкретных кристаллов КТР, использованных в измерениях, и особенностями самого эксперимента (иными словами, экспериментально измеренные перестроечные характеристики генератора ВГ представляют собой свертку идеальной кривой синхронизма с пространственно-частотным фурье-спектром излучения основной гармоники).

В табл.2 представлены результаты дополнительного исследования степени влияния спектральных и пространственных характеристик излучения основной гармоники на ширину спектральной перестроечной характеристики генератора ВГ на кристалле КТР длиной 19 мм ($T_0 = 20^\circ\text{C}$). Видно, что при сужении спектра излучения основной гармоники и уменьшении его расходимости экспериментальные значения ширины спектральной перестроечной характеристики генератора ВГ приближаются к расчётному, что вполне естественно.

Однако подтверждением тому, что экспериментальные значения объективно характеризуют свойства нелинейного частотного преобразования, в нашем случае является близость экспериментального отношения спектральной ширины перестроечной характеристики к температурной (30×10^{-3} нм/град) к величине крутизны (27×10^{-3} нм/град) температурной зависимости длины волны фазового синхронизма (см. рис.3).

Включение делительной призмы из CaCO_3 в схему ГВГ (см. рис.1) привело к увеличению на $\sim 20\%$ эффективности преобразования в ВГ излучения с произволь-

Табл.1. Ширины перестроечных характеристик генератора ВГ на одиночном кристалле КТР длиной 30 мм.

Эксперимент, расчет	$2\Delta\theta$ (град)	$2\Delta\varphi$ (град)	$2\Delta T$ (К)	$2\Delta\lambda$ (нм)
Эксперимент: 1080 → 540 нм ($\varphi \approx 0, \theta \approx 90^\circ$, $2\Delta\theta_d^* = 0.15^\circ$, $\Delta\lambda_0 \approx 0.18$ нм)		$2\Delta\psi^{**} = 3.3 \pm 0.1$	16.7 ± 0.2	0.50 ± 0.07
Расчёт по формулам (1)–(4): 1078.1 → 539.05 нм ($\varphi = 0, \theta = 90^\circ$, $\Delta\lambda_0 \ll 0.1$ нм, $T = 20^\circ\text{C}$)	1.52	1.41	6.64	0.085

^{*}) $2\Delta\theta_d$ – расходимость излучения основной гармоники; ^{**}) угловая ширина перестроечной характеристики обозначена $\Delta\psi$, поскольку угловая зависимость выходной средней мощности излучения ВГ измерялась в плоскости, составляющей угол 45° с осями Y и Z кристалла, что было обусловлено возможностями эксперимента.

Табл.2. Ширина спектральной перестроечной характеристики $2\Delta\lambda$ (нм) генератора ВГ при различных параметрах излучения основной гармоники.

$2\omega_0 = 50$ мкм, $\Delta\lambda_0 = 0.20$ нм	$2\omega_0 = 85$ мкм, $\Delta\lambda_0 = 0.14$ нм	Расчёт по формуле (4), $\Delta\lambda_0 \ll 0.1$ нм
$2\Delta\theta_d = 0.87^\circ$	$2\Delta\theta_d = 0.51^\circ$	
$0.58 \pm 0.02^*)$	$0.48 \pm 0.02^*)$	$0.41 \pm 0.01^*)$
		0.134

^{*}) погрешность определяется точностью аппроксимации экспериментальной кривой функцией Гаусса.

ным состоянием поляризации в диапазоне средних мощностей излучения основной гармоники 0–3 Вт и при перетяжках с диаметрами 100 и 150 мкм (в этом эксперименте контроллер поляризации Биллинга удался). Таким образом, двукратное снижение интенсивности излучения основной гармоники с произвольным состоянием поляризации в каждом канале в режиме двухканальной ГВГ приводит к увеличению эффективности преобразования в ВГ. Такой режим можно использовать для оптимизации генерации ВГ излучения с произвольным состоянием поляризации (при любой поляризации излучения основной гармоники мощность второй гармоники не упадет ниже определенного значения), что особенно полезно, если источником излучения является волоконный лазер.

На рис.7 представлены зависимости эффективности ГВГ от средней мощности излучения основной гармоники при различных условиях эксперимента. Максимизация мощности ВГ в каждой точке осуществлялась подстройкой температуры кристалла при неизменных длине волны основной гармоники и угловой ориентации кристаллов. Обращают на себя внимание различия в формах кривых 3 и 4, соответствующих кристаллам равной длины и одинаковым размерам перетяжек пучка основной гармоники, но существенно разным температурам кристалла. Максимальные значения эффективностей на кривых 2–5 соответствовали мощностям излучения основной гармоники, при которых имело место разрушение канала генерации около выходной грани кристалла с образованием характерного мелкопузырчатого трека, причём в случае двух последовательно установленных кристаллов разрушался последний. Таким образом, эффект разрушения канала генерации носил пороговый характер; при этом пороговая мощность излучения ВГ уменьшалась с ростом начальной температуры кристалла. Поведение кривых 1, 3 и 6 на рис.7 (достижение максимума и насыщение эффективности преобразования при определенной мощности излучения основной гармоники) согласуется с результатами теоретических [19–21] и экспериментальных [9] исследований, в которых рассматривалось

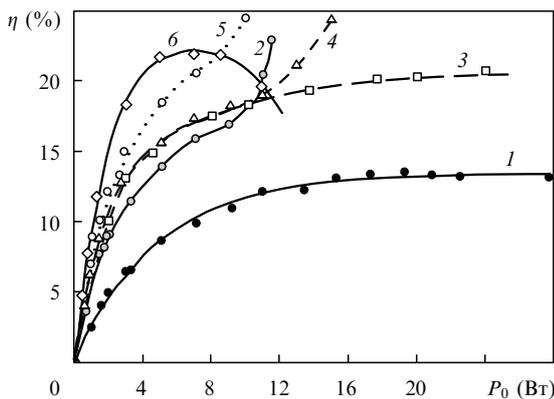


Рис.7. Зависимости эффективности ГВГ η от P_0 в одиночном канале генерации при $2w_0 = 300$ мкм, $L = 30$ мм, $T_0 = 180$ °С, $\lambda_0 = 1081.5$ нм (1); $2w_0 = 300$ мкм, $L = 30$ мм, два расположенных друг за другом кристалла ориентированы согласно рис.1 и имеют одинаковую температуру $T_0 = 180$ °С, $\lambda_0 = 1081.5$ нм (2); $2w_0 = 150$ мкм, $L = 19$ мм, $T_0 = 40$ °С, $\lambda_0 = 1077.7$ нм (3); $2w_0 = 150$ мкм, $L = 19$ мм, $T_0 = 180$ °С, $\lambda_0 = 1081.5$ нм (4); $2w_0 = 150$ мкм, $L = 30$ мм, $T_0 = 180$ °С, $\lambda_0 = 1081.5$ нм (5); $2w_0 = 100$ мкм, $L = 19$ мм, $T_0 = 40$ °С, $\lambda_0 = 1077.7$ нм (6). Во всех случаях перетяжка пучка основной гармоники расположена в центре первого кристалла.

влияние теплового самовоздействия излучений основной и второй гармоник в процессе ГВГ в квазистационарном режиме, а также в импульсном режиме с длительностями импульсов порядка сотен микросекунд. В результате тепловых самовоздействий излучений основной и второй гармоник рост эффективности преобразования в ВГ с ростом мощности излучения основной гармоники прекращается, достигая максимума, положение которого зависит от размеров кристалла, перетяжки гауссова пучка основной гармоники, фазовой расстройки синхронизма на оси пучка и коэффициента линейного поглощения кристалла. При этом максимальная интегральная эффективность ГВГ реализуется при ненулевой фазовой расстройке синхронизма на оси канала генерации [20, 21], что приводит, в свою очередь, к искажению пространственного распределения интенсивности излучения ВГ. Гауссово распределение преобразуется в аксиально-симметричное кольцевое распределение, причём глубина провала на оси пучка тем больше, чем больше интегральная мощность ВГ. Так, для кривой 1 на рис.7 характерная средняя мощность излучения ВГ, начиная с которой пучок излучения ВГ существенно искажался, составляла 1.5 Вт, а при мощности 3 Вт наблюдался спад интенсивности на оси пучка почти до нулевого уровня (рис.8, сканирование пространственного распределения интенсивности излучения осуществлялось многомодовым волоконным световодом с диаметром сердцевины 110 мкм, сигнал с выхода которого подавался на кремниевый фотодиод ФД-3).

Факт теплового самовоздействия в процессе ГВГ подтверждают также рис.9 и 10, на которых показано изменение оптимальной температуры кристалла с ростом мощности излучения ВГ при заданной длине волны излучения основной гармоники и изменение оптимальной длины волны излучения основной гармоники с ростом мощности ВГ при постоянной температуре кристалла. В обоих случаях неравномерный саморазогрев канала генерации в поперечном сечении кристалла вызывает неравномерную волновую расстройку синхронизма по температуре, для частичной компенсации которой и максимизации мощности ВГ приходится либо снижать температуру кристалла (рис.9), либо, исходя из рис.3, увели-

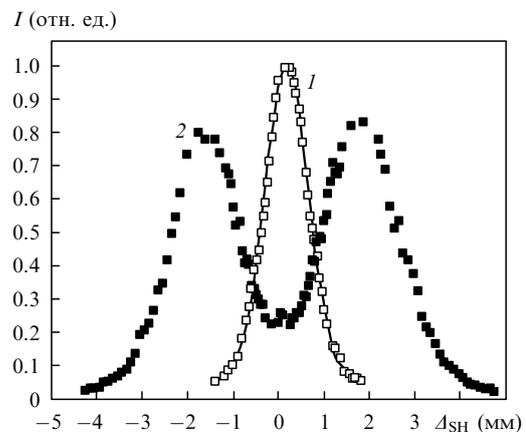


Рис.8. Зависимости интенсивности I от смещения сканирующего волоконного световода относительно центра канала генерации излучения ВГ Δ_{SH} для $P = 0.1$ (1) и 3.3 Вт (2) в одном канале генерации ВГ при $L = 30$ мм, $2w_0 = 300$ мкм (перетяжка расположена в центре кристалла), $\lambda_0 = 1081.7$ нм, $T_0 \approx 185$ °С; точки – экспериментальные значения, кривая – интерполяция по Гауссу.

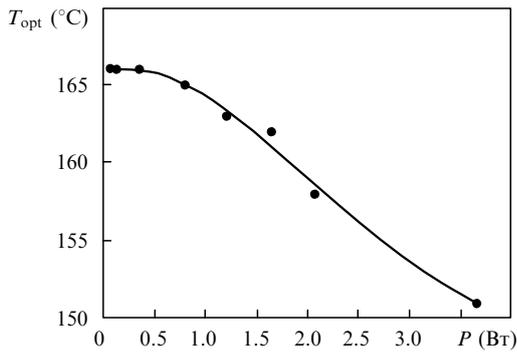


Рис.9. Изменение оптимальной температуры T_{opt} кристалла КТР, соответствующей максимальной средней мощности P излучения ВГ, при фиксированной длине волны излучения основной гармоники $\lambda_0 \approx 1081$ нм, $L = 19$ мм, $2w_0 = 150$ мкм; один канал генерации ВГ.

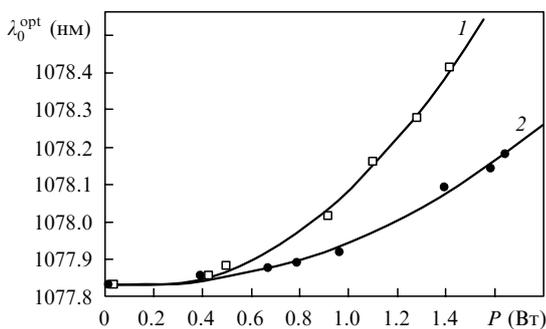


Рис.10. Изменение оптимальной длины волны λ_0^{opt} излучения основной гармоники в режиме sf-f-синхронизма вблизи оси X кристалла КТР с ростом средней мощности P излучения ВГ при фиксированной температуре кристалла $T_0 = 46$ °С для $2w_0 = 60$ (1) и 100 мкм (2); $L = 19$ мм, один канал генерации ВГ, перетяжки расположены в центре кристалла.

чивать длину волны излучения основной гармоники (рис.10) [19, 20].

Дальнейший рост мощности излучений основной и второй гармоник приводит к тому, что начинает сказываться тепловая фокусировка излучений этих гармоник на длине кристалла, что в конечном счете приводит к разрушению канала генерации около выходной грани нелинейного кристалла [9]. Рис.11, на котором видно значительное уширение пучка основной гармоники (в зоне Фраунгофера) в процессе ГВГ, свидетельствует о наличии фокусировки и показывает, что на начальной стадии (вдали от порога разрушения канала генерации) разогрев канала генерации обусловлен, по-видимому, поглощением исключительно излучения ВГ (поскольку даже максимальная интенсивность излучения основной гармоники в этом случае не превышает 5 МВт/см², то возникновение эффекта gray tracking вследствие нелинейных эффектов типа двухфотонного поглощения маловероятно). Помимо тепловых самовоздействий в процессе ГВГ, другим фактором, способствующим насыщению и снижению эффективности преобразования в ВГ, является уширение спектра излучения основной гармоники с ростом её мощности. Именно эти два фактора определяют, в основном, поведение кривых эффективности преобразования на рис.7.

В табл.3 представлены экспериментальные значения пороговых мощностей излучения ВГ, при достижении которых происходило разрушение канала генерации вследствие тепловой самофокусировки.

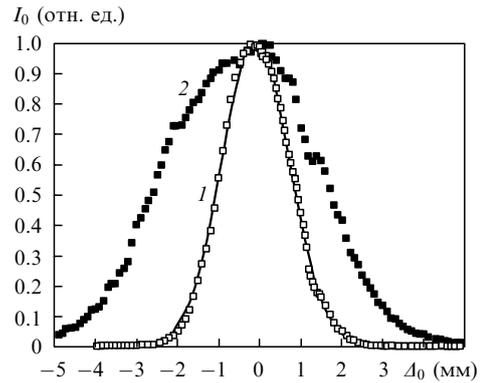


Рис.11. Интенсивности излучения I_0 основной гармоники в дальнем поле в зависимости от смещения Δ_0 сканирующего волоконного световода относительно центра канала генерации в отсутствие синхронизма и при генерации излучения интенсивной ВГ в условиях фазового синхронизма; 1 – мощность излучения основной гармоники $P_0 = 24.5$ Вт; $P = 0$, $\lambda_0 \approx 1078.2$ нм, $T_0 = 174$ °С, один канал генерации ВГ, $2w_0 = 300$ мкм, $L = 30$ мм, синхронизм отсутствует, сплошная линия – гауссова интерполяция распределения интенсивности в поперечном сечении пучка; 2 – $P_0 = 21.3$ Вт, $P = 3$ Вт, $\lambda_0 \approx 1081.7$ нм, $T_0 \approx 185$ °С, фазовый синхронизм достигнут, начинается тепловая фокусировка.

Уменьшение пороговой мощности излучения ВГ с ростом температуры мы связываем с усилением влияния тепловой линзы при одинаковой средней мощности ВГ, т.е. с увеличением разности температур на оси канала генерации и на боковой грани кристалла. Последнее обстоятельство может быть обусловлено снижением теплопроводности кристалла КТР с ростом температуры. Известно [22], что теплопроводность диэлектриков, определяемая нелинейными процессами рассеяния фононов в кристалле (или точнее – ангармоническим характером колебаний решетки при высоких температурах), зависит от абсолютной температуры по закону $T^{-\gamma}$, где γ принимает значения от 1 до 2. Однако данных по температурной зависимости кристалла КТР нам найти не удалось, поэтому ограничимся лишь оценкой того, насколько уменьшается теплопроводность при повышении температуры.

В стационарном режиме отсчитанное от местоположения перетяжки гауссова пучка расстояние, на котором он сфокусируется вследствие тепловой фокусировки, в отсутствие аббераций дается формулой [23]

$$R_T = w_0 \left[n_0 \left(\frac{dn}{dT} \Delta T \right)^{-1} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где n_0 – невозмущенный показатель преломления среды на длине волны излучения; ΔT – разность температур в центре пучка и на его периферии. При постоянной температуре боковой поверхности среды [20, 21]

Табл.3. Пороговая мощность излучения ВГ, при которой происходило разрушение канала генерации.

Условия эксперимента	P_{th} (Вт)
$2w_0 = 300$ мкм, $T_0 \approx 180$ °С, два кристалла, $L = 30$ мм	$2.3 \pm 0.1^{*)}$
$2w_0 = 150$ мкм, $T_0 \approx 180$ °С, один кристалл, $L = 30$ мм	2.1 ± 0.1
$2w_0 = 150$ мкм, $T_0 \approx 180$ °С, один кристалл, $L = 19$ мм	3.7 ± 0.1
$2w_0 = 150$ мкм, $T_0 \approx 40$ °С, один кристалл, $L = 19$ мм	5.1 ± 0.2
$2w_0 = 100$ мкм, $T_0 \approx 40$ °С, один кристалл, $L = 19$ мм	2.2 ± 0.1

^{*)} канал генерации разрушался около выходной грани последнего кристалла, перетяжка пучка основной гармоники во всех случаях находилась в середине первого кристалла.

$$\Delta T \approx C_0 \frac{\alpha P_{in}}{\kappa}, \quad (6)$$

где α – коэффициент линейного поглощения; P_{in} – мощность излучения на входе в среду; κ – коэффициент теплопроводности; C_0 – константа, зависящая от отношения поперечного размера среды к радиусу перетяжки пучка. При этом мощность исходного гауссова пучка с перетяжкой радиусом w_0 должна быть больше критической, определяемой формулой

$$P_{cr} = P_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha \pi w_0^2}{\lambda}\right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

где

$$P_1 = \lambda \kappa \left(\frac{dn}{dT} \right)^{-1}.$$

Из формулы (6) следует, что в случае, если кристалл поглощает только излучение ВГ,

$$\Delta T \approx CP. \quad (8)$$

Здесь C – некоторая константа, зависящая от коэффициентов поглощения и теплопроводности, радиуса пучка, размеров кристалла и температуры. Из (5) и (6) видно, что R_T зависит от отношения $(\kappa/P)^{1/2}$. Воспользовавшись этим фактом, данными табл.3 (третья и четвёртая строки) и предполагая равенство значений R_T в этих случаях (что вполне разумно, т. к. треки разрушения каналов генерации располагались практически на одинаковом расстоянии от входной грани кристалла, а следовательно, от местоположения перетяжки пучка основной гармоники), получим оценку изменения теплопроводности кристалла КТР при увеличении температуры:

$$\frac{\kappa(180^\circ\text{C})}{\kappa(40^\circ\text{C})} \approx \frac{P(180^\circ\text{C})}{P(40^\circ\text{C})} = 0.73,$$

т. е. теплопроводность уменьшается примерно на 30 %.

Зависимость на рис.9 дает возможность оценить константу C по угловому коэффициенту наклона прямой, аппроксимирующей зависимость оптимальной температуры кристалла от мощности излучения ВГ при заданной длине волны излучения основной гармоники (предполагаем, что изменение температуры кристалла равно некоторой усредненной по его длине разности температур на оси канала генерации и на боковой грани кристалла): $C(170^\circ\text{C}) = 4.7 \pm 0.3$ К/Вт. При этом справедливость соотношения (8) подтверждается зависимостью на рис.9 при средних мощностях излучения ВГ, превышающих 0.5 Вт.

Используя формулы (6) и (8), можно оценить коэффициент линейного поглощения на длине волны ВГ при температуре $\sim 170^\circ\text{C}$ по формуле

$$\alpha \approx C(170^\circ\text{C})\kappa, \quad (9)$$

что дает $\alpha = (10.0 \pm 0.6) \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ($\kappa = (3 \times 10^{-2}) \times 0.73 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ [4, 5]). Оценка α по формуле (9) тем хуже, чем меньше диаметр пучка основной гармоники (фактически она подходит для коллимированного пучка при его небольших искажениях вследствие тепловых самовоздей-

ствий), к тому же определенная ранее константа C довольно грубо отражает реальную разность температур на оси канала генерации и боковой грани кристалла. Более точную оценку дает формула (10) из работ [20, 21], которая выведена при следующих предположениях: коэффициенты поглощения кристалла на длинах волн основной и второй гармоник равны, коллимированный пучок основной гармоники является гауссовым, искажения пучка основной гармоники вследствие тепловых самовоздействий невелики и температура боковой поверхности кристалла задана. В этом случае

$$\alpha \approx 2\pi C\kappa \left[\ln 2 + 2 \ln\left(\frac{r}{w_0}\right) + 0.577 \right]^{-1} \\ = (7.8 \pm 0.5) \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}, \quad (10)$$

где $r = 2.5$ мм – расстояние от боковой грани кристалла до оси пучка. Оценка, полученная с помощью формулы (10), в 2.5 раза превышает экспериментально измеренный в [6] коэффициент линейного поглощения в кристалле КТР ($3.0 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ – типичное значение коэффициента для данного кристалла на длинах волн 530–540 нм), поэтому можно предположить, что в нашем случае именно повышенное линейное поглощение кристаллов на длине волны ВГ являлось главной причиной возникновения тепловых самовоздействий в процессе ГВГ с последующим разрушением канала генерации. Это значит, что при интенсивностях излучения основной гармоники в кристалле, гораздо меньших порога возникновения эффекта gray tracking (в нашем случае – ниже 20 МВт/см²) именно высокое линейное поглощение на длине волны излучения ВГ в кристалле КТР является одной из главных проблем при получении в нём высоких средних мощностей излучения ВГ.

На рис.12 демонстрируются результаты эксперимента, направленного на получение стабильной максимальной мощности излучения ВГ без деградации кристалла во времени. Для этого контроллером 2 (см. рис.1) плоскость поляризации излучения основной гармоники устанавливалась так, чтобы делительная призма из CaCO₃ формировала два канала генерации с равными мощностями излучения основной гармоники в каждом. При этом диаметры перетяжек в каналах генерации составляли 100 мкм. В результате удалось получить стабиль-

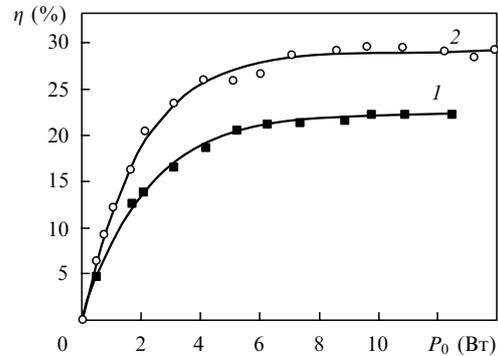


Рис.12. Зависимости эффективности ГВГ η в двухканальной схеме генерации от средней мощности излучения основной гармоники P_0 при $2w_0 = 100$ мкм, одиночный кристалл (перетяжка расположена в центре кристалла), $L = 19$ мм, $T_0 = 40^\circ\text{C}$, $\lambda_0 = 1077.7$ нм (1) и $2w_0 = 100$ мкм, пара кристаллов (перетяжка расположена в центре первого кристалла), $L = 19$ мм, $T_0 = 40^\circ\text{C}$, $\lambda_0 = 1077.7$ нм (2).

ную ГВГ как в одиночном кристалле, так и в двух последовательно расположенных кристаллах [21] (при этом перетяжка находилась в середине первого кристалла, а второй генерировал ВГ от расходящегося излучения основной гармоники). Максимизация средней мощности излучения ВГ осуществлялась подстройкой температуры кристалла при неизменной длине волны излучения основной гармоники и угловой ориентации кристаллов. С двумя кристаллами получен коэффициент преобразования $\sim 29\%$, причём это значение достигалось уже при мощности накачки ~ 7 Вт и далее менялось незначительно, что обусловлено влиянием расширяющегося с увеличением мощности спектра излучения основной гармоники, а также, как сказано выше, влиянием тепловых самовоздействий в процессе ГВГ. При увеличении средней мощности накачки до ~ 14 Вт суммарная мощность излучения ВГ составила ~ 4 Вт (примерно по 2 Вт в каждом канале) и оставалась практически постоянной в течение 5 ч без заметных признаков деградации (последняя точка кривой 2 на рис.12). При этом колебания средней мощности излучения ВГ в течение указанного времени составили $\pm 5\%$, тогда как колебания средней мощности излучения основной гармоники были равны $\pm 2\%$.

4. Выводы

1. Исследованы температурная зависимость длины волны синхронизма, а также угловая, температурная и спектральная перестроечные характеристики генератора ВГ на объемном кристалле КТР в режиме фазового синхронизма $sf-f$ -типа вблизи кристаллографической оси X , где источником излучения основной гармоники был перестраиваемый импульсный волоконный Yb^{3+} -лазер. Ширины перестроечных характеристик оказались существенно больше соответствующих ширин не критичного по углам θ и φ фазового синхронизма $sf-f$ -типа вдоль кристаллографической оси X , что связано, в основном, с качеством излучения основной гармоники (а именно, с широким спектром, сравнимым со спектральной шириной синхронизма, и с угловой расходимостью, сравнимой с угловыми ширинами синхронизма), а также с качеством использованных кристаллов КТР.

2. Проведенные эксперименты показали, что средние мощности излучения ВГ в несколько ватт и довольно высокие эффективности преобразования в ВГ в кристалле КТР даже при большом коэффициенте линейного поглощения на длине волны ВГ (экспериментальная оценка которого составляет $\sim 10^{-1} \text{ см}^{-1}$) вполне достижимы без деградации во времени. При этом средние мощности излучения основной гармоники могут превышать порог разрушения кристаллов вследствие тепловой самофоку-

сировки, возникающей из-за высокого линейного поглощения излучения ВГ. Необходимого снижения средней мощности излучения в отдельном кристалле можно достичь, применяя двухканальную схему генератора ВГ и сложение мощностей ВГ в нескольких кристаллах. Кроме того, двухканальная схема обеспечивает получение интенсивного излучения ВГ даже в случае произвольного состояния поляризации излучения основной гармоники, что особенно важно, если источником излучения является волоконный лазер.

3. Экспериментально, с использованием двух кристаллов КТР при двухканальной схеме генератора ВГ, достигнута стабильная суммарная мощность излучения ВГ 4 Вт при эффективности преобразования во вторую гармонику $\sim 29\%$. При этом колебания средней мощности излучения ВГ в течение 5 ч непрерывной работы составили $\pm 5\%$, тогда как колебания средней мощности излучения основной гармоники были равны $\pm 2\%$.

1. <http://www.ipgphotonics.com/>
2. Avdokhin A.V., Gapontsev V.P., Vyatkin M.Y., Yagodkin R.I., Dronov A.G., Popov S.V., Taylor R. *20-th Anniversary Conf. on Advanced Solid-State Photonics* (Vien, Austria, 2005, MB20).
3. Vyatkin M.Y., Yagodkin R.I., Dronov A.G., Avdokhin A.V., Gapontsev V.P. *3rd Intern. Symp. on High-Power Fiber Lasers and their Applications* (St. Petersburg, Russia, 2006, HPFL-5).
4. Bierlein J.D., Vanherzeele H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 622 (1989).
5. Dmitriev V.G. et al. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (New York: Springer, 1995).
6. Boulanger B. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (3), 281 (1999).
7. Jacco J.C. et al. *Opt. Lett.*, **16** (17), 1307 (1991).
8. Boulanger B. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **65** (19), 2401 (1994).
9. Favre S., Sidler T.C., Salathe R.-P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39** (6), 733 (2003).
10. Ангерт Н.Б. и др. *Квантовая электроника*, **18** (4), 470 (1991).
11. Martin M.J. et al. *J. Appl. Phys.*, **76** (11), 7510 (1994).
12. Kato K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27** (5), 1137 (1991).
13. Абросимов С.А., Гречин С.Г., Кочиев С.Г., Маклакова Н.Ю., Семенов В.Н. *Квантовая электроника*, **31** (7), 643 (2001).
14. Cooper D.G., Dexter J.L., Esman R.D. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1** (1), 14 (1995).
15. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1991).
16. Wang S., Pasiskevicius V., Laurell F., Karlsson H. *Opt. Lett.*, **23** (24), 1883 (1998).
17. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **26** (1), 77 (1999).
18. Kato K., Takaoka E. *Appl. Opt.*, **41** (24), 5040 (2002).
19. Masakatsu Okada, Shogo Ieiri. *IEEE J. Quantum Electron.*, **7** (9), 469 (1971).
20. Дмитриев В.Г., Коновалов В.А., Шалаев Е.А. *Квантовая электроника*, **2**, 496 (1975).
21. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Физматлит, 2004).
22. Ашкрофт Н., Мермин Н. *Физика твердого тела* (М.: Мир, 1979).
23. Сухоруков А.П. *УФН*, **101** (1), 81 (1970).