

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт автоматики и электрометрии

Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Донцова Екатерина Игоревна

Непрерывная генерация излучения с длиной волны менее 1 мкм с использованием основной и второй гармоники волоконного ВКР-лазера

01.04.05 «Оптика»

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Каблуков Сергей Иванович

Новосибирск – 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ.....	8
ГЛАВА 1. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	22
1.1. Волоконно-оптические компоненты лазеров.....	22
1.2. Схемы непрерывных волоконных лазеров	26
1.2.1. Линейные и кольцевые схемы волоконных лазеров	26
1.2.2. Волоконные лазеры на основе активных и пассивных волокон	28
1.2.3. Волоконные непрерывные лазеры с локальными отражательными элементами и со случайно распределённой обратной связью.....	32
1.3. Генерация второй гармоники непрерывных волоконных лазеров.....	34
1.3.1. Гибридные схемы	34
1.3.2. Технология изготовления ВПНКН	38
Выводы к главе 1.....	42
ГЛАВА 2. ВОЛОКОННЫЕ ВКР-ЛАЗЕРЫ [A2, A3].....	44
2.1. ВКР-лазеры с накачкой волоконными иттербиевыми лазерами.....	44
2.2. ВКР-лазер с прямой многомодовой диодной накачкой и локальными отражателями.....	51
2.3. ВКР-лазер с прямой многомодовой диодной накачкой и случайно распределённой обратной связью	57
Выводы к главе 2	61
ГЛАВА 3. ГВГ НЕПРЕРЫВНЫХ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ В ВИДИМОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА [A1, A4, A5, A6]	63
3.1. ГВГ ВКР-лазеров с локальными отражателями и со случайно распределённой обратной связью	63
3.1.1. ГВГ ВКР-лазера с локальными отражателями в резонаторе.....	63
3.1.2. ГВГ ВКР-лазера со случайно распределённой обратной связью.....	66
3.2. ГВГ волоконного иттербиевого лазера с перестройкой длины волны.....	73

3.3. ГВГ иттербиевого волоконного лазера внутри волокна с периодически наведённой квадратичной нелинейностью (ВПНКН)	79
3.3.1. ГВГ внутри ВПНКН в однопроходной схеме	79
3.3.2. ГВГ внутри ВПНКН во внешнем резонаторе	86
Выводы к главе 3.....	90
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	92
СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	94
Публикации автора	103

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

λ – длина волны излучения

$\lambda_{\text{ВБР}}$ – длина волны отражения волоконной брэгговской решётки

$\Lambda_{\text{ВБР}}$ – период волоконной брэгговской решётки

L – длина (волоконного световода)

NA – числовая апертура волоконного световода

n – показатель преломления

n_2 – показатель преломления для излучения второй гармоники

n_{eff} – эффективный показатель преломления для основной моды, распространяющейся в световоде

$R(\lambda, L)$ – функция спектра отражения волоконной брэгговской решётки

Ω – коэффициент связи для волоконной брэгговской решётки

$\chi^{(2)}$ – квадратичная нелинейная восприимчивость

T_{Sagnac} – пропускание волоконного зеркала Саньяка

ρ – отношение выходных сигналов разветвителя

κ – нелинейный параметр

L_{Sagnac} – длина волоконной петли зеркала Саньяка

P_{in} – входная мощность

I – интенсивность

A – амплитуда

P_p – мощность излучения накачки на входе в резонатор

P_{th} – пороговая мощность излучения накачки

T – температура

L – длина

L_{eff} – эффективная длина, на которой происходит поглощение излучения накачки

ω – частота основного излучения

ω_2 – частота излучения второй гармоники

ω_i - частота колебаний молекул среды

ω_s – стоксов сдвиг частоты

g_R – коэффициент ВКР-усиления (рамановского усиления)

α_s – коэффициент затухания сигнальной волны

α_p – коэффициент затухания волны излучения накачки

R – коэффициент отражения зеркала

g_R – коэффициент ВКР усиления в среде

M^2 – параметр качества пучка

P_1 – мощность основного излучения

P_2 – мощность излучения второй гармоники

I - интенсивность

n_o – показатель преломления обыкновенной волны

n_e – показатель преломления необыкновенной волны

n_{2e} – показатель преломления необыкновенной волны второй гармоники

Δk – обобщённая волновая расстройка

$k_{1,2}$ - волновой вектор первой/второй гармоники излучения

K_m – волновой вектор среды с квадратичной нелинейностью

m – порядок квазисинхронизма

Λ – период структуры (среды с квадратичной нелинейностью и переменным направлением электрического поля)

$E_{1,2}$ – поле первой/второй гармоники излучения

d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент

d_{33} – компонента тензора диэлектрической восприимчивости

L_{cr} – длина кристалла

c – скорость света

g – коэффициент, определяющий направление поля в домене

N – число доменов

ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума

$T_{1,2}$ – коэффициенты пропускания

δ – набег фазы за обход резонатора

η – коэффициент увеличения мощности во внешнем резонаторе

S – вектор Пойнтинга

β – угол сноса энергии (угол вектором Пойнтинга и волновым вектором необыкновенной волны)

φ – угол между оптической осью кристалла X и волновым вектором необыкновенной волны

$n_{x,y}$ – главные значения показателя преломления для компонент поляризации X и Y соответственно

n_{air} – показатель преломления воздуха (=1)

ϑ – угол падения излучения на кристалл

τ_0 – угол преломления обыкновенной волны (угол между волновым вектором обыкновенной волны и нормалью к поверхности кристалла)

τ_e – угол преломления необыкновенной волны (угол между волновым вектором необыкновенной волны и нормалью к поверхности кристалла)

τ_{2e} – угол преломления необыкновенной волны второй гармоники (угол между волновым вектором второй гармоники и нормалью к поверхности кристалла)

ψ – угол разбегания лучей основной гармоники в кристалле

ξ – угол среза кристалла (угол между оптической осью X и нормалью к поверхности кристалла)

γ – коэффициент полной квадратичной нелинейности преобразования излучения во вторую гармонику

h – постоянная Бойда-Клейнмана

GRIN – gradient index – градиентное изменение показателя преломления (волокна)

FWHM – full width half mountain – спектральная ширина на полувысоте

LSA – laser spectrum analyser – анализатор лазерного спектра

MOPA – master-oscillator power amplifier – усилитель мощности с задающим осциллятором

SPM – self phase modulation – фазовая самомодуляция

WDM – wavelength division multiplexer – спектрально-селективный ответвитель

АОС – анализатор оптического спектра

ВБР – волоконная брэгговская решетка

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние

ВПНКН – волокно с периодически наведённой квадратичной нелинейностью

ВРМБ – вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна

ГВГ – генерация второй гармоники

ДЗ – дихроичное зеркало

ИВЛ – иттербиевый волоконный лазер

ИК – инфра красный

ИМ – измеритель мощности

КП – контроллер поляризации

КТ – контроллер температуры

Л - линза

ЛД – лазерный диод

ММ – многомодовый

ОН – объединитель накачек

ОФ – оптический фильтр

ПВ – пассивное волокно

ПВБР – перестраиваемая ВБР

РДС – регулярная доменная структура

РОС - распределённая обратная связь

СРОС – случайно распределённая обратная связь

ФД - фотодетектор

ВВЕДЕНИЕ

Волоконные лазеры в последние годы получили быстрое развитие и широкое применение, что обусловлено высокой стабильностью, компактностью и возможностью генерации излучения с высоким качеством пучка. В ряде областей волоконные лазеры приходят на смену обычным газовым и твердотельным лазерам [1,2]. Волоконные лазеры малой и средней мощности (от 0.1 мВт до десятков Вт) [3] охватывают довольно большой круг применений. Так одномодовые маломощные лазеры могут служить источниками сигналов, применяться в оптических датчиках. Волоконные лазеры средней мощности уже могут служить в качестве накачки лазеров на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР), которые, в свою очередь, могут быть источниками накачки эрбиевых лазеров и усилителей. Кроме того, лазеры средней мощности могут использоваться в медицине, системах наведения, обработки материалов и прочих приложениях [3,4]. Существуют также мощные лазерные источники на основе оптических волокон, см. например [2], в том числе перестраиваемые по длине волны генерируемого излучения [5]. В волоконной оптике наиболее применимо излучение ближнего ИК-диапазона. Большое распространение в ближнем ИК-диапазоне получили волоконные иттербиевые лазеры средней мощности [3,6]. Однако существуют ограничения в работе таких лазеров при продвижении к коротковолновой границе ИК спектра, например, эффект фотопотемнения активных волокон. К тому же при использовании лазеров с легированными активными волокнами рабочий диапазон длин волн ограничен переходами редкоземельных элементов и покрывает лишь отдельные участки ИК спектра. Так, генерация в наиболее коротковолновом диапазоне ~976-980 нм возможна при использовании диодов накачки с длиной волны 915-920 нм и легированных волокон с двойной оболочкой, при этом важно использовать световоды с малым диаметром сечения внутренней оболочки [6].

Альтернативными волоконными лазерными источниками с генерацией в ближнем ИК диапазоне выступают ВКР (или рамановские) лазеры, в резонаторе которых происходит рассеяние излучения источника накачки на оптических фонах среды. Рассеянное излучение формирует новые оптические компоненты в спектре генерации со стоксовым сдвигом частоты (с уменьшением частоты) [7]. Первый непрерывный ВКР-лазер на основе одномодового волокна с накачкой Nd:YAG лазером 1.064 мкм и перестройкой длины волны был продемонстрирован ещё в 1977 году и генерировал в диапазоне 1.085-1.175 мкм [8]. Источник, генерирующий излучение одновременно на нескольких длинах волн, также возможно получить за счёт стоксовых компонент рассеяния высших порядков [9]. При генерации нескольких каскадов рассеянного излучения возможно выделять необходимые компоненты с помощью фильтрующего элемента резонатора, например с помощью призмы в работе [8], получая на выходе источника разные длины волн. Импульсные ВКР-лазеры ещё с 80-х годов прошлого столетия зарекомендовали себя как высокоэнергетические источники также с возможностью перестройки длины волны [10]. Получение одновременной генерации на нескольких длинах волн за счёт нескольких компонент рассеяния является особенностью ВКР-лазеров. Описанные в приведённых работах схемы первых волоконных ВКР-лазеров состояли как из волоконных, так и из объёмных оптических элементов, что ограничивало удобство их применения и мобильность.

Генерацию со стоксовым сдвигом частоты возможно получить как в обычном одномодовом телекоммуникационном волокне, например SMF-28, так и в другом пассивном волокне с накачкой волоконными лазерами с активной средой на редкоземельных элементах, например [11]. Так одномодовая накачка вызывает в пассивном волокне распределённое ВКР-усиление, которое может превышать линейные потери вместе с потерями на оптических сварках при соединении волоконных компонент, уже при вагтном уровне мощности накачки. Использование высокоотражательных ВБР в качестве зеркал резонатора позволяет легко добиться положительной обратной связи для получения излучения со стоксовым сдвигом частоты. Также возможна генерация излучения с высшими порядками стоксового сдвига частоты в случае каскадных резонаторов (т.е. с системой отражательных

элементов на каждый желаемый каскад) [12]. ВКР-лазеры на основе волокна с градиентным профилем изменения показателя преломления (GRIN fiber) дают возможность создания одномодовых источников при накачке лазерным излучением низкого качества [13].

Как уже упоминалось выше, волоконные ВКР-лазеры дают возможность выбора желаемой длины волны генерации, к тому же излучение таких источников отличается высокой стабильностью. Абсолютная величина стоксова сдвига частоты излучения не зависит от частоты накачки, а определяется только параметрами волокна, то есть спектральной зависимостью ВКР-усиления [3,14], что потенциально даёт возможность генерации и перестройки частоты в широком диапазоне спектра и обуславливает множество различных применений. Для наиболее распространённых германосиликатных волокон (используемых в том числе в телекоммуникационных системах) стоксов сдвиг частоты составляет $\sim 440 \text{ см}^{-1}$. Фосфосиликатные волокна позволяют помимо такого же сдвига получать более длинноволновые, а максимальный сдвиг частоты для них составляет $\sim 1330 \text{ см}^{-1}$. Спектральные линии комбинационного рассеяния в двух типах световодов приведены на рис.1.

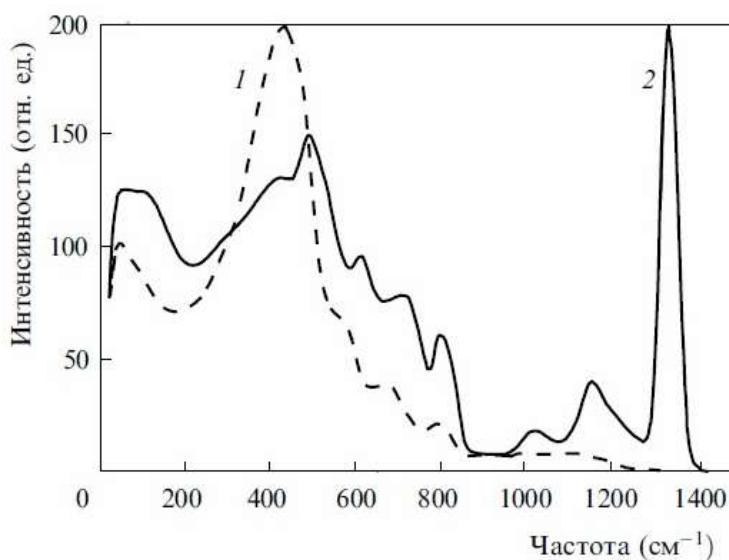


Рисунок 1. Спектр комбинационного рассеяния в германосиликатном (1) и фосфосиликатном световодах (2) [3].

Таким образом, фосфосиликатные световоды обеспечивают возможность получать как малые, так и большие частотные отстройки излучения. Большие частотные сдвиги (в фосфосиликатном волокне) как правило используются в каскадных волоконных ВКР-лазерах, вызывающих интерес для диапазона 1.45-1.6 мкм, соответствующего оптико-волоконным системам связи [3]. Использование преимущественно волоконных компонент в схеме делает подобные лазеры компактными и стабильными источниками. Волоконные ВКР-лазеры дают возможность получения широкого диапазона перестройки без потери высокой эффективности, просты в реализации, что немаловажно в таких приложениях как оптические телекоммуникационные технологии, сенсорные системы, лазерная спектроскопия и прочих. Импульсные волоконные ВКР-лазеры, например, могут заменять лазеры на красителях, показывая при этом высокую стабильность и меньшую чувствительность к внешним воздействиям [15]. В импульсном режиме ещё в 1981 году был продемонстрирован рамановский лазер, генерирующий импульсы в чрезвычайно широкой спектральной области 0.6-1.8 мкм [16], при этом основные стоксовы компоненты рассеяния наблюдались на длинах волн 1.12 мкм, 1.18 мкм и 1.23 мкм. В качестве источника накачки был выбран мощный Nd:YAG лазер с модуляцией добротности.

Непрерывные волоконные источники от видимой области спектра до 1 мкм потенциально широко применимы, например, в проекционных системах, спектроскопии, исследовательской деятельности. В частности, многие приложения визуализации требуют все более ярких источников освещения, мотивируя замену обычных тепловых источников света яркими светодиодами, суперлюминесцентными диодами и лазерами [17]. Несмотря на свою яркость, лазеры плохо подходят для приложений обработки изображений полного поля. Высокая пространственная когерентность лазеров приводит к образованию спеклов, вследствие чего получается изображения низкого качества. Механизм формирования спекл-структуры при рассеянии излучения имеет место как при наличии шероховатой поверхности, так и при взаимодействии лазерного излучения с объемно рассеивающими средами. Необходимая для интерференции разность фаз возникает в этом случае за счет отражения лучей от

хаотического скопления микронеоднородностей, присутствующих в объеме среды. Это и приводит к тому, что образуется случайная интерференционная картина, состоящая из хаотически расположенных светлых и темных областей. Контраст этой картины зависит от степени когерентности излучения, и поэтому для когерентного излучения возникает развитая спекл-структура. Решением проблемы может быть использование низкокогерентных лазеров с высокой яркостью генерируемого излучения.

Значительный интерес представляют источники излучения, работающие в непрерывном режиме в области 0.6-1.8 мкм. Генерация 1-1.8 мкм легко реализуема в связи с наличием различных источников накачки, однако коротковолновая генерация ВКР-лазера затруднена отсутствием достаточно мощных одномодовых волоконных лазеров с длиной волны менее 1 мкм. К тому же существующие одномодовые источники с длиной волны менее 1 мкм значительно уступают многомодовым по мощности. На протяжении 90-х годов прошлого столетия для исследований непрерывных волоконных ВКР-лазеров в качестве источника излучения накачки как правило использовался Nd:YAG лазер с длиной волны 1.064 мкм. Позже также стали широко применяться иттербиевые волоконные лазеры, генерирующие излучение ближнего ИК диапазона. Для дальнейшего развития интерес представляет увеличение яркости источников, а также продвижение к коротковолновой границе ближнего ИК спектра. Яркими источниками могут выступать в том числе и сами лазерные диоды с большой яркостью.

Существует два перспективных метода, благодаря которым могут быть использованы многомодовые лазерные диоды в качестве источников излучения накачки волоконных ВКР-лазеров. Первый заключается в использовании GRIN волокна, имеющего достаточно большой диаметр сечения сердцевины для заведения напрямую многомодового излучения [13]. В такой конфигурации был представлен ВКР-лазер на основе многомодового GRIN волокна с накачкой многомодовым Nd:YAG лазером. Полученный режим генерации излучения на 1116 нм близок к одномодовому. Так возможно получение на выходе ВКР-лазера излучения с малой расходимостью, близкой к дифракционному пределу. В целом, ВКР в световодах даёт возможность получения яркого источника с генерацией в широком диапазоне частот [14].

Вторым методом, позволяющим использовать многомодовые источники накачки, является использование волокна с двойной оболочкой (рис.2) в волоконном резонаторе [3]. Излучение накачки в таком случае заводится во внутреннюю оболочку волокна, в котором будет осуществляться процесс рассеяния. Генерируемое излучение, при этом, распространяется только по сердцевине волокна. В качестве источников излучения накачки для непрерывных волоконных ВКР-лазеров используются волоконные лазеры с легированными одномодовыми и многомодовыми волокнами в качестве активной среды [18,19,20]. Такой метод был предложен и реализован в работе [20], где ВКР-лазер основан на одномодовом пассивном волокне с двойной оболочкой. В качестве источника излучения накачки использован мощный многомодовый волоконный Er:Yb-лазер. Было получено более 10 Вт мощности излучения с длиной волны 1660 нм на выходе лазера с одномодовым волокном. Позже авторами было получено до 100 Вт ВКР-генерации на 1120 нм с эффективностью 71% в схеме с пассивным волокном с двойной оболочкой при накачке многомодовым иттербиевым лазером [19].



Рисунок 2. Волокно с двойной оболочкой.

Таким образом, к началу диссертационной работы оставался невыясненным вопрос, позволят ли представленные два метода использовать многомодовые лазерные диоды в качестве источников накачки по аналогии с накачкой в оболочку мощных волоконных иттербиевых лазеров [21]. Мощные коммерчески доступные многомодовые диоды могут излучать более 50 Вт мощности вблизи ~980 нм, ~940 нм и 915 нм. Такого уровня мощности может быть вполне достаточно для преодоления порога ВКР-генерации в волокне.

Важную роль в эффективности генерации и спектральных характеристиках излучения играют отражательные элементы. В резонаторе волоконных ВКР-лазеров

зеркалами выступают, как правило, волоконные брэгговские решётки (ВБР), замкнутые в кольцо волоконные ответвители, торцы сколотых под прямым углом волокон. Однако схема лазера может быть ещё более упрощена в отсутствие локальных отражателей [18]. Механизмом обратной связи в таком случае выступает рэлеевское рассеяние на неоднородностях показателя преломления сердцевины световода, которые случайным образом возникают в процессе изготовления. В лазере со случайно распределённой обратной связью (СРОС) на рэлеевском рассеянии свет может рассеиваться как в прямом, так и в обратном направлении. Тогда обратная связь будет распределена случайным образом по всей длине световода с ВКР-усилением. Из-за отсутствия отражательных элементов СРОС ВКР-лазер генерирует излучение в безмодовом режиме, что отличает его от традиционного волоконного ВКР-лазера и обеспечивает свои особенности.

Волоконный СРОС ВКР-лазер имеет уникальные свойства и работает как высокоэффективный источник излучения [22]. В первых экспериментах для стационарной генерации на рэлеевском рассеянии использовался длинный отрезок телекоммуникационного волокна с распределённым ВКР-усилением с симметричной накачкой двумя одномодовыми волоконными лазерами с длиной волны 1.45 мкм [23], была получена генерация на длине волны 1.55 мкм с дифференциальной эффективностью $\sim 30\%$ для 100 км волокна. Несмотря на то, что эффективное обратное рэлеевское отражение излучения в волокне достаточно мало (в стандартном телекоммуникационном волокне с потерями $\sim 0.05 \text{ км}^{-1}$ величина обратного рэлеевского сигнала составляет лишь $\sim 10^{-5} \text{ км}^{-1}$), при достаточной длине волокна и мощности накачки ВКР-усиление может скомпенсировать потери с выходом в генерацию. Однако порог в таком случае возрастает по сравнению с традиционным резонатором ВКР-лазера с двумя локальными отражателями. Волоконный СРОС ВКР-лазер отличают от классических случайных лазеров на основе объёмных рассеивающих сред значительно более узким спектром и излучением высокого качества. К тому же в отличие от волоконного лазера с двумя локальными отражателями лазер на основе рэлеевского рассеяния генерирует в квазинепрерывном «безмодовом» режиме с одной или несколькими спектральными линиями, определяемыми максимумами ВКР-усиления в

волокне и наличием спектрально-селективных элементов [24]. Перестроечные характеристики случайного ВКР-лазера в широком диапазоне длин волн, например 1535–1570 нм [25], определяются только возможностями выбранного перестраиваемого фильтра. Механизм СРОС в волокне открывает новые возможности развития волоконных лазеров. В частности, получение ВКР-источников с узким спектром, генерирующих в «безмодовом» режиме, а также получение излучения высокого качества с выбором длины волны в широком диапазоне спектра.

Одним из методов расширения диапазона генерации волоконных ВКР-лазеров от ближнего ИК в коротковолновую область является нелинейное преобразование частоты лазерного излучения, например, генерация второй гармоники (ГВГ). Благодаря возможности одновременной генерации на нескольких длинах волн и перестройки длины волны ВКР-лазеров в широком диапазоне удвоение частоты позволит покрыть область спектра вплоть до видимого зелёного излучения. Вторая гармоника ВКР-лазеров с генерацией в длинном ИК диапазоне позволяет получать излучение видимого диапазона, потенциально применимое в спектроскопии, биомедицине, технологиях создания изображений и других применениях. Для получения второй гармоники в видимом диапазоне спектра часто используется иттербиевый волоконный лазер (ИВЛ) в качестве источника основного излучения и объёмные оптические кристаллы с квадратичной нелинейной восприимчивостью $\chi^{(2)}$ такие как КТР, КДР, LBO, а также периодически переориентированные кристаллы PPLN, PPKTP и другие [26].

Излучение рассмотренных выше ВКР-лазеров различных конфигураций также может быть удвоено с получением видимого света. Так при ГВГ ВКР-лазеров с длиной волны ≤ 1 мкм возможна генерация в области длин волн короче, чем в случае удвоения частоты излучения иттербиевого волоконного лазера. Поскольку излучение ВКР-лазеров не ограничено, в отличие от ИВЛ, линиями переходов ионов, есть возможность получения новых длин волн генерации.

Используя ГВГ излучения в диапазоне 1.1-1.7 мкм, возможно получать излучение видимого диапазона, включая зелёный, жёлтый и красный [27]. Такое видимое излучение различных спектральных областей находит применение в биомедицинских исследованиях, лазерных дисплеях, спектроскопии, для искусственных опорных

«звёзд» в астрономии и других приложениях. К примеру, в кристалле PPLN излучение узкополосного непрерывного линейно-поляризованного ВКР-лазера было удвоено на длине волны 589 нм, мощность второй гармоники составила порядка 3 Вт [28]. Один из способов повысить эффективность ГВГ – использование узкополосного лазера (<3 МГц) с ВКР-усилителем в схеме с внешним резонатором [29]. Однако эффективность преобразования ВКР-лазеров ограничена спектральным уширением (см. также [27]). Спектр ВКР-лазера с ростом мощности может уширяться до нескольких нанометров из-за нелинейных эффектов, возникающих внутри световода. Ширина спектра лазера может превышать ширину синхронизма кристалла для удвоения частоты. С другой стороны, как было показано в работе [30], эффективная ГВГ многочастотного ВКР-излучения также возможна. Эффективность преобразования возрастает до величины, сравнимой с преобразованием одночастотного лазера, благодаря процессу суммирования частот между разными продольными модами ВКР-лазера. В работе показано, что преобразование во вторую гармонику помимо прямого преобразования частоты содержит значительный вклад эффекта суммирования частот, что позволяет частотам за пределами ширины синхронизма кристалла участвовать в нелинейном преобразовании во вторую гармонику. Авторами [30] была продемонстрирована связь насыщения кривой эффективности преобразования частоты при увеличении мощности с участием процессов суммирования частот в преобразовании излучения с широким спектром. Около 60 мВт излучения на длине волны 655 нм было получено в PPLN кристалле от случайно-поляризованного ВКР-лазера на основной частоте с широким спектром и ваттным уровнем мощности генерации. Однако такая схема также ограничена по эффективности ГВГ из-за малой ширины квазисинхронизма в используемом PPLN кристалле и участия только одной компоненты поляризации в процессе ГВГ. Дальнейшее повышение эффективности преобразования во вторую гармонику возможно при использовании поляризованного излучения. Удвоение частоты СРОС волоконного ВКР-лазера ранее не рассматривалось и представляет интерес, в том числе для возможного выявления новых особенностей.

При удвоении частоты в объёмных кристаллах как правило возникают неудобства в виде необходимости юстировки оптических элементов, а также в виде

потерь на них. Полностью волоконное исполнение лазера видимого диапазона может быть решением такой проблемы. Эффективное удвоение частоты волоконных лазерных источников внутри световодов уже было продемонстрировано в импульсном режиме работы лазера накачки [31,32,33]. Схема удвоения частоты непрерывного излучения была представлена только в работе [34] - исследовался лазер, генерирующий в жёлтом диапазоне спектра при удвоении частоты излучения висмутового лазера с узким спектром ~ 0.1 нм. Максимальная эффективность составляла $1.4 \cdot 10^{-2}$ %. Однако для ряда биомедицинских применений большой интерес представляют компактные и стабильные непрерывные источники сине-зелёного излучения, работающие как в многочастотном, так и одночастотном режимах. При этом вполне достаточно небольшого уровня мощности удвоенного излучения. Так зелёные волоконные лазеры с преобразованием частоты в нелинейных кристаллах, например [A1], успешно применялись в биомедицинских исследованиях, в частности, в проточной цитометрии [35]. Волоконные ВКР-лазеры также потенциально применимы для этой области исследований.

Стоит отметить, что к моменту начала исследований не существовало волоконных ВКР-источников с прямой многомодовой диодной накачкой, исследования по ГВГ случайных волоконных ВКР-лазеров и по сравнению с ГВГ традиционных ВКР-лазеров также не проводились. Кроме того, новая перспективная область исследований по полностью волоконному удвоению частоты в волокнах с периодически наведённой нелинейностью (ВПНКН) была мало изучена. Например, не было исследований по ГВГ непрерывного излучения зелёного диапазона.

Исходя из вышесказанного, целью данной работы является разработка непрерывных источников с длиной волны генерации менее 1 мкм на основе волоконных ВКР-лазеров. В частности, исследование возможности получения ВКР-генерации с прямой многомодовой накачкой лазерными диодами с длиной волны менее 1 мкм при точечном и случайно распределённом отражении в резонаторе, а также исследование особенностей генерации второй гармоники ВКР-лазеров со случайно распределённой обратной связью.

Для достижения этой цели необходимо было решить ряд задач:

1. Получение ВКР-генерации с прямой многомодовой диодной накачкой в резонаторе с градиентным волокном и локальными отражательными элементами, а также в резонаторе с градиентным волокном и случайно распределённой обратной связью на рэлеевском рассеянии в волокне.

2. Получение и исследование генерации второй гармоники (ГВГ) в видимом диапазоне спектра волоконного ВКР-лазера со случайно распределённой обратной связью в нелинейном оптическом кристалле.

3. Сравнение характеристик волоконного ВКР-лазера со случайно распределённой обратной связью и с двумя локальными отражательными элементами на основной и удвоенной частоте.

4. Исследование ГВГ волоконного лазера в волокне с периодически наведённой квадратичной нелинейностью (ВПНКН).

Основная часть диссертации имеет следующую структуру:

В начале диссертации приводится список используемых условных обозначений и сокращений.

Первая глава посвящена технике эксперимента в волоконной оптике. Рассматриваются основные волоконно-оптические компоненты, входящие в состав лазеров, и возможные источники излучения накачки. Приводятся наиболее распространённые схемы непрерывных волоконных лазеров как на основе активных волокон с легирующими добавками, так и на основе пассивных волокон. Описываются рабочие диапазоны длин волн волоконных лазеров разных типов и возможности расширения диапазонов за счёт нелинейного преобразования частоты, в частности ГВГ. Рассматриваются основные кристаллы для работы в видимой области, приводятся основные достижения по ГВГ непрерывных волоконных лазеров в видимом диапазоне.

Во второй главе речь идёт о волоконных ВКР-лазерах. Представлены волоконные ВКР-лазеры на основе пассивного волокна с накачкой в сердцевину. Затем рассматривается возможность использования прямой накачки многомодовым лазерным диодом в конфигурации с двумя отражательными элементами в резонаторе и со случайно распределённой обратной связью на

рэлеевском рассеянии. Проводится сравнение выходных характеристик лазеров с прямой многомодовой диодной накачкой с двумя типами резонаторов, выявляются особенности.

Третья глава посвящена генерации второй гармоники в видимом диапазоне спектра непрерывных волоконных лазеров. Удвоение частоты ВКР-лазеров рассматривается в качестве возможного расширения рабочей области длин волн. В диссертации приводятся наиболее распространённые нелинейные оптические кристаллы, используемые для преобразования излучения в видимый спектр посредством ГВГ. Далее демонстрируется удвоение частоты ВКР-лазеров с накачкой ИВЛ в двух конфигурациях: с двумя отражательными элементами в резонаторе и со случайно распределённой обратной связью на рэлеевском рассеянии в схеме с полуоткрытым резонатором с одним отражателем. При этом в полуоткрытом резонаторе рассматривается два типа отражателей: ВБР с узким спектром отражения и широкополосное кольцевое волоконное зеркало (волоконное зеркало Саньяка). Проводится сравнение удвоения частоты ВКР-лазеров в конфигурации с резонатором с двумя локальными отражательными элементами и в СРОС конфигурации полуоткрытого резонатора с ВБР и с зеркалом Саньяка.

Также в этой главе рассматривается удвоение частоты иттербиевого волоконного лазера в ВПНКН с дальнейшей возможностью использования подобных образцов для ГВГ волоконных ВКР-лазеров. Выявляются особенности полностью волоконной схемы удвоения частоты в ВПНКН. Для этого приведены также результаты исследований по ГВГ иттербиевого лазера в объёмном оптическом кристалле КТР. Автором приводятся результаты исследований по влиянию поляризационных свойств излучения на удвоение частоты в ВПНКН, рассматривается ГВГ многочастотного и одночастотного излучения, удвоение во внешнем кольцевом резонаторе. Делаются выводы о различных схемах получения видимого излучения посредством ГВГ. Говорится о перспективах развития ВКР-лазеров за счёт удвоения частоты.

Работа завершается заключением, в котором формулируются основные результаты и выражаются благодарности коллективу. В конце приводится список цитируемой литературы и список публикаций автора по теме диссертации.

Основные результаты данной работы опубликованы в 6 рецензируемых научных журналах [А1–А6], 5 из которых входят в список определенных высшей аттестационной комиссией (ВАК), и 12 материалах конференций и семинаров [А7–А17]. Материалы работ по теме диссертации были доложены на следующих конференциях: 15th International Conference on Laser Optics (25-29 июня 2012г. - Санкт-Петербург); Российский Семинар по Волоконным Лазерам (27-30 марта 2012г. - Новосибирск); Winter College on Optics: Trends in Laser Development and Multidisciplinary Applications to Science and Industry (4-15 февраля 2013г. - Триест, Италия); 22th International Laser Physics Workshop (15-19 июля 2013г. – Прага, Чехия); International Symposium “Modern Problems of Laser Physics” (25-31 августа 2013г. - Новосибирск); Всероссийская конференция по волоконной оптике (16-18 октября 2013г. – Пермь); Photonics West (1-6 February 2014г. – Сан-Франциско, США); Российский Семинар по Волоконным Лазерам (14-18 апреля 2014 - Новосибирск); Photonics West (7-12 February 2015г. – Сан-Франциско, США); Байконур 2015. Физика - космосу. (10-17 декабря 2015г. – Байконур, Казахстан); International Conference on Laser Optics (27 June -1 July 2016г. – Санкт-Петербург); Российский семинар по волоконным лазерам (5-9 Сентября 2016г. – Новосибирск). Результаты также докладывались на научных семинарах Института автоматизации и электротехники СО РАН, Новосибирск (5 декабря 2013 г., 29 января 2015г., 21 февраля 2017 г.).

Основные положения диссертации, выносимые на защиту:

1. Достигнутый уровень яркости в современных многомодовых лазерных диодах достаточен для создания волоконных непрерывных ВКР-лазеров в градиентных многомодовых волокнах с прямой накачкой многомодовыми диодами как в конфигурации резонатора с локальными отражательными элементами, так и в конфигурации со случайно распределённой обратной связью.

2. Эффект уменьшения расходимости излучения ВКР-лазера на основе многомодового градиентного волокна относительно расходимости излучения многомодовой диодной накачки проявляется сильнее в случае конфигурации ВКР-лазера со случайно распределённой обратной связью.
3. Увеличение порога высших стоксовых порядков генерации и возможность сужения спектра генерации волоконного ВКР-лазера со случайно распределённой обратной связью в сравнении с аналогичным лазером с локальными отражателями в резонаторе той же длины позволяет увеличить мощность генерации второй гармоники.
4. Для увеличения мощности генерации второй гармоники в полностью волоконной схеме образец волокна с периодически наведённой квадратичной нелинейностью (ВПНКН) может быть помещён во внешний волоконный резонатор.

ГЛАВА 1. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

1.1. Волоконно-оптические компоненты лазеров

Современные волоконно-оптические технологии позволяют создавать множество различных волоконных компонент, на основе которых в дальнейшем могут быть собраны лазерные системы. Для создания волоконного лазера, как и для простого твердотельного, необходима активная среда, отражательные элементы и источник накачки. Далее речь пойдёт о компонентах лазера в волоконном исполнении.

В качестве источников излучения накачки для волоконных лазеров как правило используются лазерные диоды и лазеры, излучение которых можно завести в волокно посредством линз. Однако при заведении излучения в волокно возникают потери. Для снижения потерь при заведении необходимо согласовать апертуры и фокусные расстояния линз. Также существуют технологии, использующие микролинзы и позволяющие реализовать источники накачки с волоконным выходом. Далее излучение может заводиться непосредственно через один из отражательных элементов на входе резонатора, либо через волоконный ответвитель, объединитель накачек или WDM (wavelength division multiplexer - спектрально-селективный ответвитель). При заведении излучения непосредственно в резонатор могут использоваться дополнительные волоконные фильтры, не допускающие попадания генерируемого излучения в источник накачки. Различные типы ответвителей (см., например, рис.3.) позволяют заводить в резонатор определённую долю излучения накачки, а также собирать кольцевые схемы лазеров (например, [36]).

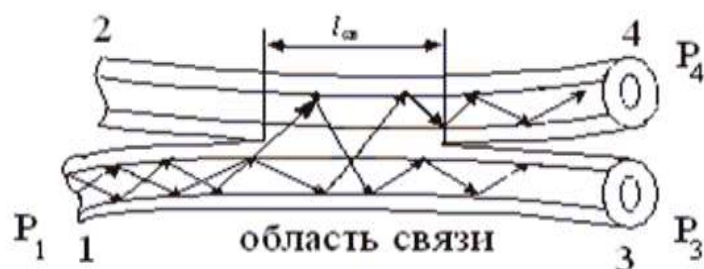


Рисунок 3. Оптический ответвитель на основе 2-х световодов. 1-2 – волоконные входы, 3-4 - волоконные выходы, P_1 - заводимая мощность, перераспределяется между выходами 3 и 4 в отношении, зависящем от длины $l_{св}$ области связи световодов.

Объединитель накачек применяется в случае использования нескольких источников. Он имеет несколько многомодовых волоконных входов и один волоконный выход для заведения излучения, а также может иметь один одномодовый вход («сигнальный»), который может быть использован для добавления отражательного элемента в резонатор. Такие объединители могут иметь различное количество портов, а также изготавливаться из различных волокон, что даёт возможность создания индивидуальной конфигурации.

Наиболее распространёнными отражателями в полностью волоконных схемах лазеров служат: ВБР, торец волокна со сколом под 90° , ответвитель, замкнутый в кольцо (или волоконный интерферометр/зеркало Саньяка). Для начала рассмотрим ВБР - такие фотоиндуцированные решётки показателя преломления создаются внутри сердцевины световода и являются селективными отражателями. Подробнее о методах и условиях записи можно посмотреть в [36,37,38]. В процессе изготовления выбираются условия для получения определённой длины волны и ширины полосы отражения решётки. Центральная длина волны отражения ВБР определяется формулой (условие Брэгга):

$$\lambda_{\text{ВБР}} = 2n_{\text{eff}}\Lambda \quad (1)$$

и зависит от периода записанной структуры показателя преломления Λ , а также эффективного показателя преломления n_{eff} основной моды световода. На рис.4 схематично изображена получаемая в сердцевине световода периодическая структура. Длина решётки обычно варьируется от 1 миллиметра до нескольких сантиметров. Коэффициент в максимуме отражения ВБР на резонансной длине волны λ_{FBG} зависит от длины структуры l и может быть выражена формулой [38]:

$$R(\lambda, l) = [\tanh(\Omega l)]^2,$$

где Ω – коэффициент связи (см. [38]). Коэффициент отражения ВБР тем больше, чем больше глубина модуляции показателя преломления внутри структуры, а также длина ВБР. Ширина спектра отражения зависит от числа штрихов решётки и величины наведённой модуляции Δn .

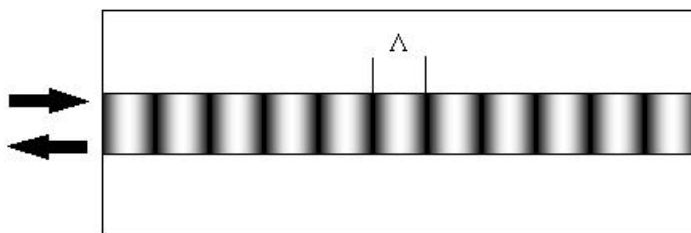


Рисунок 4. Схема ВБР [36]. Тёмные и светлые области в сердцевине волокна соответствуют участкам с разным показателем преломления.

В случае использования в качестве отражателя торца волокна с 90° -м сколом коэффициент отражения, близкий к френелевскому, составляет $\sim 4\%$. Такая величина оказывается достаточной для преодоления порога генерации в волоконных лазерах. Представленный отражатель будет широкополосным по спектральным характеристикам, в отличие от ВБР.

Зеркало Саньяка, собранное на основе волоконного ответвителя с двумя сваренными между собой выходными каналами, представляет собой кольцевое зеркало. Световые сигналы, распространяющиеся в противоположных направлениях, интерферируют в области связи волоконного ответвителя. В

результате появляется зависимость коэффициента пропускания волоконного кольцевого зеркала (T_{Sagnac}) от мощности проходящего излучения:

$$T_{Sagnac} = 1 - 2\rho(1 - \rho)\{1 + \cos[(1 - 2\rho)\kappa P_{in}L_{Sagnac}]\},$$

где L_{Sagnac} – длина волоконной петли, P_{in} – входная мощность излучения, ρ – отношение выходных сигналов разветвителя, κ – нелинейный параметр [36]. Из ответвителя 50/50% получается зеркало с почти 100% отражением из-за отсутствия фазового сдвига между интерферирующими волнами, поскольку происходит когерентное сложение излучений. Ширина спектра отражения волоконного зеркала Саньяка определяется спектральной зависимостью коэффициента ответвления и обычно составляет несколько десятков нанометров.

Активной средой волоконных лазеров выступают как активные (содержащие ионы редкоземельных элементов, совершающие переходы под воздействием излучения источника накачки), так и пассивные световоды. Кроме того, кварцевые световоды могут отличаться наличием добавок, длиной волны отсечки (то есть минимальной длиной волны, при которой волокно поддерживает только одну распространяемую поперечную моду), коэффициентом поглощения, формой и размерами поперечного сечения, зависимостью показателя преломления. В случае пассивных волоконных световодов генерация возникает за счёт эффектов вынужденного комбинационного рассеяния или вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Такие нелинейные эффекты связаны с возникновением колебаний в среде [39]. Основное различие состоит в том, что в рамановском рассеянии принимают участие оптические фононы, тогда как в ВРМБ – акустические. К тому же при ВРМБ рассеяние происходит преимущественно в обратном направлении, тогда как при ВКР – как в прямом, так и в обратном направлении. В рамках данной работы представляют интерес пассивные световоды с рамановским усилением в качестве активной среды лазера как альтернатива лазерам с активными световодами.

Генерируемое в резонаторе лазера излучение может отделяться от излучения проходящей непоглощённой накачки как после выхода излучения из волокна посредством зеркал, так и в волоконной части селективным волоконным ответвителем WDM с различным пропусканием портов по длинам волн, соответствующим излучению накачки и генерации.

Использование специальных волокон в резонаторе лазера даёт на выходе излучение с определёнными свойствами. Так использование волокон с сохранением поляризации [40], а также таких волокон совместно с поляризованным излучением накачки [41] делает возможным получение поляризованных источников. В частности в работе [40] для получения линейно-поляризованного излучения используется волокно с эллиптической сердцевиной и полыми отверстиями рядом с ней совместно с волокном с сохранением поляризации. Выбор других волокон - с градиентным профилем изменения показателя преломления, позволяет получать эффект «оптической чистки» излучения при ВКР-генерации, когда расходимость генерируемого излучения становится меньше, чем расходимость излучения накачки [42].

Возможность «наведения» поля внутри волокна открывает перспективы полностью волоконных схем преобразования частоты лазеров с использованием специальных волокон вместо оптических кристаллов, поскольку в обычных волокнах нелинейность второго порядка отсутствует [43]. В рамках проводимых в работе исследований были использованы градиентные световоды и СПНКН, подробнее о применении которых речь пойдёт в следующих главах.

1.2. Схемы непрерывных волоконных лазеров

1.2.1. Линейные и кольцевые схемы волоконных лазеров

В предыдущем разделе были описаны основные волоконные компоненты, входящие в состав волоконных лазеров. Можно отметить, что при современном развитии волоконно-оптических технологий практически любые компоненты

объёмной оптики имеют аналоги на основе световодов. Схема волоконного лазера чаще всего образована линейным резонатором (Фабри-Перо) либо кольцевым резонатором [36].

Для получения волоконного резонатора Фабри-Перо в простейшем случае достаточно иметь отрезок волокна с двумя прямыми торцами, образованными 90° -сколом волокна. Такой вид резонатора представлен на рис.5.

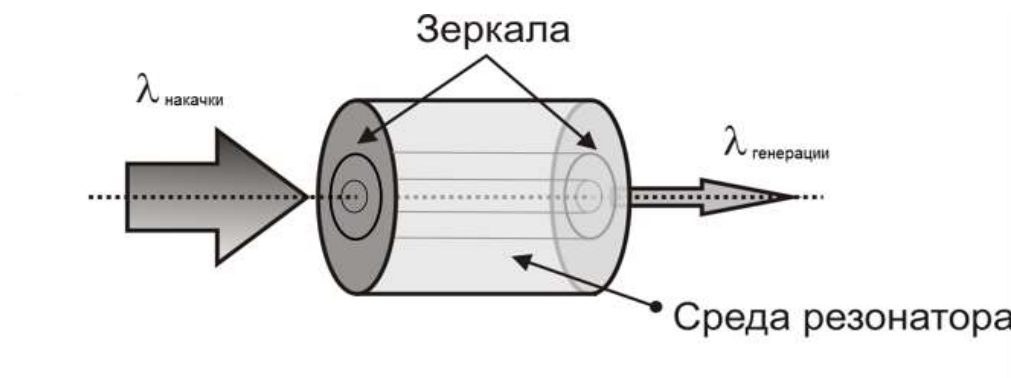


Рисунок 5. Пример волоконного резонатора Фабри-Перо на основе отрезка волокна с двумя прямыми (90°) торцами.

Ещё одна простейшая схема волоконного лазера, на примере активного иттербиевого волокна, приведена на рис.6 и содержит: источник излучения накачки – лазерный диод; активное волокно, легированное ионами иттербия (Yb^{3+}), и два отражательных элемента – две ВБР с одинаковой длиной волны отражения, либо ВБР и прямой торец волокна. Точками на рисунке обозначены места сварок волоконных элементов.

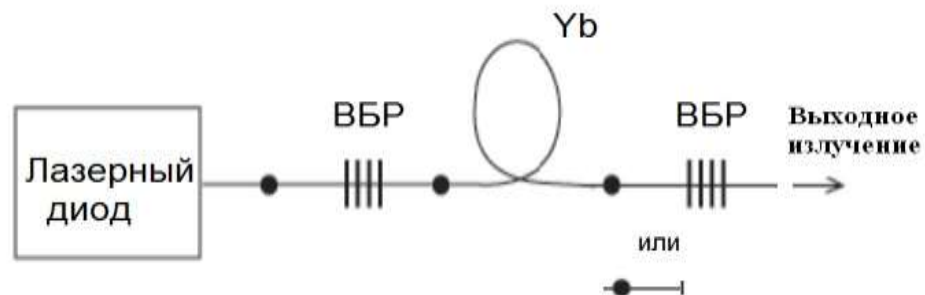


Рисунок 6. Схема иттербиевого лазера.

Основным различием, как упоминалось ранее, будет селективность выбранных отражательных элементов. Однако иногда удобно использовать кольцевые схемы волоконных лазеров. Кольцевой резонатор в простой конфигурации образован селективным по длине волны ответвителем, один из входных портов которого замкнут с выходным в кольцо посредством сварки (рис.7).



Рисунок 7. Кольцевой волоконный резонатор, образованный ответвителем [36].

В таком резонаторе свет будет распространяться в обоих направлениях, если не использовать оптический изолятор. В некоторых случаях кольцевой резонатор может быть использован для демонстрации нелинейных эффектов [44]. При добавлении в кольцо волоконного контроллера поляризации возможно обеспечить стабильность поляризации излучения даже с обычным волокном, поэтому применение кольцевого резонатора оправдано также при изучении поляризационно-зависимых процессов.

1.2.2. Волоконные лазеры на основе активных и пассивных волокон

Наиболее распространёнными непрерывными волоконными лазерами являются лазеры с активной средой, представляющей оптическое волокно с сердцевиной, легированной ионами редкоземельных элементов. Как правило, в качестве таких добавок выступают элементы Yb, Er, Nd и другие, имеющие характерные линии люминесценции, в соответствии с которыми и будет

получаться генерируемое излучение. При необходимости получения видимого излучения при удвоении удобнее всего использовать элемент Yb, обладающий сильным поглощением в интересующем нас диапазоне длин волн 915-980 нм. Активные волокна с Nd требуют излучения накачки 808 нм, то есть длина волны накачки сильно удалена от длины волны генерируемого излучения, вследствие чего такие волокна сильнее греются при работе, что означает менее эффективное преобразование. В случае Er-волоконных лазеров при продвижении в область менее 1 мкм значительно падает эффективность, например накачка в полосу поглощения в области 800 нм является малоэффективной из-за поглощения из возбуждённого состояния, поэтому как правило выбирают длину волны накачки 980 нм или 1480 нм. Таким образом Yb выбирается как оптимальный, к тому же иттербиевые лазеры являются наиболее распространёнными волоконными лазерами на активных волокнах с накачкой в оболочку [3]. Легирующий элемент добавляется в сердцевину волокна в процессе изготовления. При этом активные волокна имеют, как правило, двойную оболочку. Излучение накачки распространяется как по сердцевине, активируя переходы атомов редкоземельных элементов, так и по внутренней оболочке. Такая конструкция позволяет эффективно заводить излучение мощных диодов и других многомодовых источников в световод, несмотря на малый диаметр легированной сердцевины. При этом форма внутренней оболочки иттербиевых волокон чаще всего представляет собой многогранник, что препятствует появлению кольцевых мод. Генерируемое излучение распространяется только по сердцевине световода.

Длина волны генерации лазера будет определяться выбором длины волны излучения источника накачки, параметрами отрезка активного волокна (длина, диаметр сечения сердцевины и оболочки, концентрация легирующей добавки) и параметрами отражательных элементов. Линии поглощения иттербия, схемы накачки иттербиевых волоконных лазеров, а также их некоторые спектральные и мощностные характеристики представлены в работе [6].

Первый волоконный лазер был получен ещё в 1961 г., когда генерация обеспечивалась за счёт использования световода, легированного Nd^{3+} [45], однако

существующая технология давала сильное затухание излучения при прохождении волокна. Перестраиваемый непрерывный иттербиевый лазер с накачкой лазером на красителе был продемонстрирован в 1988 году и генерировал в диапазоне 1015-1140 нм при перестройке источника накачки [46]. Позже в схеме с накачкой в оболочку было получено до 500 мВт мощности на длине волны 1040 нм с эффективностью 80% [47]. Использование 4-х мощных лазерных диодов накачки на 915 нм, также в схеме накачки в оболочку, привело к повышению мощности генерируемого излучения до 110 Вт [48]. Более мощные источники представлены в более длинноволновой области в схемах с усилителями, например [49,50]. Повышение мощности иттербиевых лазеров и эффективная генерация, как уже отмечалось ранее, при приближении к 1000 нм затруднено отсутствием соответствующих переходов атомов и эффектом фотопотемнения волокна.

Альтернативой выступают волоконные лазеры на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния. Они являются источниками излучения практически на любой желаемой длине волны в соответствие со спектром комбинационного (рамановского) усиления среды g_r (см. рис.1).

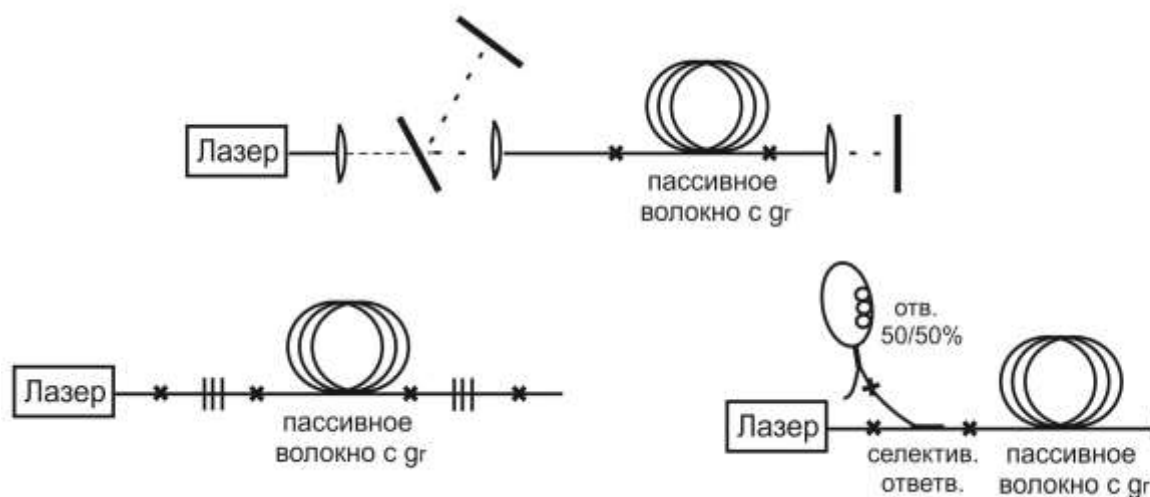


Рисунок 8. Схемы волоконных ВКР-лазеров с различными отражательными элементами: объёмными зеркалами, ВБР, кольцевым зеркалом и прямым торцом волокна.

Существует несколько конфигураций схем ВКР-лазеров, некоторые из них представлены на рис.8 различными отражательными элементами. В таких лазерах возможно получить излучение, смещённое по частоте относительно частоты излучения накачки. Разница между частотой распространяющегося излучения (ω) и частотой колебаний атомов среды (ω_i): $\omega_s = \omega - \omega_i$ - называется стоксовым сдвигом частоты. Стоксовы компоненты рассеяния могут распространяться как в прямом, так и в обратном направлении относительно излучения накачки. Частота генерации волоконного ВКР-лазера зависит, главным образом, от выбора источника накачки. Также возможно сместить частоту генерации с помощью легирующих добавок на этапе изготовления световода. С началом генерации на комбинационной частоте происходит перекачка энергии от излучения накачки, поэтому с ростом мощности проходящая накачка будет истощаться.

Даже в обычном телекоммуникационном волокне возможно получение генерации со стоксовым сдвигом частоты в соответствии с ВКР-усилением в нем. Для проявления эффекта вынужденного комбинационного рассеяния и преодоления порога генерации необходимы мощные источники излучения накачки. Порог генерации ВКР-лазера зависит от коэффициента ВКР-усиления в среде g_R [51] и конфигурации резонатора. Этот вопрос далее будет рассмотрен подробнее. В волоконном исполнении в качестве накачки обычно выступают классические мощные лазеры на активных световодах, легированных редкоземельными элементами (Er, Yb, Nd и прочие). Однако накачка может осуществляться и напрямую лазерным диодом или линейкой таких диодов. Примеры прямой диодной накачки лазеров описаны в [52].

Для увеличения коэффициента рамановского усиления в световоде могут использоваться различные добавки. Кроме того, они позволят сдвигать по частоте линию генерации лазера. Так при накачке мощными ИВЛ в германосиликатном волокне возможна однокаскадная генерация в диапазоне 1100-1220 нм, в фосфоросиликатном волокне в свою очередь реализуема генерация в области 1220-1350 нм [3]. Однако одномодовый световод ограничивает возможную

максимальную мощность генерации, поскольку невозможно завести мощное многомодовое излучение накачки, и для дальнейшего увеличения мощности необходимо уже использовать многомодовые световоды либо световоды с двойной оболочкой. Как уже говорилось во введении, в работах [19] и [20] было продемонстрировано до 10 Вт генерации на 1660 нм и до 100 Вт генерации на 1120 нм. В случае высокомошной генерации в [19,20] сердцевина и внутренняя оболочка световода - германосиликатные. ВКР-генерация в режиме субнаносекундных импульсов в диапазоне 1- 1.7 мкм была получена с пиковой мощностью излучения накачки 0.4 кВт при использовании одномодового волокна с малыми потерями, Nd:YAG лазера с модуляцией добротности в качестве накачки и линии задержки [16].

При работе с ВКР-лазерами на основе многомодового волокна появляется эффект «оптической чистки» излучения, который заключается в уменьшении расходимости за счёт изменения количества мод генерируемого излучения по сравнению с излучением накачки. Такой эффект, к примеру, был продемонстрирован в градиентном многомодовом световоде в работе [13], где параметр качества пучка M^2 уменьшился с величины 15 для излучения накачки до 1.66 для генерируемого излучения.

1.2.3. Волоконные непрерывные лазеры с локальными отражательными элементами и со случайно распределённой обратной связью

Зеркалами в волоконном ВКР-лазере могут выступать как объёмные оптические зеркала, так и любые волоконные отражательные элементы, описанные выше. Но существует ещё один способ создания обратной связи в лазере. Внутри волоконного световода происходит также прямое и обратное рассеяние на мелких неоднородностях или флуктуациях показателя преломления его сердцевины – механизм рэлеевского рассеяния. В результате, если в ВКР-лазере убрать отражательные элементы, можно получить волоконный лазер со случайно распределённой обратной связью на рэлеевском рассеянии [53]. При

этом с увеличением длины волокна, в котором происходит рассеяние, будет увеличиваться и обратная связь. Существует несколько вариантов схем таких случайных лазеров. Схемы делятся по направлению заведения излучения накачки и по симметрии. Так в схеме может присутствовать один отражательный элемент или полностью отсутствовать отражатели. Различают схемы СРОС-лазеров с прямой и обратной накачкой (заведение со стороны отражателя или с противоположной стороны), а также одноплечевую схему без отражательных элементов.

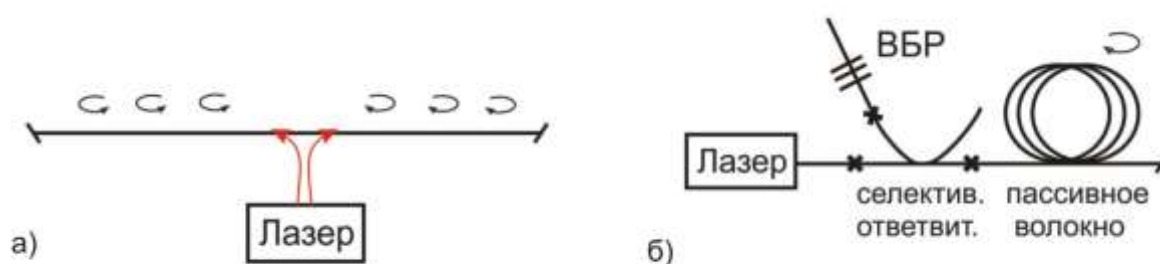


Рисунок 9. Схемы ВКР-лазера с распределённой обратной связью на рэлеевском рассеянии без отражателей (а) и с одним отражателем в виде ВБР (б).

На рис.9а показана схема открытого резонатора без отражательных элементов, на рис.9б – схема полуоткрытого резонатора с прямой накачкой и одним отражательным элементом. Различия мощностных характеристик генерируемого излучения в разных схемах представлено в работах [53,54].

Таким образом на данный момент известно достаточно много различных конфигураций волоконных ВКР-лазеров, каждая из которых применима для конкретных необходимых потребителю выходных параметров излучения. В последнее время волоконные ВКР-лазеры вызывают особый интерес благодаря возможности перестройки в широкой области длин волн [55], высокой эффективности и надёжности, что может быть востребовано в таких приложениях как сенсорные и коммуникационные системы, лазерная спектроскопия и системы тестирования.

1.3. Генерация второй гармоники непрерывных волоконных лазеров

1.3.1. Гибридные схемы

Существует ряд классических способов удвоения частоты излучения лазера в кристалле, среди них однопроходные и двухпроходные схемы (рис.10а,б), схемы с внутриврезонаторным удвоением частоты (рис.10в), схемы с ГВГ во внешнем резонаторе (рис.10г) [26]. В случае работы с волоконными лазерами схемы как правило являются «гибридными», поскольку содержат элементы как объёмной, так и волоконной оптики. Самой простой является однопроходная внутриврезонаторная схема ГВГ. Качественно улучшить ситуацию возможно, применив двухпроходную схему. Внутриврезонаторное удвоение даёт возможность повысить эффективность преобразования и увеличить мощность излучения на удвоенной частоте. Для лазеров с непрерывной накачкой это позволяет добиться значительного увеличения коэффициента преобразования во вторую гармонику. Другой способ повысить эффективность преобразования – применение внешнего резонатора с кристаллом для удвоения частоты. Однако в приведённых случаях как правило используется одночастотное основное излучение.

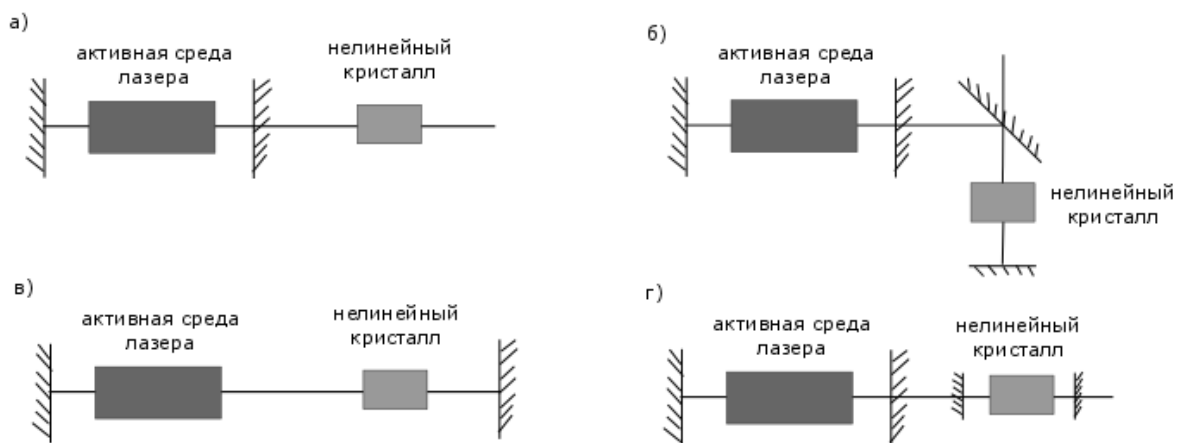


Рисунок 10. Классические схемы ГВГ: а) однопроходная, б) двухпроходная, в) внутриврезонаторная, г) ГВГ во внешнем резонаторе.

Для возможности эффективного удвоения многочастотного излучения недавно были предложены две новые схемы ГВГ. Первая из них – ГВГ «во внешнем резонаторе внутри резонатора» [56]. Представленная технология дополнительно даёт возможность перестройки длины волны излучения второй гармоники в широком диапазоне. Другая альтернативная схема удвоения частоты, отличающаяся от классической, – с внешним четырёхзеркальным резонатором [57,58]. В таком случае демонстрируется, что большая часть многочастотного лазерного излучения на основной частоте эффективно заводится во внешний резонатор. В [58] было получено более 21% эффективности преобразования на длине волны 540 нм.

Обычно для удвоения частоты лазеров применяют нелинейные кристаллы – оптически анизотропные среды с квадратичной нелинейностью. Среди кристаллов для видимой области генерации как правило используются: дигидрофосфат калия (KDP), титанил-фосфат калия (КТР), триборат лития (LBO), и кристаллы с регулярной доменной структурой (РДС): титанилфосфат калия (РПКТР), стехеометрический танталат лития (PPSLT) и ниобат лития (PPLN). Из приведённых выше кристаллов РДС-кристаллы являются более эффективными, но дорогостоящими, поэтому в ряде случаев удобнее применять обычные кристаллы, оптимизируя схемы лазеров. Для начала сравним обычные кристаллы: KDP, КТР и LBO. Так, например, кристалл КТР обладает большей нелинейностью, чем KDP и LBO. Пример сравнения кристаллов КТР и LBO между собой можно найти в работе [59], где проводился сравнительный анализ кристаллов при длине волны излучения 1064 нм, из которого видно, что при прочих равных условиях КТР кристалл даёт больше выходной мощности и более оптимален для некоторых приложений. Ещё большей нелинейностью обладает кристалл LN (LiNbO_3), однако его использование в устройствах с высокой мощностью оптического излучения ограничено эффектом оптического разрушения, возникающего вследствие фоторефракции под воздействием лазерного излучения, поэтому в мощных лазерах применим как правило LBO. Для

улучшения прочностных характеристик применяется специально выращенный LN со структурой, близкой стехиометрической. Другой возможностью увеличить порог разрушения ниобата лития является легирование его MgO [60].

Максимальная эффективность преобразования частоты в кристалле достигается в направлении, соответствующем выполнению условия фазового синхронизма (условие равенства нулю волновой расстройки $\Delta k_{\text{фс}}$):

$$\Delta k_{\text{фс}} = k_2 - 2k_1 = 0, \quad (2)$$

где $k_i = 2\pi n_i / \lambda_i$ - волновой вектор, n_i - показатель преломления, λ_i - длина волны i -й гармоники. Различают скалярный и векторный фазовый синхронизм, а также разновидности синхронизма в зависимости от поляризации взаимодействующих волн, что подробно описано в [26]. Сами кристаллы могут быть одноосными, либо двуосными, что также влияет на процесс ГВГ.

Работы по созданию волоконных лазеров с генерацией второй гармоники уже успешно проводились. Зависимость параметров лазера от геометрии кристалла КТР для длин волн 1080-1120 нм была исследована в [61,62]. Для ГВГ в видимом диапазоне спектра оптимальным вариантом является использование иттербиевого волоконного лазера в качестве источника излучения основной длины волны. При создании волоконного перестраиваемого лазера зелёного диапазона достигнута перестройка длины волны 540-560 нм с мощностью выходного излучения второй гармоники 0,2-0,4 Вт при 14 Вт накачки [62]. В этой работе применялось как однопроходное, так и внутриврезонаторное удвоение частоты. Были сделаны выводы о целесообразности предпочтения внутриврезонаторного способа удвоения, в связи с большим ростом эффективности преобразования (больше мощность второй гармоники на выходе). Отмечается, что с ростом мощности иттербиевого лазера эффективность ГВГ перестаёт расти, что связано с уширением спектра ИВЛ.

Для получения видимого излучения также используются РДС-кристаллы. РДС-кристаллы позволяют реализовать условия фазового синхронизма для ГВГ практически в любых не centrosимметричных средах за счёт компенсации сдвига обобщённой фазы при переходе от домена к домену. При этом возможно добиться большой эффективности преобразования. Таким образом РДС-кристаллы позволяют реализовать ГВГ в средах, где традиционный процесс ГВГ не реализуется [26]. В работе [63] получали генерацию на длине волны 532 нм в однопроходной схеме удвоения частоты при максимальной мощности накачки 10 Вт и длине волны основного излучения 1064 нм. В статье авторы приводят данные по трём таким кристаллам, сравнивая их характеристики: РРКТР, РРМgSLT и РРLН. Одним из критериев сравнения служит нормированная эффективность преобразования – отношение мощности второй гармоники ко второй степени мощности основного излучения. По данным экспериментов наблюдались различия зависимостей эффективности преобразования во вторую гармонику на малых и больших мощностях накачки. В частности, при мощности основного излучения менее 3 Вт наблюдается линейный рост эффективности преобразования, а в интервале от 3 Вт до 10 Вт происходит температурная дефазировка, приводящая к поглощению света в кристалле и уменьшению нормированной эффективности преобразования, определяемой как отношение мощности излучения второй гармоники к квадрату мощности основного излучения P_2/P_1^2 . В другой работе [64] использовался каскад из двух периодически ориентированных кристаллов (РРLН) в однопроходной схеме. Полученная мощность излучения на длине волны 780 нм достигала 900 мВт. Исследователями упоминается, что аналогично может быть продемонстрировано удвоение на длине волны 1178 нм (соответственно 589 нм видимого диапазона). В работе [65] представлена сложная высококомнатная схема одночастотного лазера с внешним кольцевым резонатором. Полученный результат – 4.1 Вт на 545.5 нм от 8.3 Вт накачки.

Существующая потребность в лазерном излучении широкого диапазона видимой области спектра делает перспективным создание волоконного лазера с перестройкой и удвоением частоты. Волоконные ВКР-лазеры благодаря своим характеристикам хорошо подходят в качестве источников основного излучения в таких схемах благодаря возможности плавной перестройки частоты в широком диапазоне, что необходимо, к примеру, для селективных воздействий. К тому же появившаяся возможность создания образцов с наведённой нелинейностью открывает перспективы полностью волоконных схем лазеров видимого диапазона [32].

1.3.2. Технология изготовления ВПНКН

Оптическая схема для удвоения частоты излучения волоконного лазера в кристалле обладает рядом недостатков. Например, необходимы оптические элементы со специальными просветляющими покрытиями для выбранного диапазона длин волн. Кроме того, объёмная оптическая часть требует периодических юстировок элементов для сохранения настройки по углу синхронизма и оптимальной фокусировки в кристалл. Перечисленных недостатков при ГВГ можно избежать, если использовать полностью волоконную схему, основанную на волокне с периодически наведённой квадратичной нелинейностью.

Работы по созданию нелинейных волокон для преобразования частоты во вторую гармонику распространяющегося по ним излучения проводились в последние годы в разных группах. Известно, что квадратичная нелинейность $\chi^{(2)}$ в кварцевом волокне изначально отсутствует, но может быть создана специальными методами, а условие фазового квазисинхронизма, необходимое для эффективной ГВГ, может быть выполнено при создании периодической модуляции $\chi^{(2)}(z)$ вдоль волокна. В [66] подробно описаны два метода наведения периодической нелинейности в волокне, один из которых – термический полинг, применялся при создании образцов для наших экспериментов. Методика сводится к

использованию специально изготовленных германосиликатных волокон с двумя полыми продольными отверстиями в оболочке, в которые могут заводиться металлические электроды. Характерные размеры продольных отверстий для электродов составляют $\sim 45\text{-}55$ мкм, диаметр сердцевины волокна $\sim 2\text{-}6$ мкм, а диаметр оболочки $\sim 125\text{-}165$ мкм.

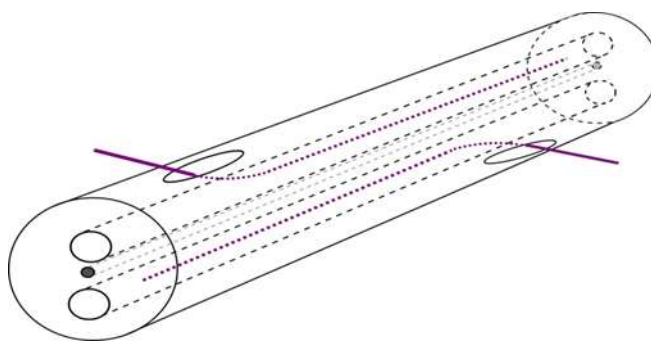


Рисунок 11. Волокно с полыми отверстиями и металлическими электродами в них для создания образца с периодической нелинейной структурой.

Схема волокна приведена на рис.11. На электроды подается напряжение в $\sim 8\text{-}9$ кВ. Подача напряжения осуществляется одновременно с нагревом образца в печи до температуры порядка 220° , что способствует увеличению подвижности зарядов в материале. После охлаждения образца и снятия внешнего поля в световоде фиксируется распределение зарядов, создающее в области сердцевины сильное электрическое поле. Это поле нарушает изотропию стекла и приводит к тому, что волокно можно рассматривать как среду, обладающую квадратичной нелинейной восприимчивостью $\chi^{(2)}$ в соответствии с выражением $\chi^{(2)} = 3\chi^{(3)}E_{DC}$, где $\chi^{(3)}$ - нелинейная восприимчивость 3-го порядка [37]. Учитывая свойства кварцевого стекла: $\chi^{(3)} = 2 \cdot 10^{-22} \text{ м}^2/\text{В}^2$, поле электрического пробоя $E_b \approx 10^9 \text{ В/м}$, - верхний предел для значения нелинейной восприимчивости 2-го порядка в кварцевом стекле оценивается как $\chi_{max}^{(2)} \approx 0.6 \text{ пм/В}$.

Наведённое вблизи сердцевины поле стирается точечным воздействием ультрафиолетовым излучением через боковую поверхность волокна [31] с

образованием периодической структуры с равными пространственными промежутками вдоль длины волокна. Таким образом, получается образец ВПНКН, в котором чередуются участки с «записанным» направлением поля и без него (+/0). Условие фазового квазисинхронизма, необходимое для эффективной ГВГ, выполняется благодаря периодической модуляции $\chi^{(2)}(z)$ вдоль длины волокна [66]. При этом период пространственной модуляции $\chi^{(2)}$ определяет длину волны основного излучения, которая эффективно преобразуется во вторую гармонику. Несмотря на то, что величина квадратичной нелинейности ($\chi^{(2)}_{\max} \approx 0.6$ пм/В [66]), наведённой в кварцевом стекле, на 1 – 2 порядка меньше по сравнению с кристаллами ($\chi^{(2)} \approx 60$ пм/В для LiNbO₃, $\chi^{(2)} \approx 27$ пм/В для β -BaB₂O₄ и KTiOPO₄ [67]), внутриволоконное удвоение частоты является перспективным направлением благодаря возможности увеличения длины взаимодействия и интегрирования нелинейной структуры в волоконную схему [31,32,68].

Период нелинейной структуры определяет длину волны накачки, при которой эффективность ГВГ максимальна, а длина нелинейной структуры задает спектральную ширину квазисинхронизма. Как и в обычном периодическом кристалле, в таком волокне для ГВГ должны выполняться условия квазисинхронизма для заданной длины волны, что означает равенство нулю обобщённой волновой расстройки Δk :

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 - K_m = 0, \quad (3)$$

где $K_m = 2\pi m/\Lambda$ – волновой вектор среды с квадратичной нелинейностью и периодом квазисинхронизма Λ , m – порядок квазисинхронизма, определяющий тип взаимодействия, равный целому нечётному числу [69]. В отсутствие синхронизма зависимость интенсивности второй гармоники I_2 от длины кристалла l будет меняться по гармоническому закону. Для того, чтобы величина интенсивности возрастала после достижения максимальной амплитуды синусоиды, необходимо в этой точке изменить направления поля среды, что будет

соответствовать началу следующего домена с другим направлением поля, где поле второй гармоники E_2 определяется выражением [69]:

$$E_2 = \frac{i\Gamma d_{eff}}{\Delta k_{\phi c}} \sum_{j=1}^N g_j (e^{-i\Delta k_{\phi c} z_j} - e^{-i\Delta k_{\phi c} z_{j-1}}), \quad (4)$$

в котором j – номер домена, N – число доменов, g_j – коэффициент, равный 1,0 или -1 и определяющий направление поля в домене, d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент, z – длина (z_i – координата границы j -го домена), $\Gamma = i\omega E_1^2 / n_2 c$, E_1 – поле основного излучения, ω – частота основного излучения, c – скорость света.

Период квазисинхронизма Λ соответствует участку среды от начала одного домена до начала следующего домена с таким же знаком. Стоит отметить, что в обычном РДС-кристалле поле меняет направление на противоположное (+\−) при переходе от домена к домену, а в случае волокна с наведённой нелинейностью чередуются участки с записанным полем одного направления и без него (+\0). Таким образом внутри ВПНКН поле второй гармоники возрастает в каждом нечётном домене и имеет постоянную величину в чётных доменах. Порядок квазисинхронизма m выбирают равным единице, тогда достигается максимальная эффективность ГВГ (рис.12а кривая **1**). При других значениях m эффективность ГВГ значительно падает [26]. Так на рис.12б приведён пример изменения интенсивности второй гармоники для случая $m=3$ (штрих-пунктирная линия). Как видно из рис.12а,б при $m=3$ интенсивность растёт значительно медленнее, чем при $m=1$. Графики 1,3 построены для одной среды ($\Delta k_{\phi c} = const$) с учётом выполнения условия квазисинхронизма (3), однако из-за различия величины m для кривых 1 и 3 различается период Λ , обуславливающий более медленный рост I_2 при $m=3$. Для наглядного различия в росте интенсивности приведена также кривая **2** (рис.12а,б штриховая линия), соответствующая оптически однородной среде, где не выполняется условие квазисинхронизма.

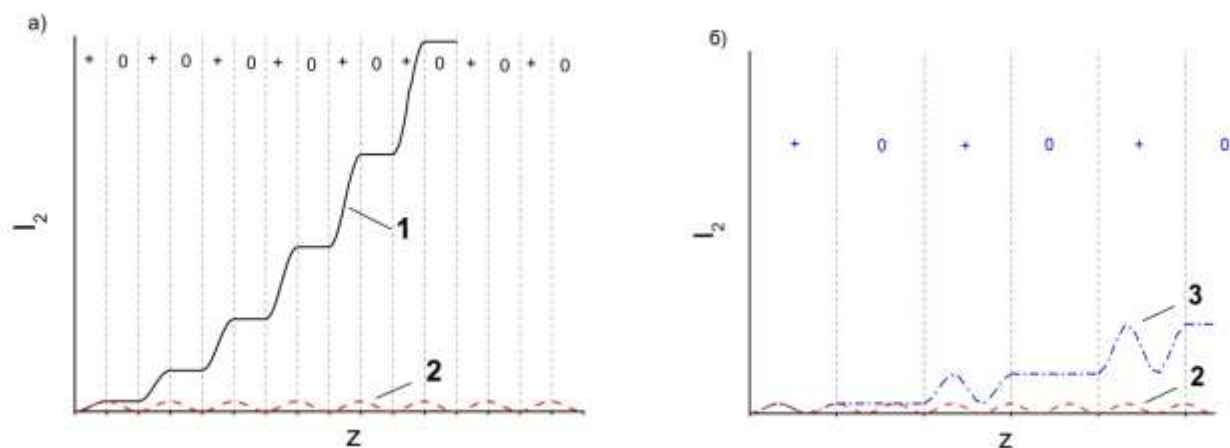


Рисунок 12. Пример изменения интенсивности второй гармоники внутри ВПНКН:
 а) $m=1$ (сплошная линия - **1**); б) $m=3$ (штрих-пунктирная линия - **3**); а),б) при
 отсутствии квазисинхронизма (штриховая линия – **2**) в однородной среде.

Для наших экспериментов было изготовлено два образца ВПНКН с квазисинхронизмом первого порядка для ГВГ основного излучения с длиной волны вблизи 1030 нм. Подробнее характеристики образцов будут рассмотрены в третьей главе.

Выводы к главе 1

Существует множество схем непрерывных волоконных лазеров, работающих в ИК диапазоне спектра. Однако при приближении к коротковолновой границе ИК области возникают затруднения, ограничивающие генерацию. Так в лазерах на основе волокон с двойной оболочкой, легированных иттербием, начинает проявляться эффект фотопотемнения волокна. Заменой в этой области могут быть волоконные лазеры на вынужденном комбинационном рассеянии. При прямой накачке лазерными диодами схема волоконных ВКР-лазеров упрощается и есть возможность эффективной генерации излучения с длиной волны в области менее 1 мкм. Однако в случае стандартных одномодовых диодов достигается лишь небольшое значение входной мощности, недостаточное

для преодоления порога генерации. Появление мощных коммерчески доступных многомодовых лазерных диодов с волоконным выходом, с длиной волны излучения вблизи 800, 915, 930 и 975 нм в совокупности с применением градиентного волокна с большим диаметром сердцевины (>60 мкм) для заведения излучения напрямую открывает перспективы для новых исследований в этой области.

Ещё одним способом эффективного продвижения от ИК к видимому диапазону спектра является ГВГ волоконных лазеров. Для этой цели обычно используются объёмные оптические кристаллы. Так получаются гибридные схемы волоконных лазеров, содержащие как волоконные, так и объёмные оптические компоненты. Переход к полностью волоконным схемам за счёт технологии внутриволоконного удвоения частоты открывает новый класс источников видимого диапазона. Компактность, стабильность, волоконный выход для излучения делает такие источники перспективными для различных областей исследований и технологий.

ГЛАВА 2. ВОЛОКОННЫЕ ВКР-ЛАЗЕРЫ [A2, A3, A4]

2.1. ВКР-лазеры с накачкой иттербиевыми волоконными лазерами

Волоконные ВКР-лазеры требуют мощных и ярких источников накачки для эффективной генерации излучения. Стоит отметить, что принципиальными отличиями таких лазеров на основе пассивного волокна от волоконных лазеров с легирующими добавками являются малый квантовый дефект, малое время отклика в среде, низкий уровень фонового спонтанного излучения и отсутствие эффекта фотопотемнения, который особенно заметен при продвижении к коротковолновой границе ИК области для иттербиевых лазеров. Генерация волоконного ВКР-лазера вблизи 1 мкм реализуется обычно при использовании иттербиевого волоконного лазера с выходной мощностью ~ 3 Вт в качестве источника накачки с длиной волны ~ 1.06 мкм. Возможно достижение высокой эффективности непрерывной ВКР-генерации. Так, например, 150 Вт мощности на 1120 нм было получено в работе [18] с эффективностью преобразования 85%. В диапазоне короче 1 мкм работа ВКР-лазеров затруднена отсутствием мощных одномодовых лазерных источников накачки для этой области.

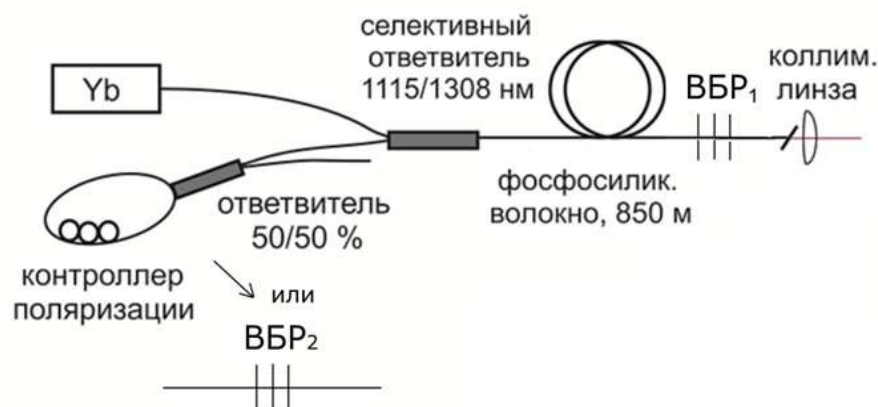


Рисунок 13. Волоконный ВКР-лазер с накачкой иттербиевым лазером.

Для начала рассмотрим вариант накачки непрерывным ИВЛ, о преимуществах которого говорилось в Главе 1. На рис.13 представлены две возможные конфигурации ВКР-лазера с накачкой ИВЛ. Лазер образован отрезком фосфосиликатного волокна длиной 850 м. С одной стороны резонатора зеркало (полосой ~ 100 нм) сформировано ответвителем 50/50% с контроллером поляризации (КП) в замкнутом контуре – зеркало Саньяка, с другой - выходной ВБР₁ с коэффициентом отражения $\sim 14\%$ при спектральной ширине решётки ~ 0.2 нм. В другом случае на месте кольцевого зеркала используется ВБР₂ с центральной длиной волны отражения 1308 нм и шириной спектра отражения ~ 0.15 нм и коэффициентом отражения $\sim 80\%$ в максимуме. В качестве источника излучения накачки взят иттербиевый лазер с длиной волны генерации 1115 нм и максимальной мощностью ~ 12 Вт. Излучение заводится в фосфосиликатное волокно посредством спектрально селективного ответвителя WDM 1115/1308 нм. На выход лазера посредством оптической сварки добавлен FC/APC разъём (8°), соединённый с коллимирующей линзой (F240APC-C, Thorlabs), фокусное расстояние которой 8.13 мм. Такой разъём был добавлен с целью дальнейшей модификации с минимальными изменениями стандартного ВКР-лазера в лазер со случайно распределённой обратной связью без выходного отражателя. Для этого необходимо лишь убрать ВБР₁, оставив лишь косой скол волокна (FC/APC волоконный разъём с косым торцом), не отражающий излучение назад в сердцевину. Такая конфигурация известна как полуоткрытый резонатор [53]. Распределённая обратная связь в нём реализуется за счёт рэлеевского рассеяния на неоднородностях показателя преломления в сердцевине фосфосиликатного волокна. Похожая схема случайного ВКР-лазера была продемонстрирована в [70] для эффективной генерации на 1308 нм, которая возможна благодаря большому частотному сдвигу при ВКР в фосфосиликатном волокне (около 1330 см⁻¹) [71].

Следует отметить, что случайный лазер с полуоткрытым резонатором чувствителен к коэффициенту отражения зеркала при работе с коротким световодом [72]. Позже в работе [73] в схеме с РМ световодом длиной 1 км была

продемонстрирована слабая чувствительность лазера к коэффициенту отражения зеркала. В нашем случае было проведено сравнение двух конфигураций случайного ВКР-лазера: с широкополосным отражателем в виде кольцевого зеркала и с узкополосным отражателем в виде ВБР. Для начала были изучены выходные мощностные характеристики лазеров (рис.13).

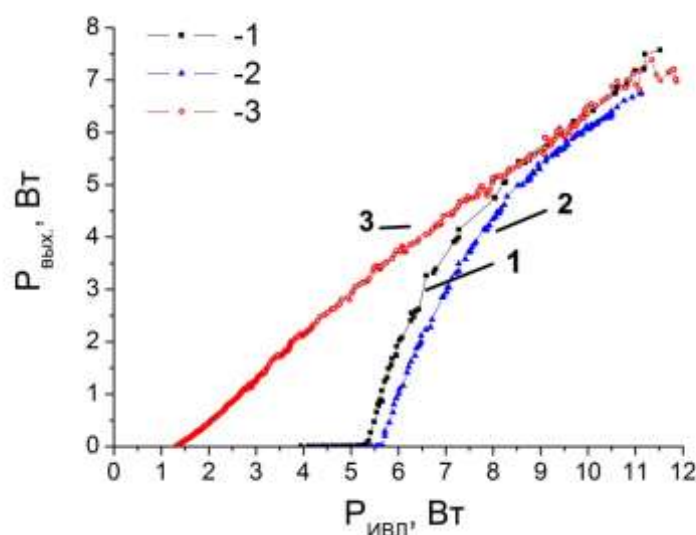


Рисунок 14. Выходные мощности: (1) - СРОС ВКР-лазер с зеркалом Саньяка, (2) – СРОС ВКР-лазер с ВБР₂, (3) - ВКР-лазер с резонатором с двумя отражательными элементами (зеркалом Саньяка и выходная ВБР₁).

Порог генерации нашего лазера со стандартным резонатором достигается при мощности ИВЛ порядка 1.2 Вт (рис.14 - кружки), далее мощность линейно растёт с ростом мощности излучения накачки. При мощности накачки более 11 Вт мощность генерации насыщается, что связано с появлением второй стоксовой компоненты в спектре генерации ВКР-лазера.

Далее из схемы был убран выходной отражатель ВБР₁ для формирования полуоткрытого резонатора с одним отражателем и СРОС. На рис.14 представлены также зависимости выходной мощности СРОС ВКР-лазеров с ВБР (треугольники) и с широкополосным отражателем (квадраты) от мощности иттербиевого лазера накачки. Как видно из приведённых графиков, порог генерации немного выше для лазера с ВБР, т.е. с узкополосным отражателем. Случайные лазеры имеют

быстрый рост мощности над порогом до уровня ~ 8 Вт накачки. Мощности приведённых ВКР-лазеров на линейном участке от ~ 8 Вт накачки имеют близкие значения и одинаковый наклон зависимости.

Пример спектров генерации лазеров приведён на рис.15 при одинаковой мощности накачки ИВЛ равной 7 Вт, мощности самих ВКР-лазеров при этом немного отличаются (рис.14). Чёрной линией представлен СРОС ВКР-лазер с кольцевым зеркалом (1), синей – СРОС ВКР-лазер с узкой ВБР (2), красной - спектр ВКР-лазера с двухзеркальным резонатором (3).

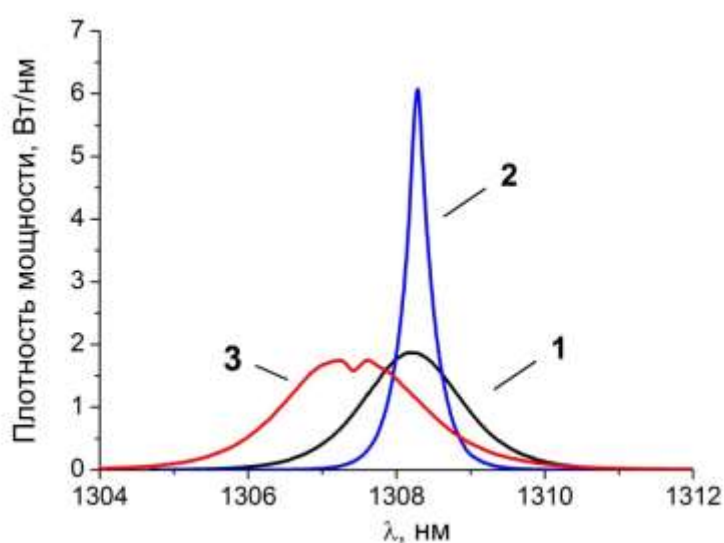


Рисунок 15. Выходные спектры: (1) - СРОС ВКР-лазер с зеркалом Саньяка, (2) – СРОС ВКР-лазер с плотной ВБР₂, (3) - ВКР-лазер с двумя отражательными элементами (зеркало Саньяка и выходная ВБР₁) - при 7 Вт мощности иттербиевого лазера.

По измеренным спектрам и их ширинам можно оценить, что ВБР в качестве спектрально-селективного элемента действительно помогает значительно сузить спектр генерации СРОС ВКР-лазера, однако при больших мощностях ширины случайных лазеров с разными отражателями выравниваются (рис.16). Тем не менее спектры случайных лазеров в диапазоне $\sim 5-8$ Вт имеют значительно меньшую ширину, чем традиционного ВКР-лазера.

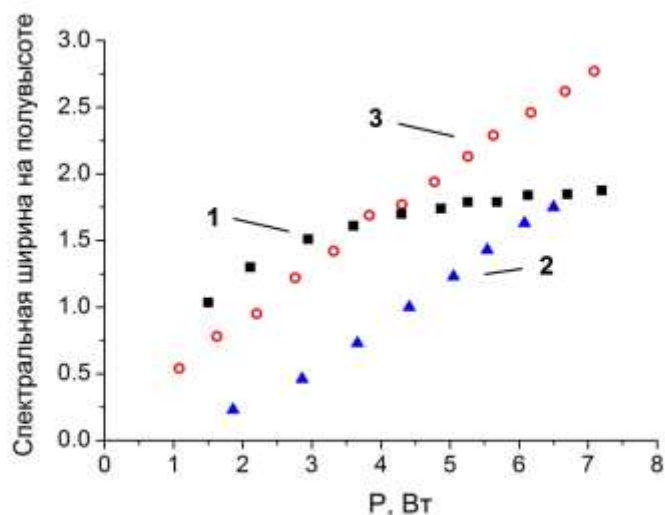


Рисунок 16. Спектральная ширина на полувысоте для трёх ВКР-лазеров в зависимости от мощности генерации, где (1) - СРОС ВКР-лазер с зеркалом Саньяка, (2) – СРОС ВКР-лазер с плотной ВБР₂, (3) - ВКР-лазер с двумя отражательными элементами (зеркало Саньяка и выходная ВБР₁).

Ширина спектра излучения СРОС ВКР-лазера в полусимметричной схеме с широкополосным отражателем хорошо описывается нелинейной волновой кинетической теорией [74]. Однако теория не применима для случая с узкой ВБР в полукрытом резонаторе, поскольку происходит дополнительная частотная фильтрация излучения при каждом случайном проходе резонатора. В схеме СРОС ВКР-лазера с брэгговской решёткой спектр генерации в диапазоне мощностей ~ 1.8 ... 6 Вт значительно уже, чем для двух других рассматриваемых лазерных конфигураций. Спектральная плотность для такого лазера при относительно больших мощностях (~5Вт) значительно возрастает, поэтому возможно в дальнейшем оптимизировать спектр за счёт внутррезонаторной фильтрации.

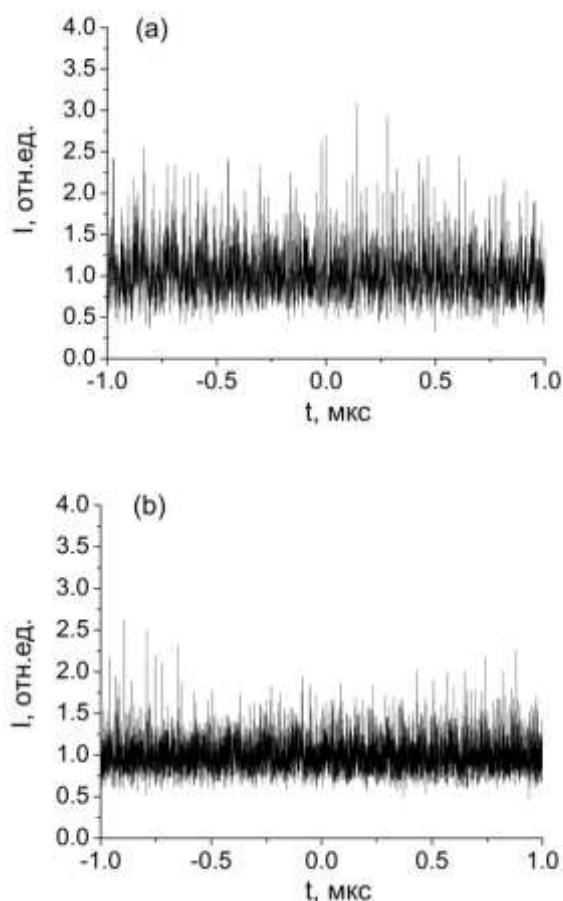


Рисунок 17. Временная динамика СРОС ВКР-лазера с узким отражателем при мощностях генерации 3 Вт (а) и 6.9 Вт (б).

На рис.17 представлена временная динамика СРОС ВКР-лазера в конфигурации с узкой ВБР при выходных мощностях лазера 3 Вт и 6.9 Вт соответственно. На малых мощностях видны периодические пульсации интенсивности (рис.17а), которые с ростом мощности становятся более стохастическими (рис.17б).

Таким образом, спектр СРОС лазера квазинепрерывный, то есть состоит из набора случайных частот со случайными фазами. Флуктуации интенсивности не наблюдаются на частоте межмодовых биений. Средний период повторения наблюдаемых пульсаций при малой мощности составляет 140 нс и примерно соответствует периоду межмодовых биений ИВЛ накачки. Относительный шум интенсивности излучения лазера накачки переносится в излучение стоксовой

генерации СРОС ВКР-лазера, также как в случае стандартного волоконного ВКР-лазера, рассмотренном в работе [75].

Для изучения модовой структуры излучения лазера были измерены радиочастотные спектры при разной мощности стоксовой генерации (рис.18) анализатором сигналов “Agilent Technologies” N9010A АТО-90345 с измерительной головкой фотодетектора с рабочей полосой 1 ГГц.

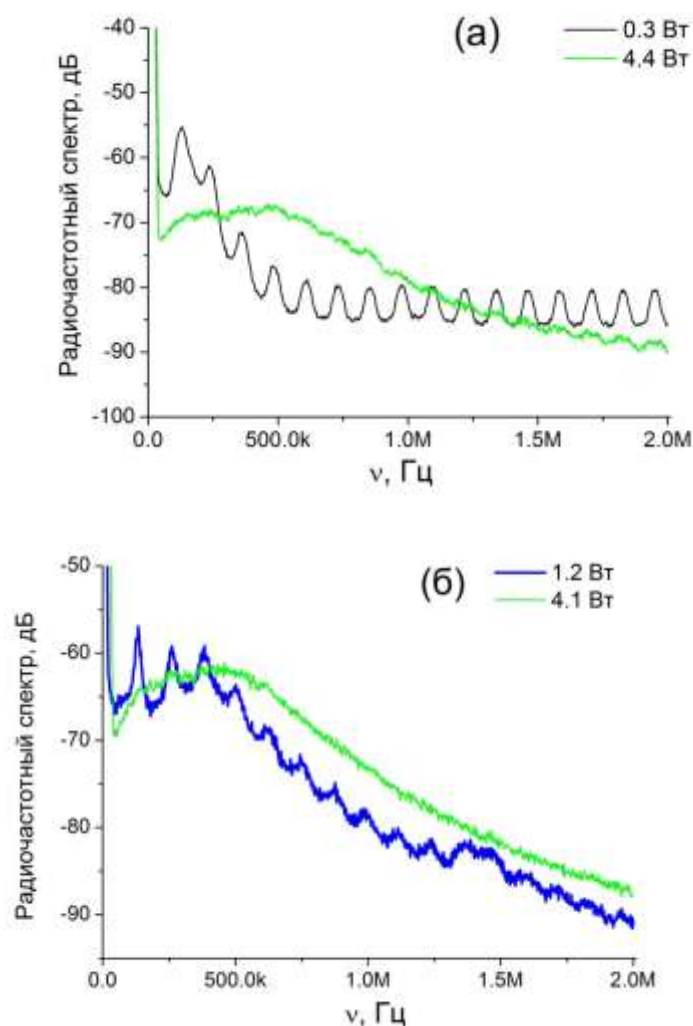


Рисунок. 18. Радиочастотный спектр ВКР-лазера (а) и СРОС ВКР-лазера с кольцевым зеркалом (б) при двух мощностях накачки.

При малом уровне мощности накачки (0.3 Вт) для излучения ВКР-лазера с традиционным резонатором наблюдается высококонтрастная модовая структура с малой амплитудой. По мере увеличения мощности амплитуда пиков значительно

снижается. В случае СРОС ВКР-лазера с кольцевым зеркалом в широком диапазоне мощностей модовая структура отсутствует. Однако при малой мощности (≤ 1.2 Вт) есть небольшие пики, которые, как видно из рис.18б, уже вблизи ~ 4 Вт мощности полностью исчезают. Биения на малых мощностях генерации могут быть связаны с биениями иттербиевого лазера накачки, а уменьшение амплитуды пиков при увеличении мощности - с нелинейными эффектами в резонаторе [76].

2.2. ВКР-лазер с прямой многомодовой диодной накачкой и локальными отражателями

Для среды с ВКР-усилением, в качестве которой выступают световоды с двойной оболочкой, либо многомодовые световоды, необходимы мощные волоконные источники излучения накачки. В качестве многомодовой накачки можно попробовать использовать многомодовые лазерные диоды, уже применяющиеся для накачки традиционных иттербиевых лазеров [21]. Однако для ВКР-генерации такие диоды должны обладать достаточной яркостью. Существующие коммерчески доступные многомодовые лазерные диоды с длиной волны вблизи 930 и 980 нм обеспечивают до 75 Вт мощности накачки в ММ волокне с диаметром сердцевины 105 мкм и числовой апертурой $NA=0.15$, что может быть достаточным для возбуждения ВКР-генерации напрямую.

До настоящей работы в качестве многомодовой накачки использовались как правило лазеры, в том числе волоконные [13,20], многомодовой диодной накачки напрямую не применялось. При создании ВКР-лазера на основе многомодового градиентного (GRIN) волокна наблюдается эффект «оптической чистки» излучения, который заключается в уменьшении расходимости генерируемого излучения по сравнению с излучением накачки [77]. Проявление эффекта уменьшения расходимости генерируемого излучения становится возможным за счёт того, что при рассеянии многомодового излучения для разных мод

коэффициент ВКР-усиления различен и эффективнее процесс будет проходить для мод с низким номером индекса. Подробнее объяснение эффекта можно посмотреть в статье [78].

В данной работе для получения источника с генерацией в области менее 1 мкм была выбрана схема с прямой многомодовой накачкой и градиентным многомодовым волокном с ВКР-усилением. Был взят лазерный диод JENOPTIK Laser GmbH (JOLD-75-FC-11) с мощностью более 75 Вт и длиной волны 935-940 нм (в зависимости от температуры) с волоконным выходом с диаметром сердцевины волокна 105 мкм (рис.19). Температура диода управляется с термоконтроллера посредством элемента Пельтье. Для заведения излучения в градиентное волокно (MM Corning 62.5/125 CPC7 GRIN fiber) с диаметром сердцевины 62.5 мкм используется система линз (L_1 и L_2), позволяющая заводить ~60%. Таким образом обеспечивается ~45 Вт мощности накачки. Отражателями в резонаторе выступают ВБР ($R \sim 90\%$) со стороны заведения накачки и прямой скол волокна на выходе (~4%). Выходное излучение коллимируется линзой L_3 и разделяется на накачку и генерацию дихроичным зеркалом Z_2 .

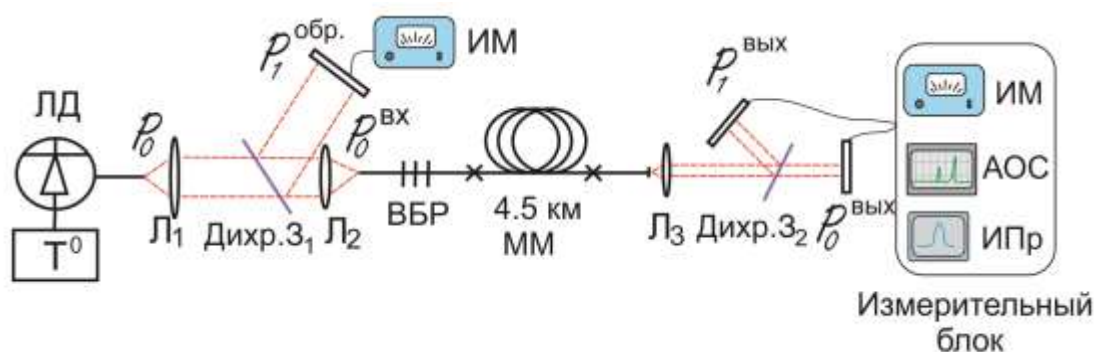


Рисунок 19. Схема ВКР-лазера с прямой многомодовой диодной накачкой.

Длина волокна в резонаторе выбиралась на основании расчётного порога генерации по балансной модели [51]. Формула порога:

$$P_{th} = \frac{2\alpha_s L - \ln(R_1 R_2)}{2g_r L_{eff}}, \quad (5)$$

где L_{eff} – эффективная длина поглощения излучения накачки:

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p}. \quad (6)$$

В нашем случае $\alpha_s=1.7$ дБ/км, $\alpha_p=2$ дБ/км – коэффициенты затухания сигнальной волны и волны накачки соответственно, $g_r=0.23$ дБ/(км·Вт) – коэффициент ВКР-усиления в среде, который был измерен методом, представленным в [14]. При заданных коэффициентах отражения $R_1 \approx 0.9$ и $R_2 \approx 0.04$ и эффективной длине $L_{eff} \sim 1.9$ км порог генерации должен составить порядка 33 Вт.

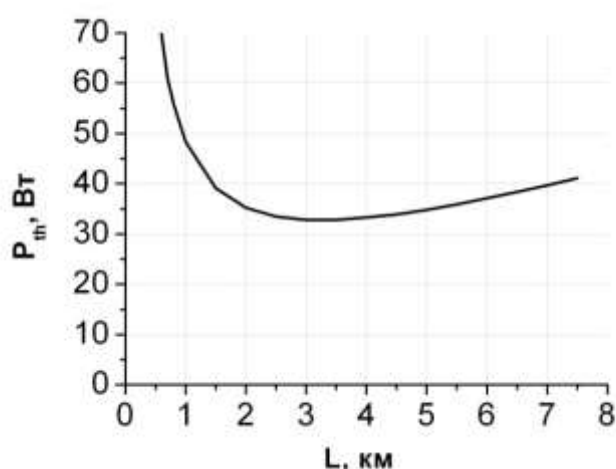


Рисунок 20. Расчётная зависимость порога генерации от длины волокна в резонаторе с отражателями $R_1=90\%$ и $R_2=4\%$.

Изменение порога генерации в зависимости от длины представлено на рис.19, где видно, что минимальный порог с выбранными коэффициентами отражения реализуется при длинах волокна от 2 до 4.5 км. Исходя из этого для экспериментов была выбрана длина 4.5 км с возможностью её дальнейшего уменьшения.

В ходе эксперимента порог генерации наблюдался при мощности накачки ~ 35 Вт на длине волны 980 нм (рис.21), что близко к оценочному значению порога. После порогового значения мощность проходящей накачки начинает падать, мощность стоксовой компоненты рассеяния растёт до определённого

значения, затем перестаёт меняться с одновременным прекращением спада накачки. Изменение поведения мощностей связано с появлением 2-й стоксовой компоненты рассеяния при мощности накачки ~ 45 Вт. Наблюдаемое изменение мощности характерно для каскадных ВКР-лазеров [79,80].

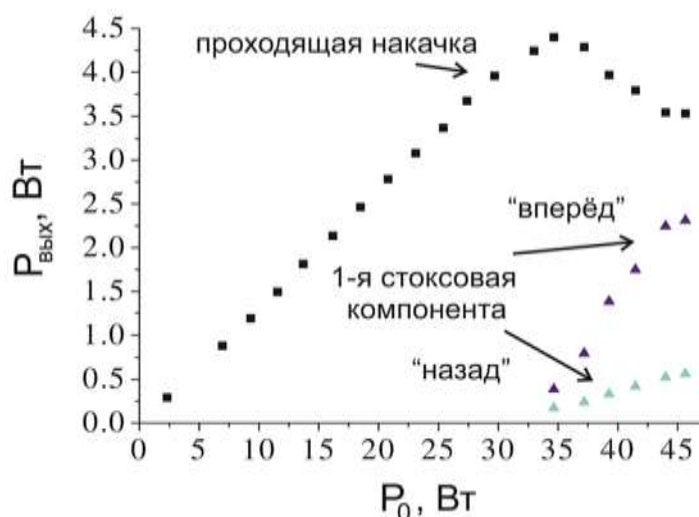


Рисунок 21. Изменение мощности проходящей накачки и генерируемого излучения, распространяющегося в прямом и обратном направлении.

Далее рассмотрим спектры генерации ВКР-лазера с прямой диодной накачкой, представленные на рис.22 для трёх значений мощности накачки. На вставке рисунка приведены отдельно спектры только первой стоксовой компоненты генерации при разных мощностях, прописанные с лучшим разрешением. Как видно, пик генерации разделён на несколько максимумов. Сложная форма пика объяснима многомодовым составом излучения, когда различные моды по-разному отражаются от ВБР резонатора [81]. На спектрах также видна непоглотившаяся проходящая накачка на длине волны 938 нм.

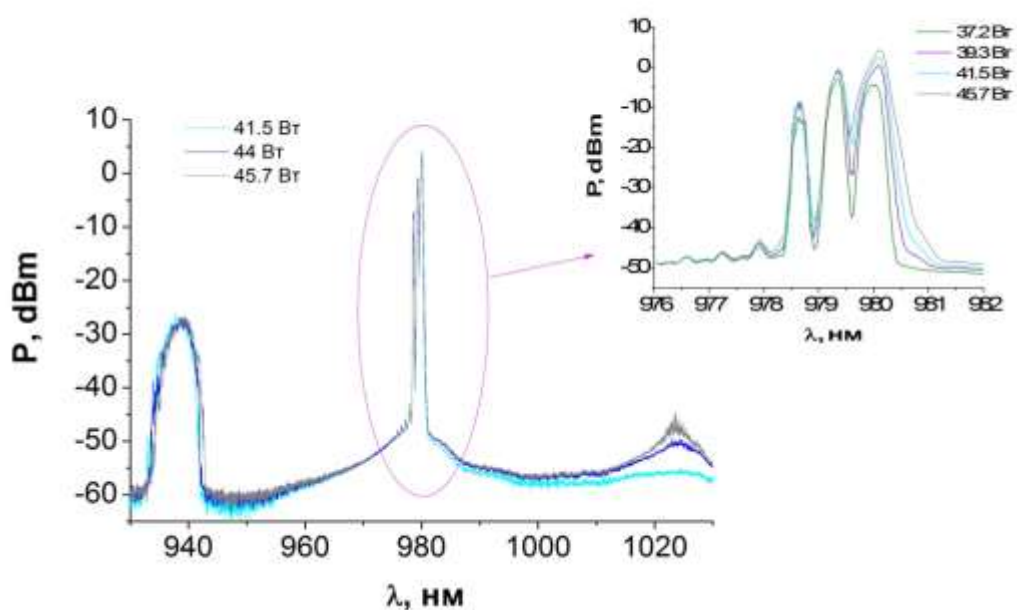


Рисунок 22. Выходные спектры излучения ВКР-лазера при 3-х мощностях накачки; спектры генерации 1-й стоксовой компоненты (вставка).

Дифференциальная эффективность ВКР-генерации в прямом направлении не превышает 25% как и традиционных ВКР-лазерах с накачкой волоконными лазерами [82]. При максимальной мощности накачки 45.7 Вт мощность первой стоксовой компоненты в прямом направлении составляет ~ 2.3 Вт. Стоит отметить, что порядка 0.6 Вт мощности стоксовой генерации при максимальной мощности накачки наблюдается в направлении, противоположном направлению накачки. Таким образом общая максимальная мощность генерации составляет в нашем случае 2.9 Вт. Суммарная дифференциальная эффективность в прямом и обратном направлении рассеяния составила в нашем случае $\sim 30\%$.

Как упоминалось выше, в градиентном световоде проявляется эффект «оптической чистки» излучения. Для его наблюдения измерялся профиль коллимированного выходного пучка в дальней зоне с помощью измерителя профиля пучка Coherent Beam Master BM-7 (рис.23). В результате эксперимента зарегистрировано уменьшение расходимости пучка примерно в 3 раза по сравнению с расходимостью проходящей накачки.

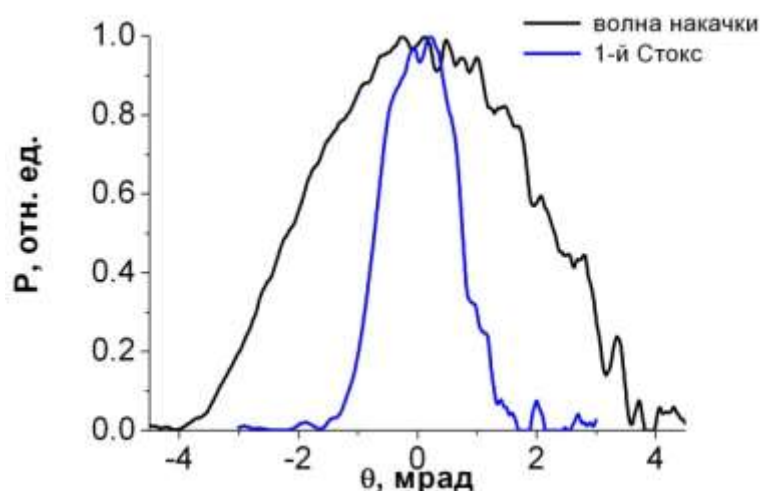


Рисунок 23. Профили интенсивности излучения проходящей накачки и 1-й стоксовой компоненты рассеяния (чёрная и синяя линия соответственно).

В данной работе представлена первая экспериментальная демонстрация непрерывного ВКР-лазера на основе градиентного волокна с прямой многомодовой диодной накачкой на 938 нм. Резонатор образован высокоотражающей ВБР и выходным торцом волокна с 90° -сколом. Максимальная полученная мощность стоксовой волны ~ 3 Вт ограничена появлением второй стоксовой компоненты на длине волны 1025 нм. Дальнейшее увеличение эффективности генерации возможно при оптимизации длины резонатора, спектрального профиля отражения ВБР и заведённой мощности накачки. Оптимизированная схема была продемонстрирована позднее в [83] с генерацией излучения на 954 нм. Следует отметить, что впервые генерация ВКР-лазера в градиентном световоде при прямой накачке многомодовым диодом была независимо продемонстрирована нами и в работе [84], где исследования были проведены в более длинноволновой области. Авторами выбраны многомодовые диоды накачки на 975 нм, излучение которых заводится GRIN-волокно длиной 3 км. Ещё одним принципиальным отличием с нашей работой было отсутствие в схеме ВБР, отражение осуществлялось от прямых торцов волокна и плотного объёмного зеркала. Представленная схема - двухпроходная для излучения

накачки, в отличие от нашего эксперимента. В такой схеме получено до ~ 4 Вт мощности генерируемого излучения.

2.3. ВКР-лазер с прямой многомодовой диодной накачкой и случайно распределённой обратной связью

Основные преимущества ВКР-лазеров со случайной обратной связью на рэлеевском рассеянии были представлены в разделе 1.2.3 Главы 1. Напомним, что мощностные характеристики таких лазеров, как правило, сравнимы с характеристиками стандартных волоконных ВКР-лазеров. Выходной пучок имеет Гауссов профиль распределения интенсивности.

В данном разделе речь пойдёт о случайном волоконном лазере, который был получен на основе схемы рис.19 за счёт изменений отражательных элементов. Во-первых, выходной прямой торец волокна изменён на косой, что препятствует обратному рассеянию Френеля – то есть механизм локальной обратной связи с одной из сторон резонатора отсутствует. Во-вторых, ВБР в резонаторе со стороны источника накачки заменена на объёмное зеркало. Измеренные мощности проходящего излучения накачки (треугольники) и рассеянного в прямом направлении стоксова излучения (кружки) представлены на рис.24. В новой конфигурации немного вырос порог генерации лазера – до величины 42 Вт.

Максимальная мощность на длине волны 980 нм с доступной накачкой составила величину $P_1^{\text{Вых}} \sim 0.3$ Вт (кривая i на рис.24). С появлением ВКР мощность проходящей накачки перестаёт расти, оставаясь на уровне ~ 5 Вт. Если в схему (рис.18) после зеркала ДЗ₂ на выходе добавить широкополосное зеркало, возвращающее излучение проходящей накачки обратно в резонатор, мощность генерируемого излучения увеличится до 0.5 Вт (кривая ii на рис.24).

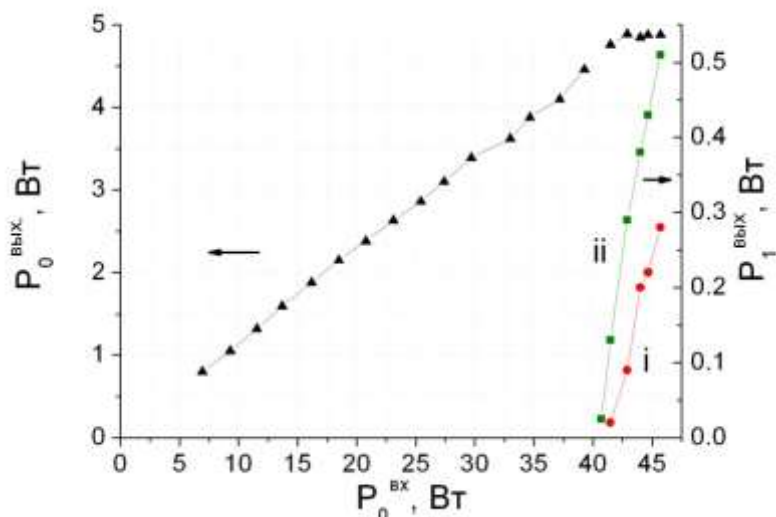


Рисунок 24. Зависимости мощности проходящей накачки $P_0^{\text{ВЫХ}}$ и ВКР-генерации $P_1^{\text{ВЫХ}}$ от входной мощности накачки $P_0^{\text{ВХ}}$ в однопроходной (i) и двухпроходной (ii) по накачке схеме.

В СРОС-конфигурации ВКР-лазера с прямой диодной накачкой и градиентным волокном также наблюдается эффект уменьшения расходимости генерируемого излучения, по сравнению с накачкой. При этом разница расходимости проявляется ещё сильнее благодаря распределённой обратной связи, по сравнению с рассмотренным в разделе 2.2. ВКР-лазером с локальными отражателями, и составляет 4.5 раза. Большее проявление эффекта связано с меньшей добротностью резонатора в связи с отсутствием локального отражения. Профиль пучка СРОС ВКР-лазера становится близким к гауссову распределению (рис.25) и хорошо аппроксимируется гауссовой функцией (красная линия на рисунке).

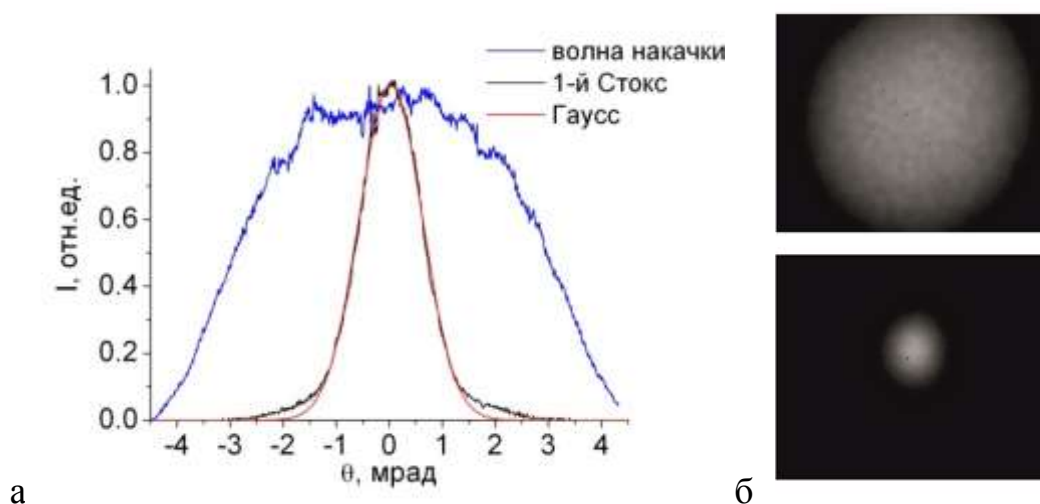


Рисунок 25. Профиль интенсивности излучения (а) и фотоснимки пучков проходящей накачки (верхний) и генерируемого излучения (нижний) (б).

Профиль интенсивности сколлимированного выходного излучения в дальнем поле представлен на рис.25а, измерения проводились при помощи ПЗС-матрицы. Рис.25б демонстрирует снимки пучка ССD-камерой. Верхнее фото соответствует проходящей накачке при надпороговой мощности, нижнее – лазерному излучению при большей мощности. Снимки были сделаны при одинаковом расстоянии от выхода лазера до ПЗС-матрицы. Изображения пучков подтверждают эффект уменьшения расходимости излучения в нашем лазере.

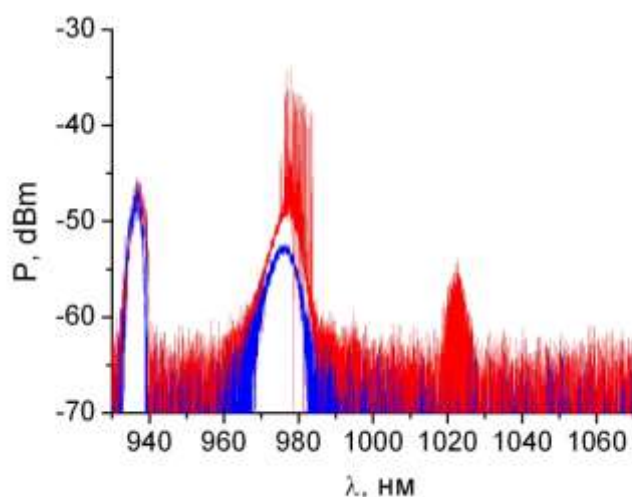
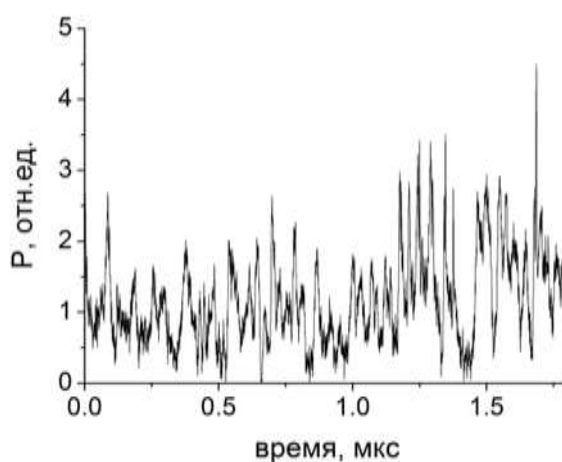


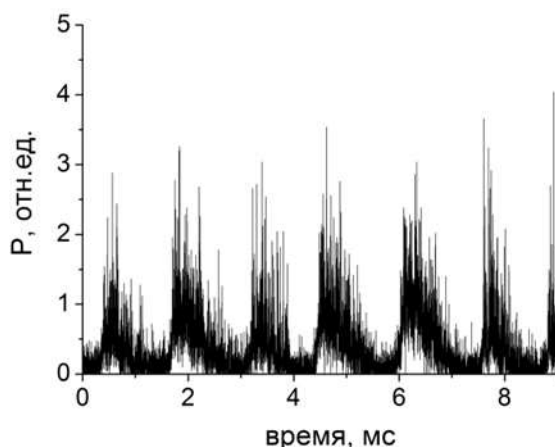
Рисунок. 26. Выходные спектры, демонстрирующие переход от усиленного спонтанного излучения вблизи 980 нм (синяя линия) к генерации СРОС ВКР-лазера (красная линия).

На рис.26 представлены спектры генерации лазера, зарегистрированные на АОС, при мощности накачки 41 Вт и 44 Вт (синяя и красная линии соответственно). В обоих случаях видна проходящая накачки на длине волны 938 нм. При мощности 41 Вт (до порога) заметно возрастает уровень усиленного спонтанного излучения вблизи 980 нм с последующим выходом в генерацию на большей мощности. Принимая во внимание высокое качество генерируемого излучения первой стоксовой компоненты излучения, можно ожидать низкого порога второй стоксовой компоненты генерации. Так вблизи 1025 нм наблюдается заметный уровень усиленного спонтанного излучения уже при мощности накачки 44 Вт (красная линия). Ограничение по максимальной мощности имеющегося источника излучения накачки не позволило провести измерения с большими мощностями.

При исследовании характеристик случайного ВКР-лазера с прямой диодной накачкой были изучены также его временные характеристики в различных масштабах: нано-, микро- и миллисекундном. Временная динамика в нано- и микросекундной шкале имеет стохастический характер, пример с микросекундным диапазоном приведён на рисунке 27а. В то же время в миллисекундном диапазоне наблюдаются регулярные пульсации (рис.27б).



а



б

Рисунок 27. Временная динамика излучения СРОС ВКР-лазера с прямой многомодовой диодной накачкой, измеренная с микросекундным (а) и миллисекундным (б) временным разрешением.

С ростом мощности над порогом количество импульсов растёт, при этом период модуляции уменьшается. Таким образом, представленный случайный ВКР-лазер похож на одномодовый, излучение которого над порогом имеет квазинепрерывный характер [23]. В нашем случае довольно большая величина порога генерации не позволяет значительно превысить мощность над ним.

Выводы к главе 2

ВКР-лазеры с накачкой волоконными лазерами в различных конфигурациях являются эффективными источниками излучения ближней ИК области, позволяя не только получать новые длины волн генерации, но и осуществлять перестройку длины волны в широком диапазоне спектра. Однако ограничение длины волны генерации с коротковолновой части спектра лазеров с активными волокнами (содержащими редкоземельные элементы) в резонаторе не даёт возможности получить коротковолновый ВКР-источник. Переход к источникам многомодовой диодной накачки с длинами волн менее 1 мкм позволяет получить генерацию ВКР-лазеров с меньшими длинами волн. Получен новый класс волоконных ВКР-

лазеров с прямой многомодовой диодной накачкой с излучением высокого качества.

В главе 2 представлены результаты первой экспериментальной демонстрации непрерывного ВКР-лазера с длиной волны 980 нм на основе градиентного волокна с прямой диодной накачкой длиной волны 938 нм с резонатором, образованным высокоотражающей ВБР и френелевским отражением от прямого торца волокна. Также впервые получена аналогичная схема в СРОС-конфигурации при замене прямого торца волокна на косой. Более того, возможно получать более коротковолновую генерацию при использовании лазерных диодов с меньшей длиной волны, например 805 нм. Высокое качество выходного излучения таких лазеров открывает путь к эффективной ГВГ излучения в видимом диапазоне. Продемонстрированные схемы дают новые возможности в развитии простых лазерных источников широкого диапазона длин волн от ближнего ИК до видимого как для научных, так и для практических применений.

ГЛАВА 3. ГВГ НЕПРЕРЫВНЫХ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ В ВИДИМОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА [A1, A4, A5, A6]

3.1. ГВГ ВКР-лазеров с локальными отражателями и со случайно распределённой обратной связью

3.1.1. ГВГ ВКР-лазера с локальными отражателями в резонаторе

Как уже упоминалось в Главе 2, длина волны генерации ВКР-лазера определяется длиной волны источника накачки, спектром ВКР-усиления среды и длиной волны спектрального фильтра при его наличии в схеме. В случае кварцевых волокон ширина спектра усиления может достигать порядка десяти ТГц, что позволяет получать ВКР-лазеры с непрерывной перестройкой длины волны в широком диапазоне [25,55]. Увеличение спектрального рабочего диапазона таких лазеров в коротковолновую область от 1 мкм возможно за счёт процесса нелинейного преобразования частоты, в частности, удвоения частоты.

В нашем случае для проведения экспериментов по ГВГ был выбран полностью волоконный ВКР-лазер, представленный в главе 2 (см. рис.13). Удвоение частоты ВКР-лазера осуществляется в однопроходной схеме (рис.28) в периодически ориентированном кристалле LiNbO_3 , легированном MgO , (MgO:PPLN) с длиной доменной структуры 8 мм и периодом ~ 12.7 мкм. Кристалл помещён в термостат для оптимизации и поддержания температуры синхронизма. Ширина синхронизма кристалла в нашем случае составляет 0.6 нм. Излучение лазера отделяется от излучения накачки посредством зеркала Z_1 и фокусируется в кристалл линзой L_1 (LA1560, Thorlabs) с фокусным расстоянием 25 мм. Радиус перетяжки сфокусированного пучка в кристалле в нашем случае составляет ~ 18.5 мкм. На выходе из кристалла излучение коллимируется линзой L_2 (LA1289, Thorlabs) с фокусным расстоянием 30 мм и разделяется селективным зеркалом Z_2

на основное излучение и вторую гармонику. Оптические поверхности линз $L_{1,2}$ и самого кристалла имеют просветляющее покрытие для излучения на основной и удвоенной частоте. Представленная схема позволяет измерять мощность излучения на основной и удвоенной частоте одновременно. Измерения проводились во всём доступном диапазоне мощностей генерации ВКР-лазера. Также в экспериментах измерялись спектры основного и удвоенного излучения с помощью анализатора спектров.

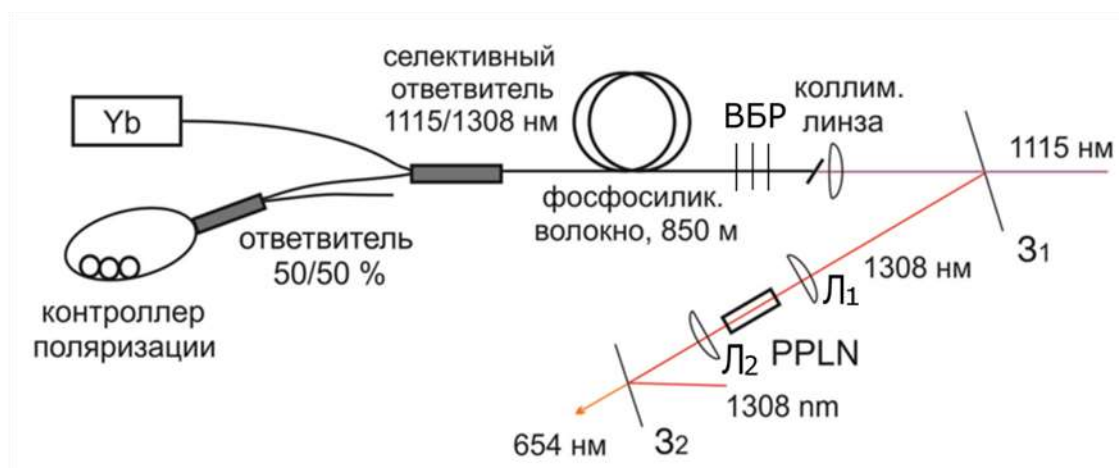


Рисунок 28. Схема ГВГ ВКР-лазера с двумя отражателями в резонаторе.

Измеренный спектр генерации ВКР-лазера на основной частоте при 7 Вт лазера накачки был представлен в разделе 2.1. на рис.15 красной линией. Форма спектра имеет симметричный вид с небольшим провалом в центре на длине волны отражения выходной ВБР. Ширина спектра генерации (FWHM) ВКР-лазера растёт с ростом мощности накачки линейным образом и превышает ширину синхронизма кристалла практически во всём доступном рабочем диапазоне мощностей, что показано на рис.29 точками. Штрих-пунктирной линией показана ширина квазисинхронизма кристалла. Только одна точка на графике, лежащая вблизи границы, попадает в область меньше ширины квазисинхронизма кристалла PPLN.

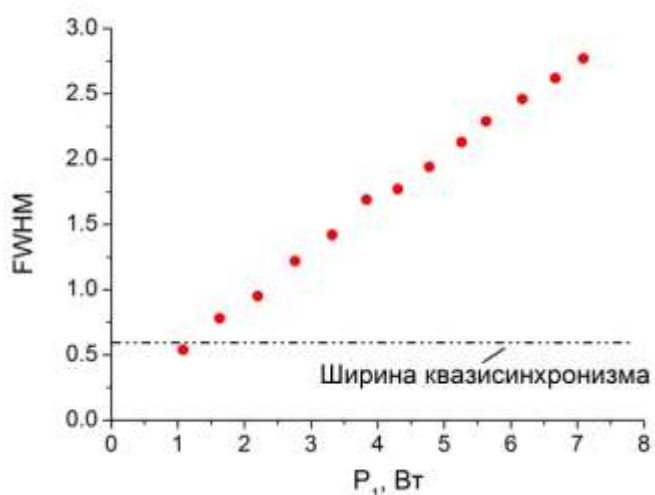


Рисунок 29. Ширина на полувысоте выходного спектра генерации ВКР-лазера.

С увеличением мощности основного излучения мощность излучения второй гармоники растёт линейно во всём доступном нам диапазоне мощностей, за исключением крайней точки (рис.30) при ~ 7 Вт основного излучения. Таким образом, максимально достигнутая мощность второй гармоники составила величину ~ 80 мВт. Дальнейшее увеличение мощности второй гармоники ограничено появлением в спектре основного излучения более высоких компонент ВКР [71].

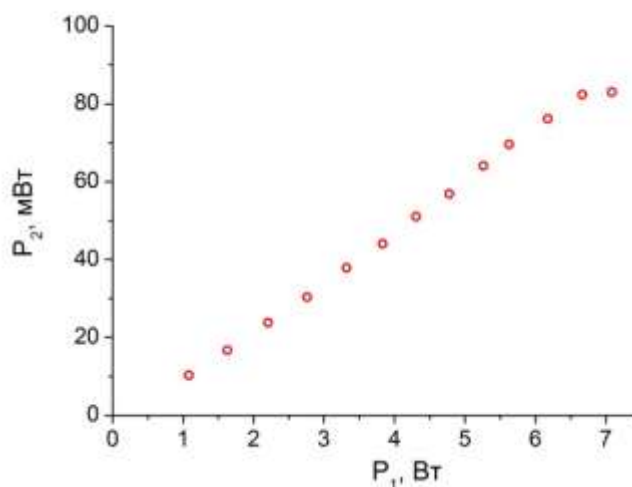


Рисунок 30. Мощность второй гармоники ВКР-лазера.

Полученный спектр излучения на удвоенной частоте довольно узкий, равен 0.3 нм (см. пример спектра на рис.31). Форма спектра второй гармоники симметричная, за исключением небольшого пьедестала вблизи нулевого уровня, имеющего уширение с длинноволновой стороны. Ширина спектра второй гармоники остаётся неизменной во всём представленном диапазоне мощностей, в отличие от ширины спектра основного излучения (рис.16).

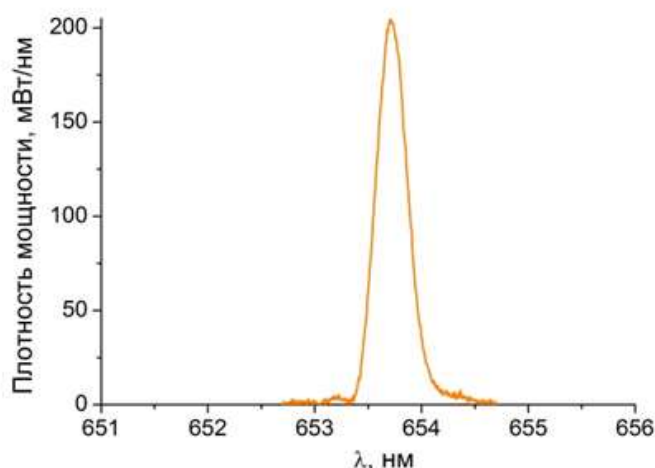


Рисунок 31. Спектр второй гармоники при ~6 Вт мощности излучения ВКР-лазера.

На ширину спектра второй гармоники влияет главным образом ширина синхронизма нелинейного кристалла. Если ширина спектра основного излучения меньше ширины синхронизма кристалла, то с уширением спектра на основной частоте спектр второй гармоники будет также уширяться. Однако при ширине спектра генерации лазера, превышающей ширину синхронизма кристалла, его уширение не будет влиять на изменение ширины спектра второй гармоники [30].

3.1.2. ГВГ ВКР-лазера со случайно распределённой обратной связью

В этом разделе изучается процесс генерации второй гармоники в кристалле PPLN ВКР-лазера со случайно распределённой обратной связью на рэлеевском рассеянии в фосфосиликатном волокне. Процесс удвоения частоты лазера с

генерацией в безмодовом режиме с рамановским усилением в среде и возможная эффективность такого преобразования ранее не рассматривались. Характеристики, а также результаты по удвоению частоты сравниваются со стандартным волоконным ВКР-лазером.

Ширина спектра СРОС-лазера может легко контролироваться использованием селективных элементов: ВБР, Фабри-Перо или фильтра Лио [25,53,85]. ГВГ безмодового СРОС ВКР-лазера представляет интерес с точки зрения исследования процессов суммирования частот в случае непрерывного спектра и расширения рабочего диапазона лазера для различных приложений.

В работе выполнена первая экспериментальная демонстрация ГВГ случайного волоконного лазера в двух конфигурациях – со спектрально-селективным фильтром и без него (то есть с ВБР либо с широкополосным кольцевым волоконным зеркалом). Как и в разделе 2 данной диссертации традиционный резонатор ВКР-лазера заменяется на СРОС-схему с полуоткрытым резонатором при удалении выходной ВБР. Схема удвоения частоты случайного ВКР-лазера аналогична схеме, представленной на рис.28. Выходные мощностные и спектральные характеристики самих СРОС ВКР-лазеров с двумя типами отражателей были приведены на рис.(14-16) в разделе 2.1. Для изучения вопроса ГВГ уместно привести спектральные ширины лазеров. Поскольку будут сравниваться 3 типа ВКР-лазеров: случайный со спектрально-селективным отражателем (1), случайный с ВБР (2) и лазер с традиционным резонатором (3) - далее на рисунках данные по трём лазерам будут представлены вместе. Во всех рассматриваемых конфигурациях спектр лазера уширяется с ростом мощности, что продемонстрировано наглядно во второй главе на рис.16, однако уширение происходит по-разному. Ширина квазисинхронизма используемого кристалла PPLN равная 0.6 нм значительно меньше ширин спектров генерации лазеров.

В процессе удвоения частоты мощность второй гармоники с ростом мощности основного излучения ведёт себя по-разному (см. рис.32), что связано со спектральными особенностями лазеров. Традиционный ВКР-лазер имеет широкий спектр излучения и линейную зависимость его уширения. Случайный ВКР-лазер с зеркалом Саньяка при малых мощностях также имеет широкий спектр генерации

из-за отсутствия спектральных селекторов в резонаторе, но благодаря корневому закону уширения спектра уже при мощности более 4 Вт его спектр становится уже, чем у традиционного ВКР-лазера. Случайный лазер с ВБР вместо зеркала Саньяка имеет наиболее узкий спектр, в соответствии с узким спектром отражения ВБР, но в ограниченном диапазоне мощностей. При больших мощностях генерации (более 6 Вт) ширина спектра генерации СРОС ВКР-лазера с ВБР сравнивается с шириной спектра для аналогичного лазера с зеркалом Саньяка. Сравнение ширин спектров генерации лазеров с шириной квазисинхронизма кристалла PPLN показывает, что ширины превосходят эту величину для всех лазеров в широком диапазоне мощностей. В результате измеренная ширина спектра второй гармоники равная 0.3 нм не меняется с ростом мощности основного излучения. В то же время эффективность ГВГ связана со спектральными характеристиками, что проявляется в различном поведении мощности ГВГ в рассматриваемых конфигурациях ВКР-лазеров.

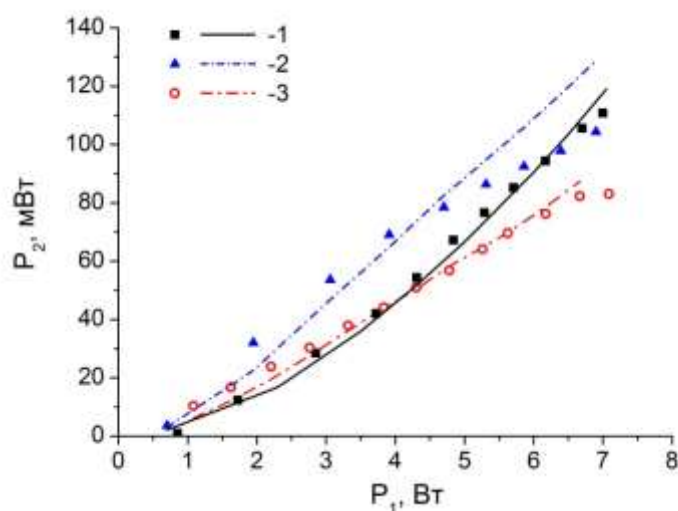


Рисунок 32. Мощность второй гармоники лазеров: (1) - СРОС ВКР-лазер с зеркалом Саньяка, (2) – СРОС ВКР-лазер с плотной ВБР₂, (3) - ВКР-лазер с двумя отражательными элементами (зеркало Саньяка и выходная ВБР₁).

Измеренная мощность второй гармоники как функция входной мощности основного излучения с длиной волны 1308 нм построена на рис.32 для трёх

рассматриваемых лазерных конфигураций: СРОС ВКР-лазеров с зеркалом Саньяка - 1 и узкополосной ВБР - 2, а также ВКР-лазера с традиционным резонатором - 3. При сравнении спектральных (рис.15,16) и мощностных (рис.32) зависимостей можно заметить, что чем меньше ширина линии генерации лазера на основной частоте, тем большей мощности второй гармоники она соответствует. Случайный лазер в конфигурации с узкой ВБР демонстрирует максимальную эффективность ГВГ в широком диапазоне мощностей, за исключением максимально доступной мощности, при которой сравниваются ширины спектров генерации СРОС ВКР-лазеров с зеркалом Саньяка и с узкой ВБР. Тем не менее мощность излучения на 654 нм достигает величины 110 мВт для случайных лазеров, в то время как в случае традиционного резонатора мощность второй гармоники ВКР-лазера не превышает 80 мВт из-за более широкого спектра основного излучения и начала генерации второй стоксовой компоненты рассеяния.

Выполнение условий квазисинхронизма связано также с температурой используемого кристалла. Изменение температуры кристалла в случае ГВГ одночастотного излучения приводит только к изменению мощности второй гармоники. Это связано с зависимостью выполнения условий квазисинхронизма от температуры. Однако в случае многочастотного излучения лазера изменяется также и форма спектра второй гармоники. Из рис.33 видно, что возможна перестройка спектра второй гармоники по длине волны с перестройкой температуры кристалла. При этом в небольшом диапазоне перестройки температуры относительно максимума мощности второй гармоники, спектральная плотность мощности излучения на удвоенной частоте будет слабо меняться.

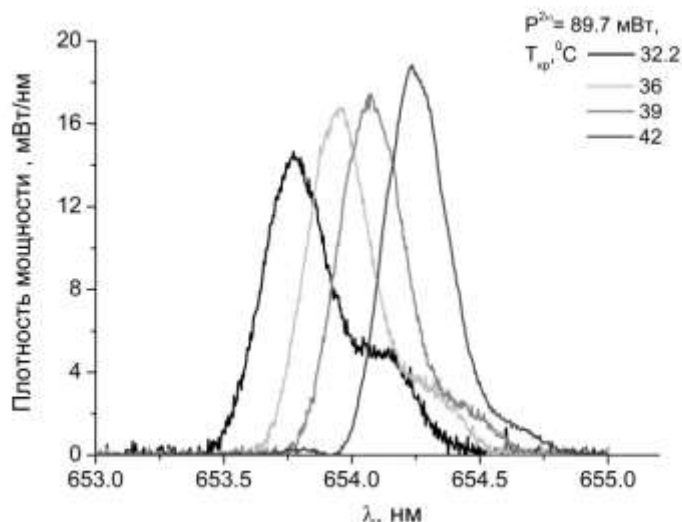


Рисунок 33. Смещение спектра ГВГ СРОС ВКР-лазера при перестройке температуры кристалла.

Также произведён расчёт мощностей и спектров вторых гармоник СРОС ВКР-лазера и с двумя локальными отражателями. Вычисления проводились по методике, описанной в [30]. На рис.32 помимо экспериментальных точек приведены результаты вычислений мощностных характеристик трёх ВКР-лазеров (линии), а также расчёт мощности второй гармоники одночастотного излучения (штриховая линия) по известной формуле:

$$P_2 = \gamma P_1^2 / 4, \quad (7)$$

где с коэффициентом $1/4$ учитывается, что излучение на основной частоте не поляризовано и только одна компонента поляризации участвует в процессе ГВГ. То есть в случае поляризованного излучения коэффициент составил бы величину $1/2$. Значение полного коэффициента квадратичной нелинейности для одночастотного излучения γ находится из формулы:

$$\gamma = \frac{16\pi^2 d_{eff}^2 L_{cr} h}{\lambda_1^3 n_1 n_2 c \epsilon_0}, \quad (8)$$

где $d_{eff} = 2d_{33}/\pi$ - эффективный нелинейный коэффициент, c – скорость света, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, h – постоянная Бойда-Клейнмана [86], равная 1 в нашем случае.

Описание процесса ГВГ многочастотного излучения было представлено в [26]. Хорошо известно, что преобразование частоты во вторую гармонику многочастотного излучения с узким спектром идёт в два раза эффективнее, чем аналогичный процесс с одночастотным излучением [87]. Для получения расчётных спектров второй гармоники применяется следующий алгоритм. Для начала измеренный спектр основного излучения лазера разделяется на равные дискретные интервалы величиной $\sim 10^{-3}$ нм (~ 0.18 ГГц) каждый. Аналогичный метода расчёта был использован в [30]. Для простоты вычислений в случае СРОС ВКР-лазера мы не учитываем разницу между его квазинепрерывным спектром и дискретными модами традиционного волоконного ВКР-лазера с двумя отражателями в резонаторе, поскольку межмодовый интервал достаточно мал (~ 120 кГц) в случае длины резонатора 850 м. Для всех комбинаций спектральных интервалов, удовлетворяющих условиям фазового квазисинхронизма, рассматриваются процессы прямой ГВГ и суммирования частот [30]:

$$I_{(2)n} \sim A_{1m}^4 \xi_n \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k_{mm} L}{2} \right) + 2 \sum \sum \left[A_{1i} A_{1j} \text{sinc} \left(\frac{\Delta k_{ij} L}{2} \right) \right]^2 \quad (9)$$

Поскольку спектр ВКР-лазера содержит миллионы мод, для удобства вычислений мы ограничиваемся 1400 интервалами. Затем вычисления по всем интервалам складываются в общий спектр второй гармоники. С учётом расчётного коэффициента γ для одночастотного излучения из формулы (8) вычисляется мощность второй гармоники по формуле (7). По имеющимся спектрам основной гармоники вычисляются значения мощности второй гармоники во всём рабочем диапазоне мощностей (линии на рис.32). В расчётах проверено, что с дальнейшим уменьшением интервалов интегральная величина вычисляемой мощности второй гармоники изменяется не более чем на 0.4%.

Некоторые примеры расчётных и экспериментальных спектров основной и второй гармоники приведены на рис.34. Сплошными линиями построены экспериментальные спектры, штриховыми и штрих-пунктирными – расчётные. В левой части рисунка приведены спектры при мощности основного излучения ~ 3 Вт, в правой ~ 6 Вт, причём чёрным линиям соответствуют данные для СРОС ВКР-лазера с кольцевым волоконным зеркалом (зеркалом Саньяка), а серым – для СРОС ВКР-лазера с узкой ВБР. Построенные кривые демонстрируют хорошее согласование измеренных и вычисленных результатов.

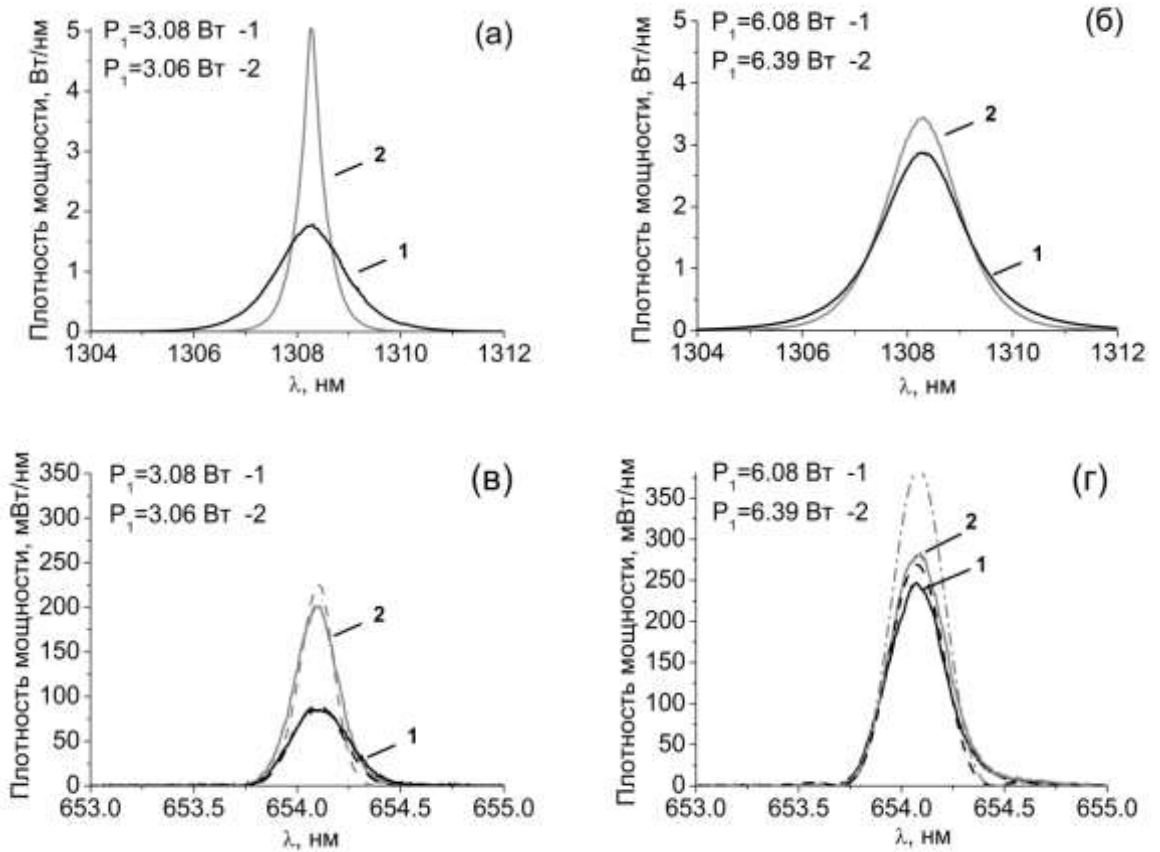


Рисунок 34. Расчётные и измеренные спектры основной (а,б) и второй (в,г) гармоники СРОС ВКР-лазеров с зеркалом Саньяка (1) и с ВБР (2) для двух мощностей основного излучения (а,в ~ 3 Вт; б,г ~ 6 Вт).

Известно, что мощность второй гармоники имеет квадратичную зависимость от мощности первой для одночастотного излучения. Линейный рост мощности второй гармоники традиционного ВКР-лазера связан с линейным уширением спектра генерации, когда превышена ширина квазисинхронизма кристалла. Несмотря на отсутствие роста спектральной плотности мощности основного излучения, попадающего в синхронизм, суммарная мощность ГВГ возрастает благодаря увеличению числа процессов суммирования частот, для которых также могут выполняться условия синхронизма. При максимально доступной мощности накачки ширины спектров СРОС ВКР-лазеров с кольцевым широкополосным зеркалом и с узкой ВБР становятся примерно равны, мощности второй гармоники при этом принимают близкие значения. Когда ширина спектра лазера превышает ширину квазисинхронизма кристалла, эффективность преобразования во вторую гармонику начинает снижаться, что также наблюдалось в работе [30] с многомодовым традиционным ВКР-лазером. Такое поведение характерно и для случайных ВКР-лазеров с квазинепрерывным спектром с отсутствием мод.

В двух конфигурациях СРОС ВКР-лазеров получено до 110 мВт мощности линейно-поляризованного излучения на длине волны 654 нм из 7 Вт неполяризованного излучения основной частоты. Ширина спектра второй гармоники составила 0.3 нм. Продемонстрировано, что эффективность преобразования частоты выше для случайного лазера с наиболее узким спектром. В случае удвоения частоты излучения СРОС ВКР-лазера с ВБР мощность второй гармоники выше, чем для одночастотного лазера, примерно в 2 раза при мощностях основного излучения менее 4 Вт, пока основной спектр уже ширины квазисинхронизма.

3.2. ГВГ волоконного иттербиевого лазера с перестройкой длины волны

Для преобразования частоты излучения ИК волоконных лазеров в видимый диапазон как правило используются объёмные нелинейные кристаллы. В нашем

случае в качестве основного источника был выбран волоконный иттербиевый лазер с возможностью перестройки частоты. Стоит напомнить, что активные световоды с двойной оболочкой, легированные ионами Yb^{3+} , позволяют получить более коротковолновое излучение ИК диапазона. Для удвоения частоты непрерывного иттербиевого лазера был выбран кристалл КТР длиной 18 мм с II типом векторного синхронизма ($oe \rightarrow e$) в плоскости XY, оптимизированный для работы вблизи 1030 нм. О типах синхронизма и особенностях удвоения частоты см. в книге [26]. Схема эксперимента по удвоению частоты перестраиваемого по частоте иттербиевого волоконного лазера приведена на рис.35.

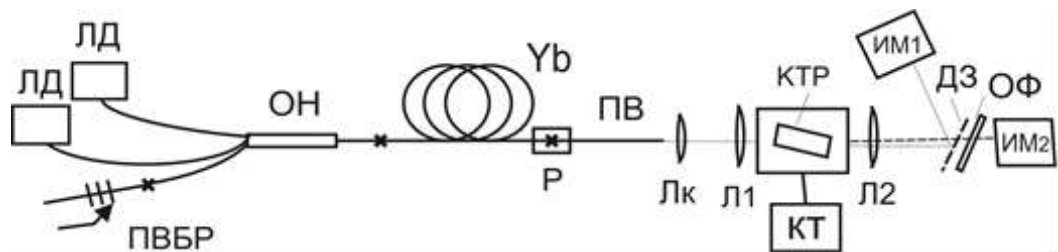


Рисунок 35. Схема установки для удвоения частоты иттербиевого лазера.

Многомодовое излучение двух лазерных диодов накачки (ЛД) через объединитель накачек (ОН) поступает во внутреннюю оболочку легированного ионами Yb^{3+} (Yb) 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 лазерных диодов накачки составляет ~ 978 нм при максимальной мощности каждого ~ 6 Вт. В резонаторе генерируется одномодовое лазерное излучение, которое распространяется уже по сердцевине световода. Отражателями в резонаторе лазера выступают перестраиваемая волоконная брэгговская решётка (ПВБР) с возможностью изменения длины волны отражения и прямой скол волокна на выходе лазера с коэффициентом френелевского отражения $\sim 4\%$. В экспериментах использовались две разных ПВБР с возможностью перестройки в

диапазонах 1016-1035 нм и 1020-1040 нм соответственно. ПВБР, отражающая одномодовое лазерное излучение, приварена к одномодовому порту ответвителя (ОН). Места сварок одномодовых оптических волокон на схеме обозначены крестиками. Отрезок пассивного волокна (ПВ) с одинарной оболочкой и модовым диаметром 6.2 мкм добавлен для вывода непоглощённого излучения многомодовой накачки. Кроме того, место сварки активного волокна с двойной оболочкой с пассивным волокном покрывается гелем, выводящим излучение накачки, и помещается в радиатор (Р) для отвода тепла.

В представленной схеме удвоение частоты осуществляется в однопроходном режиме. Выходной торец волоконного лазера с прямым сколом помещён в фокус коллимирующей линзы (Лк). Другая линза (Л₁) предназначена для фокусировки излучения в нелинейный кристалл (КТР), который помещён в термостат, управляемый контроллером температуры (КТ). Излучение на выходе из кристалла коллимируется линзой (Л₂) и разделяется с помощью дихроичного зеркала (ДЗ) на пучки основной и второй гармоники. Измерители мощности (ИМ_{1,2}) регистрируют мощность основной и второй гармоники соответственно. После зеркала для дополнительной фильтрации видимого излучения добавлен оптический фильтр (ОФ).

Кристалл КТР был изготовлен специально для наших экспериментов. Выбор геометрии кристалла обусловлен требованием минимизации сноса энергии необыкновенной волны. Методика компенсации сноса (угол между вектором Пойнтинга и волновым вектором является углом сноса [26]) заключается в использовании наклонного падения излучения на кристалл [88]. Эффективность преобразования лазерного излучения во вторую гармонику зависит от величины разбегания лучей на основной частоте [26], возникающего вследствие сноса энергии одной из волн. Выбор правильного угла падения излучения на кристалл минимизирует разбегание лучей.

При наклонном падении луча обыкновенная волна в кристалле будет преломляться под углом τ_o , а необыкновенная – под углом τ_e . Углы преломления находятся из закона Снеллиуса:

$$\begin{cases} n_{air} \sin(\vartheta) = n_o \sin(\tau_o) \\ n_{air} \sin(\vartheta) = n_e \sin(\tau_e) \end{cases}, \quad (10)$$

где $n_{air}=1$ - показатель преломления воздуха, n_o - показатель преломления для обыкновенной волны в кристалле, n_e - показатель преломления для необыкновенной волны, ϑ - угол падения излучения на кристалл. Значения показателей преломления для поляризационных компонент находятся по термо-оптическим дисперсионным формулам, приведённым в [89]. Расчёт углов преломления излучения в кристалле учитывает угол среза кристалла ξ – это угол между кристаллографической осью OX и нормалью к поверхности кристалла.

Угол разбегания лучей основной гармоники ψ определяется как разность угла преломления необыкновенной волны, угла сноса β и угла преломления обыкновенной волны:

$$\psi = \tau_e - \beta - \tau_o. \quad (11)$$

Условия векторного синхронизма задаются формулами:

$$\begin{cases} 2n_{2e} \sin(\tau_{2e}) = n_o \sin(\tau_o) + n_e \sin(\tau_e) \\ 2n_{2e} \cos(\tau_{2e}) = n_o \cos(\tau_o) + n_e \cos(\tau_e) \end{cases}, \quad (12)$$

где τ_{2e} - угол между волновым вектором необыкновенной волны второй гармоники и нормалью к поверхности кристалла, n_{2e} - показатель преломления для необыкновенной волны второй гармоники.

Фиксируя угол падения излучения ν на кристалл с заданным углом среза ξ , можно найти длину волны синхронизма и угол разбегания лучей основной гармоники ψ . Изменяя угол ϑ , можно определить условия компенсации сноса энергии необыкновенной волны при наклонном падении. В экспериментах был использован кристалл с углом среза $\xi=53.5^\circ$.

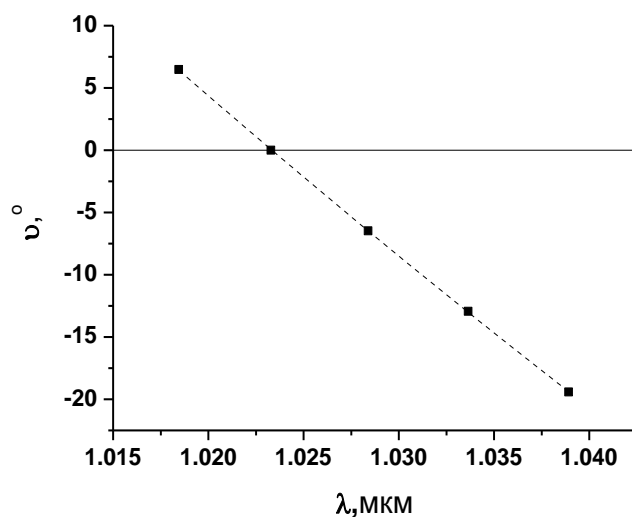


Рисунок 36. Угол падения излучения на кристалл КТР при различной длине волны синхронизма.

Зависимость угла падения излучения на кристалл от длины волны синхронизма показана на рис.36, а расчётная зависимость угла разбегания от длины волны синхронизма – на рис.37. В точке пересечения с нулевой линией выполняется условие компенсации угла сноса необыкновенной волны и отсутствует расхождение лучей ($\psi = 0$). В нашем случае условие выполнено на длине волны 1031 нм.

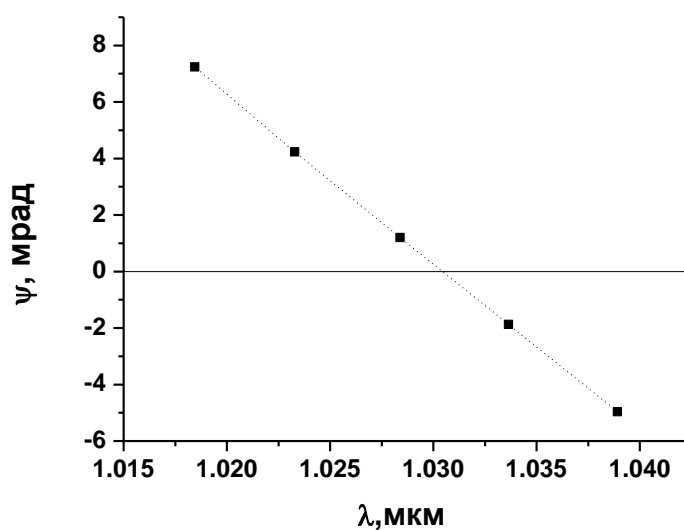


Рисунок 37. Угол расхождения волн для кристалла с углом среза 53.5°.

Измерения зависимости полного коэффициента квадратичной нелинейности преобразования излучения во вторую гармонику ($\gamma = P_2/P_1^2$) от длины волны проводились в диапазоне перестройки 1020 – 1040 нм (см. рис.38). Установлено, что мощность второй гармоники заметно меняется с длиной волны генерации, тогда как мощность излучения на основной частоте остаётся практически неизменной.

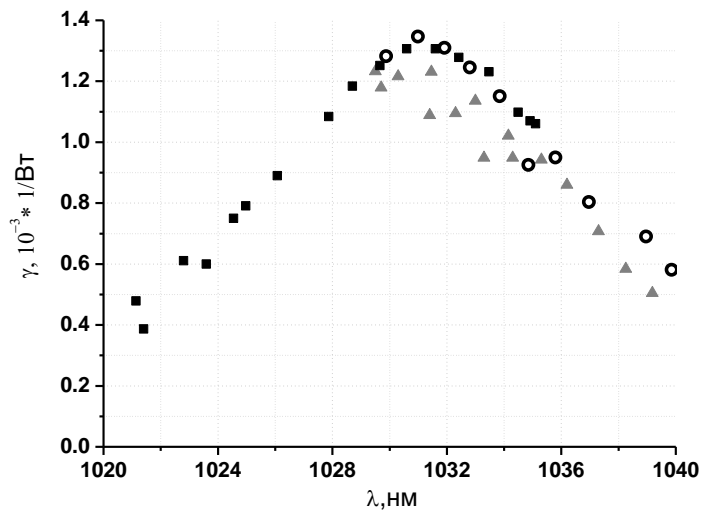


Рисунок 38. Полный коэффициент квадратичной нелинейности преобразования во вторую гармонику для перестраиваемого лазера.

Разные типы точек на графике соответствуют лазеру с ПВБР разных диапазонов перестройки с одинаковым коэффициентом отражения. Как видно из рис.38, наибольший коэффициент эффективной нелинейности преобразования во вторую гармонику ($\sim 1.4 \cdot 10^{-3}/\text{Вт}$) достигается в области ~ 1031 нм. Длина волны совпадает с расчётной из условия компенсации сноса для нашего кристалла (рис.37).

В нашем случае для кристалла длиной 18 мм эффективность ГВГ на уровне не ниже половины от максимума реализуется в диапазоне 1024 – 1037 нм, пока угол разбегания не превышает 4 мрад. Экспериментально измеренная спектральная ширина области синхронизма составила ~ 0.5 нм, тогда как расчётная – 0.3 нм. Различие может быть связано с довольно широким спектром

генерации лазера (~ 0.1 нм), измерившимся оптическим анализатором спектра Yokogawa AQ6370 с разрешением 0.02 нм. При удвоении частоты в однопроходной схеме ширина спектра видимого излучения составила ~ 40 пм (измерялся анализатором спектра «LSA Angstrom / HighFinesse»). Таким образом, ширина спектра второй гармоники примерно вдвое меньше, чем основной.

ГВГ в кристалле КТР позволяет получить перестраиваемый источник в широком диапазоне длин волн (509 – 520 нм). Максимальная мощность излучения на длине волны ~ 515 нм составила 15 мВт в однопроходной схеме [90].

3.3. ГВГ иттербиевого волоконного лазера внутри волокна с периодически наведённой квадратичной нелинейностью (ВПНКН)

3.3.1. ГВГ внутри ВПНКН в однопроходной схеме

В первой главе при описании возможностей ГВГ волоконных лазеров в видимом диапазоне спектра была представлена также технология создания образцов ВПНКН для получения полностью волоконных схем преобразования частоты. Такие образцы имеют свои особенности и отличаются от кристаллов, однако до сих пор их возможности были изучены не во всех областях спектра.

Для первых экспериментов по ГВГ иттербиевого волоконного лазера был взят образец ВПНКН-1 длиной ~ 21 см с периодом нелинейной структуры $\Lambda \sim 37.7$ мкм и диаметром сердцевины 8 мкм, изготовленный на основе волокна FORC-6 (диаметры отверстий под электроды ~ 50 мкм, расстояние между отверстиями для электродов ~ 30 мкм, расстояние от края сердцевины до края ближайшего отверстия ~ 5.5 мкм). ВПНКН помещается в термостат для стабилизации температуры и поддержания максимума квазисинхронизма (на длине волны ~ 1030.5 нм для ВПНКН-1). Дисперсионная зависимость от температуры имеет линейный характер, при охлаждении ВПНКН-1 наблюдается смещение положения квазисинхронизма в коротковолновую область. Изменение температуры на 1°C меняет длину волны квазисинхронизма на ~ 0.027 нм. В

качестве источника основного излучения использовался перестраиваемый многочастотный волоконный иттербиевый лазер, генерирующий излучение со случайной поляризацией на длине волны ~ 1030 нм. Многочастотный лазер собран в линейной схеме резонатора. Схема эксперимента по ГВГ приведена на рис.39.

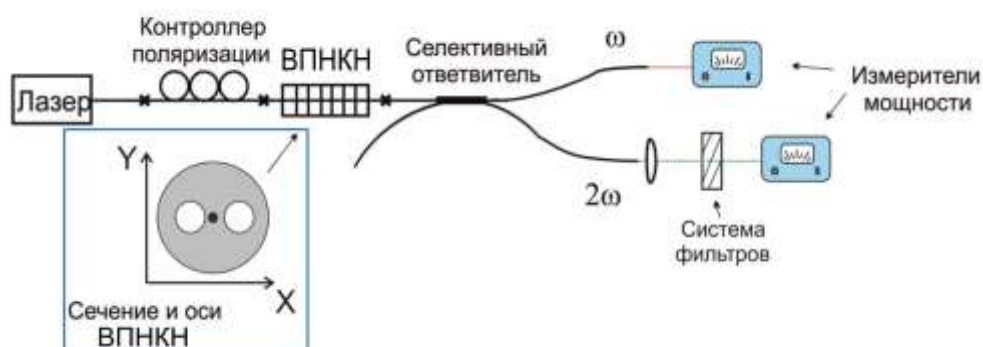


Рис.39. Схема установки для удвоения частоты лазерного излучения в ВПНКН и вид сечения ВПНКН (вставка).

Излучение лазера заводилось в ВПНКН через волоконный контроллер поляризации. Представленная схема позволяет использовать источники как поляризованного, так и неполяризованного основного излучения, подстраивая поляризацию на входе в образец, поскольку в обычном волокне поляризация при распространении излучения не сохраняется. Управление поляризацией излучения на основной частоте позволяет настроиться на максимум мощности второй гармоники. Максимальная мощность генерации непрерывного многочастотного иттербиевого лазера составила ~ 4 Вт. Выходным спектрально-селективным ответвителем излучение первой и второй гармоники разделялось на два канала и направлялось на измерители мощности. На вставке рис.39 схематично представлено сечение образца ВПНКН и направление осей относительно отверстий в волокне. Отметим, что при записи структуры направление внешнего электрического поля совпадает с осью X. Спектр источника многочастотного излучения на основной частоте измерялся АОС “Yokogawa AQ6370”. Ширина спектра генерации многочастотного лазера составляла < 0.025 нм, величина близка к ширине аппаратной функции АОС.

В том же образце ВПНКН-1 исследовалась ГВГ с одночастотным поляризованным излучением волоконного иттербиевого лазера, выполненного по схеме задающий генератор – усилитель мощности. Задающий одночастотный лазер с распределённой обратной связью (РОС-лазер) выполнен на волокне, легированном ионами иттербия, в котором была записана волоконная брэгговская решётка с фазовым сдвигом. Аналогичная схема лазера описана в работе [91]. Мощность одночастотного источника достигала 1 Вт. Сравнение эффективности преобразования частоты одночастотного и многочастотного излучения в исследуемом образце ВПНКН представлено на рис.40.

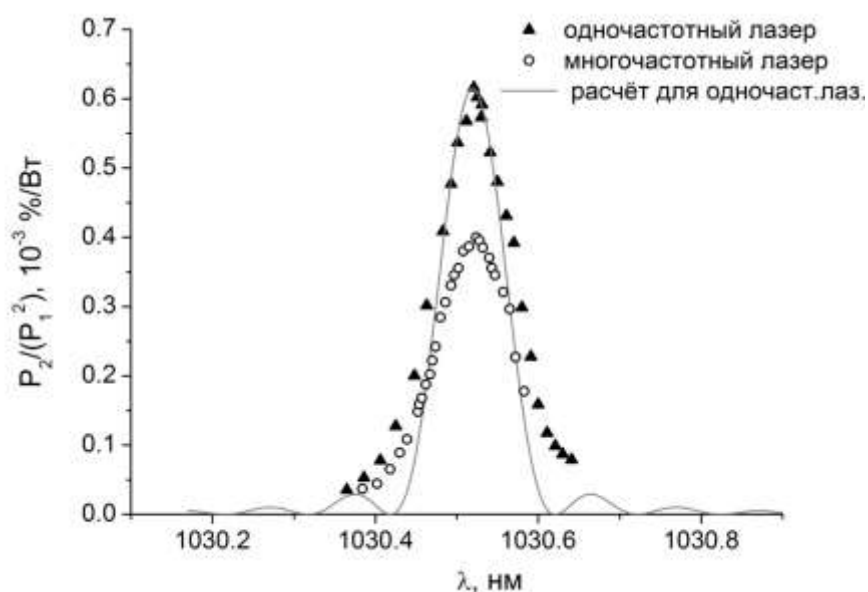


Рисунок 40. Полный коэффициент квадратичной нелинейности для одночастотного поляризованного и многочастотного неполяризованного излучения лазеров.

Отметим, что излучение многочастотного источника имеет случайную поляризацию. Измерения проводились при одном положении контроллера поляризации (рис.39), без подстроек в разных точках измерения. Кружками на графике обозначены точки кривой синхронизма, полученной с многочастотным основным излучением, треугольниками – с одночастотным, линия соответствует расчётной зависимости. По измеренным данным не наблюдается различия формы

кривой синхронизма одночастотного поляризованного и многочастотного неполяризованного излучения.

Ещё в 60-х годах для ГВГ в нелинейных кристаллах было показано, что без учёта дисперсии удвоение частоты многочастотного излучения со случайными фазами даёт двукратное увеличение мощности второй гармоники по сравнению с одночастотным [26]. Следует отметить, что сравнение с предсказанием теории, в данном случае, не является простой задачей. Если бы ГВГ осуществлялась в нелинейном кристалле, то можно было бы проделать следующую процедуру. Поскольку излучение многочастотного лазера не поляризовано, то для сравнения полного коэффициента квадратичной нелинейности можно учесть 2 возможных направления поляризации лазера, тогда в соотношении P_2/P_1^2 (см. формулу (7)) мощность основного излучения уменьшится в 2 раза и станет $P_1/2$, а кривая, постороенная кружками, вырастет в 4 раза. Таким образом демонстрируется, что удвоение многочастотного поляризованного источника проходит с большей эффективностью, чем поляризованного одночастотного. На самом деле такое искусственное увеличение коэффициента квадратичной нелинейности не вполне оправдано, поскольку для излучения иттербиевого лазера со случайной поляризацией возможно выполнение нескольких различных типов квазисинхронизма для ГВГ в волокне с наведённой нелинейностью, зависящих от поляризации.

В работе [92] было показано, что существует несколько типов квазисинхронизма, для которых длина волны и эффективность генерации зависят от поляризации волн основной и второй гармоники. Наличие нескольких различных кривых квазисинхронизма и разное положение максимумов при ГВГ в нелинейном образце объясняется зависимостью процесса удвоения частоты от поляризации взаимодействующих волн [92]. В процессе удвоения частоты могут участвовать волны основной частоты с одинаковыми либо различными поляризациями, кроме того волна второй гармоники также имеет два возможных направления поляризации. Существует 2 типа квазисинхронизма при удвоении

частоты – с различным, либо одинаковым направлением поляризаций взаимодействующих волн основного излучения. При этом в ВПНКН возможны 3 вида взаимодействий с эффективностью ГВГ, отличной от нуля. Если обозначить поляризационные оси как X и Y (в соответствии со вставкой к рис.39), то эти взаимодействия можно описать как: $Y+Y \rightarrow X$, $X+X \rightarrow X$ и $X+Y \rightarrow Y$. Максимумы синхронизма при разных видах взаимодействия будут отличаться друг от друга по положению из-за двулучепреломления, а также по амплитуде из-за зависимости тензора $\chi^{(2)}$ от поляризации.

Для теоретического описания кривых квазисинхронизма необходимо рассмотреть процесс ГВГ с учетом волноводных свойств световода. Данный вопрос рассмотрен в книге [93] где показано, что в режиме неистоимой накачки, который справедлив для проводимых в нашей работе экспериментов, мощность второй гармоники P_2 на выходе образца ВПНКН длиной L определяется выражением:

$$P_2 = \frac{2\pi^2 [\chi_{eff}^{(2)}]^2 L^2}{\lambda_1^2 \epsilon_0 c (n_1^{eff})^2 n_2^{eff}} \cdot \frac{P_1^2}{A_{OVL}} \cdot \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k \cdot L}{2} \right). \quad (13)$$

Здесь $A_{OVL} = 1/I_{OVL}^2$ описывает площадь перекрытия мод световода на частотах накачки и второй гармоники, а выражения для интеграла перекрытия мод на частоте накачки и второй гармоники I_{OVL} и эффективное значение квадратичной нелинейности, усредненное по сечению световода с учетом его волноводных свойств, $\chi_{eff}^{(2)}$ можно найти в [93]. Пример расчётной кривой для одночастотного поляризованного излучения приведён на рис.40.

Формула (13) аналогична формуле (7) для описания ГВГ в кристаллах с учётом (8), однако имеются различия. В (13) входит фактор фокусировки Бойда-Клейнмана h , поскольку размер пучка в кристалле на разных участках длины отличается и есть перетяжка, в свою очередь внутри световода размер пучка

постоянен. Параметры d_{eff} и χ_{eff} связаны выражением $\chi = 2d$, однако для описания квадратичной нелинейности в световодах как правило используют χ .

Для повышения эффективности преобразования частоты излучения во вторую гармонику был изготовлен ещё один образец ВПНКН-2. При этом квадратичная нелинейная восприимчивость возросла до $\chi^{(2)} \sim 0.06$ пм/В [A4], что значительно выше, чем для образца ВПНКН-1 [A6]. Длина второго образца составила величину 25 см, диаметр сердцевины волокна равен 6 мкм. Максимум синхронизма при комнатной температуре, в отличие от первого образца, достигается вблизи 1029.1 нм. С образцом ВПНКН-2 были детально изучены как поляризационные, так и спектральные свойства ГВГ. Для этого в схему перед контроллером поляризации был добавлен волоконный ответвитель, разделяющий основное излучение в соотношении 50/50% и волоконный поляризатор. Кроме того, проводилось сравнение ГВГ лазера с линейно-поляризованным излучением, самосканированием частоты и узкой линией генерации <100 МГц, описанного в работе [94], и одночастотного лазера, упоминавшегося выше.

Сложная форма кривой синхронизма связана с частичным перекрытием резонансов, соответствующих разным типам синхронизма. Измерения при разных состояниях поляризации излучения позволили прописать несколько кривых, представленных на рис.40. Точками обозначены данные, полученные с одночастотным РОС-лазером в схеме как на рис.39. (с подстройкой контроллера поляризации), линии – более детальные измерения с помощью лазера с самосканированием частоты [95] (рис.41). В качестве детектора с самосканирующим источником использовалась измерительная головка от поляриметра Thorlabs Polarization Analyzing System PAX 5710, привязка к длине волны производилась по анализатору лазерных спектров (LSA, High Finess/Angstrom) с точностью <0.02 нм. Кривые квазисинхронизма измерялись при различных состояниях контроллера поляризации, установленного на выходе лазера с самосканированием частоты. Кроме того, проводились измерения при заведении излучения с противоположной стороны образца ВПНКН-2, но принципиальных различий при этом не обнаружено. Как видно из рис.41,

положение точек, измеренных с одночастотным лазером с подстройкой поляризации на максимум мощности второй гармоники в каждой точке, близко к положению огибающей, которую можно провести для серии линий, измеренный с помощью лазера с самосканированием частоты при нескольких фиксированных положениях контроллера поляризации. Таким образом, измерения кривых синхронизма с разными источниками согласуются между собой и можно отметить существование близких по амплитуде максимумов на длинах волн 1029.15 и 1029.27 нм.

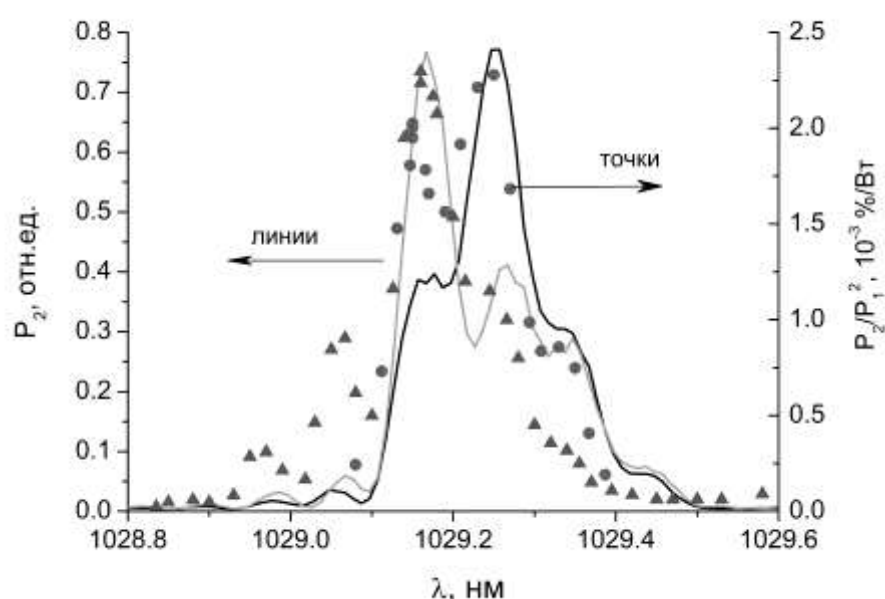


Рисунок 41. Кривые квазисинхронизма для разных поляризаций, полученные с обычным одночастотным лазером (точки) и с лазером с самосканированием длины волны (линии).

Поскольку двулучепреломление в ВПНКН зависит от его геометрии и возникающих напряжений в направлении осей X и Y, для разных образцов положение максимумов второй гармоники и их очередность могут отличаться. В нашем случае основные резонансы кривых квазисинхронизма для разных поляризаций перекрываются друг с другом, но достаточно различимы на рис.41. Разница используемых нами и в [92] образцов (диаметр сердцевины, удалённость

воздушных отверстий для электродов) обуславливает разное двулучепреломление в них, следовательно различное положение максимумов квазисинхронизма.

3.3.2. ГВГ внутри ВПНКН во внешнем резонаторе.

Для повышения эффективности преобразования излучения во вторую гармонику применяют внутррезонаторную схему и схему с внешним резонатором, описанные в разделе 1.3. В нашем случае в волоконном исполнении удобнее использовать внешний кольцевой резонатор, приведённый на рис.42, образованный при замыкании портов волоконного ответвителя 50/50% и селективного по длине волны ответвителя (WDM), разделяющего излучение накачки и второй гармоники. Схема содержит два волоконных контроллера поляризации, предназначенных для согласования поляризации накачки на входе в кольцевой резонатор, а также для согласования поляризации накачки с направлением главных осей в ВПНКН после обхода резонатора. Для фазовой настройки резонатора в его состав включен отрезок световода, наклеенный на пьезокерамику и позволяющий изменять длину резонатора при подаче пилообразного напряжения на пьезокерамику. Мощность излучения накачки и второй гармоники измерялась фотодетекторами ФД_{1,2} на выходе ответвителя WDM (поскольку мощность основного излучения значительно выше мощности удвоенного, небольшая часть основного излучения попадает в порт для видимого диапазона и дополнительно фильтруется объёмными зеркалами). В экспериментах по ГВГ во внешнем резонаторе использовался образец с полным перекрытием поляризационных пиков, кривая квазисинхронизма для которого представлена на рис.41.

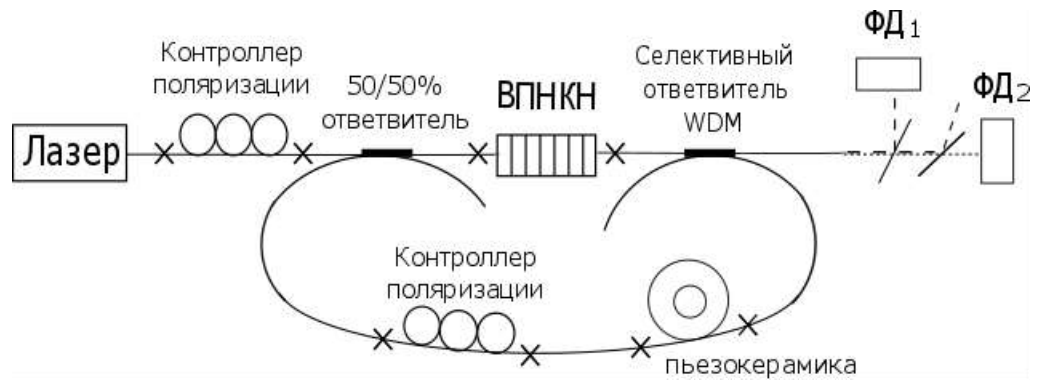


Рисунок 42. Схема удвоения частоты лазера во внешнем резонаторе с ВПНКН.

Известно, что максимальное накопление мощности накачки в кольцевом резонаторе происходит в том случае, когда оптические потери на входном ответвителе, обеспечивающем обратную связь, равны суммарным оптическим потерям на остальных элементах резонатора [93]. В нашем случае измеренные суммарные потери на элементах резонатора составили 3.6 дБ, поэтому ответвитель 50/50 % (потери 3 дБ) был выбран в качестве входного как близкий к оптимальному.

Внешний кольцевой резонатор работал в режиме сканирующего интерферометра. В ходе эксперимента измерялись спектры пропускания резонатора, т.е. зависимости мощности накачки и второй гармоники от длины резонатора, линейно изменяющейся во времени (рис.43). Полученные экспериментальные данные хорошо аппроксимируются теоретической зависимостью (рис.43а, пунктирная линия), соответствующей формуле Эйри:

$$\eta = \frac{P_{\text{внутрирез.}}}{P_{\text{вх.}}} = \frac{T_1}{(1 - \sqrt{T_1 T_2})^2 + 4\sqrt{T_1 T_2} \sin^2(\delta/2)}, \quad (14)$$

где η – коэффициент увеличения мощности основного излучения во внешнем резонаторе; $P_{\text{внутрирез.}}$ и $P_{\text{вх.}}$ – мощность основного излучения внутри резонатора и на входе в резонатор, соответственно; T_1 – коэффициент пропускания входного ответвителя; T_2 – эффективный коэффициент пропускания выходного

ответвителя, учитывающий суммарные потери на всех элементах резонатора за исключением потерь на входном ответвителе; δ – набег фазы за обход резонатора.

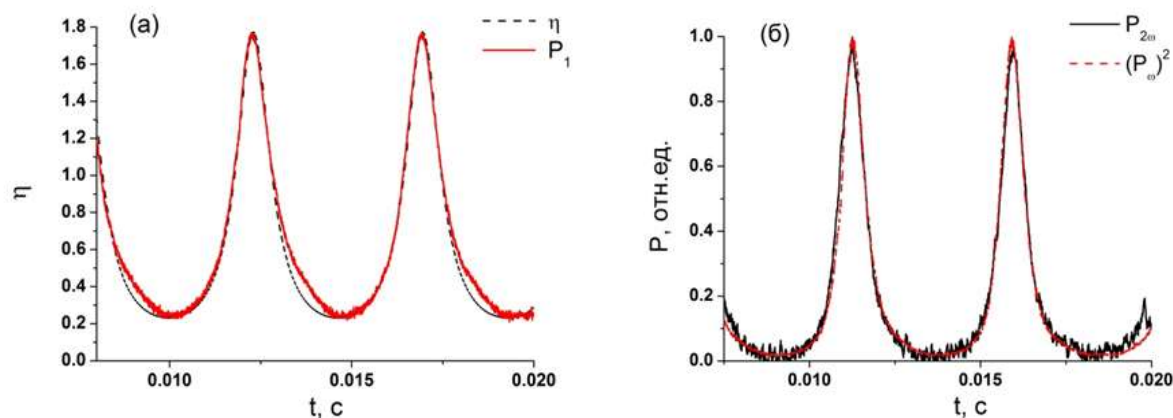


Рисунок 43. Сравнение спектров пропускания внешнего волоконного резонатора: теория и эксперимент для основного излучения (а); изменение во времени мощности излучения на основной P_ω и удвоенной частоте $P_{2\omega}$ на выходе резонатора (б).

Полученный из аппроксимации коэффициент увеличения мощности основного излучения в резонаторе составил ($\eta = 1.8$) (рис.43а). Отметим, что ассиметричное уширение нижней части измеренного спектра по сравнению с теоретической зависимостью может быть объяснено влиянием дополнительной поляризационной моды. Относительно небольшое накопление мощности накачки обусловлено высокими паразитными потерями в резонаторе (3.6 дБ), основной вклад в которые дают потери на сварках образца ВПНКН со стандартными одномодовыми световодами. Оптимизация потерь на сварках и снижение потерь в резонаторе до уровня 0.5 дБ позволит в перспективе увеличить мощность основного излучения в резонаторе в $\eta = 10$ раз.

Мощность излучения второй гармоники, измеренная на выходе резонатора, изменяется в соответствии с квадратичной зависимостью от мощности накачки, накопленной в кольцевом резонаторе. На рис.43б показаны нормированные зависимости мощности второй гармоники от длины резонатора, линейно

изменяющейся во времени. Как видно из рисунка, зависимость, измеренная напрямую (штриховая линия), практически идентична зависимости, полученной из ИК спектра пропускания резонатора возведением во вторую степень (сплошная кривая). Зашумленность зависимости ГВГ от длины резонатора связана с малым уровнем мощности.

Применение внешнего резонатора с коэффициентом увеличения мощности накачки $\eta = 1.8$ теоретически должно приводить к увеличению мощности второй гармоники в $\eta^2 \sim 3.2$ раза. Однако, экспериментально измеренное возрастание мощности второй гармоники составило ~ 2 раза. В эксперименте сравнивается ГВГ в ВПНКН во внешнем резонаторе и в линейной схеме ГВГ без волоконного ответвителя 50/50% (рис.43 и рис.39 соответственно) при одинаковой мощности основного одночастотного излучения ($P_{in} \sim 600$ мВт) в обоих случаях. Меньшее увеличение мощности второй гармоники в эксперименте может быть связано с тем, что не всё накопленное в резонаторе излучение накачки линейно поляризовано вдоль оси X в образце ВПНКН. Излучение накачки, поляризованное вдоль оси Y ВПНКН, преобразуется во вторую гармонику с эффективностью в $(\chi_{XXX}^{(2)}/\chi_{YY}^{(2)})^2 = 9$ раз меньшей по сравнению с эффективностью преобразования излучения накачки, поляризованной вдоль оси X. Этот эффект возможно устранить при использовании волокон с сохранением поляризации в дальнейших экспериментах.

В работе проведено исследование удвоения частоты ряда непрерывных волоконных иттербиевых лазеров в двух образцах ВПНКН. При исследовании поляризационных зависимостей было продемонстрировано наличие нескольких типов квазисинхронизма, выполняющегося на близких длинах волн, кривые квазисинхронизма могут как перекрываться между собой, так и быть разнесены по частоте. Одновременное выполнение квазисинхронизма нескольких типов является отличительной особенностью образцов ВПНКН от РДС-кристаллов. Учитывая потери на сварках, максимальная нормированная эффективность преобразования частоты в образце составила $P_2/(P_1)^2 = 2.15 \cdot 10^{-3} \%$ /Вт.

Выводы к главе 3

Получена ГВГ в однопроходной схеме волоконного лазера с ВКР-усилением и локальными отражательными элементами, а также волоконного СРОС-лазера с ВКР-усилением. Продемонстрировано, что СРОС-лазер даёт возможность получить больше мощности второй гармоники благодаря более высокому порогу генерации второй стоксовой компоненты ВКР. Для СРОС ВКР-лазера с узкой ВБР мощность второй гармоники примерно в 2 раза выше, чем для случая с широкополосным отражателем при средних мощностях лазера. Эффективность ГВГ ВКР-лазера с двумя локальными отражателями может быть улучшена оптимизацией элементов лазера (длины волокна и коэффициента отражения выходной ВБР) для получения относительно узкого спектра генерируемого излучения на больших мощностях. Генерируемое в результате ГВГ красное квазинепрерывное излучение с широким спектром, а в перспективе и жёлто-зелёное/зелёное, может быть использовано в различных областях, где требуется низкокогерентное видимое излучение. Например, в низкокогерентной спектроскопии, астрономии, спекл-интерферометрии и спекл-фотографии.

Эксперименты по ГВГ в сине-зелёной области (вблизи 515 нм) проведены с кристаллом КТР и образцами ВПНКН. Большая ширина синхронизма кристалла КТР с оптимизированной геометрией и использование перестраиваемого ИВЛ позволяют получить перестраиваемый источник видимого диапазона с длинами волн генерации 509-520 нм. Далее мощность излучения второй гармоники может быть увеличена применением внутриврезонаторной схемы ГВГ [95,96].

ГВГ непосредственно внутри ВПНКН с одновременным выполнением квазисинхронизма нескольких типов в имеющихся образцах эффективность удвоения частоты поляризованного и неполяризованного излучения имеет близкие величины. В перспективе удвоение частоты в образце с несколькими типами квазисинхронизма даёт возможность получения источника с несколькими

режимами генерации при изменении поляризации источника основного излучения.

Потери в имеющихся образцах ВПНКН определяют относительно низкую эффективность ГВГ в однопроходной схеме, а также относительно небольшое увеличение мощности второй гармоники при помещении образца во внешний резонатор. В дальнейшем, используя в лазере волокна с сохранением поляризации и снизив потери в резонаторе до уровня 0.5 дБ можно достичь увеличения мощности основного излучения в резонаторе в ~ 10 раз и соответственно мощности ГВГ с уровнем в несколько милливатт при накачке ~ 1 Вт с квадратичным масштабированием при увеличении мощности накачки.

Полученный полностью волоконный источник сине-зеленого диапазона является альтернативой существующим лазерам с объемной оптикой и может найти применение в случаях необходимости селективного воздействия излучением небольшой мощности. Кроме того, такие лазерные системы могут быть использованы в научных и биомедицинских исследованиях, спектроскопии и прочих областях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие результаты:

1. Получена непрерывная генерация на длине волны 980 нм волоконных ВКР-лазеров с прямой многомодовой диодной накачкой в конфигурациях с локальными отражательными элементами и со случайно распределённой обратной связью (СРОС) на рэлеевском рассеянии.
2. Показано, что эффект уменьшения расходимости генерируемого излучения ВКР-лазера со случайно распределённой обратной связью проявляется сильнее, чем для ВКР-лазера с двумя локальными отражательными элементами. Достигнуто уменьшение расходимости генерируемого излучения в 3 и в 4.5 раза соответственно по сравнению с расходимостью излучения накачки.
3. Впервые реализовано удвоение частоты одномодового волоконного ВКР-лазера со случайно распределённой обратной связью на рэлеевском рассеянии в кристалле PPLN. Проведено сравнение генерационных характеристик на основной и удвоенной частоте для волоконного ВКР-лазера со СРОС и с локальными отражателями с резонатором той же длины. Показано, что более высокий порог генерации высших стоксовых порядков и более узкий спектр генерации СРОС ВКР-лазера позволяет получить большую мощность излучения второй гармоники. Максимальная мощность второй гармоники с длиной волны 654 нм составила >110 мВт.
4. Впервые проведено исследование ГВГ в ВПНКН, помещённом во внешний волоконный резонатор, что привело к увеличению мощности второй гармоники в ~ 2 раза по сравнению с однопроходной схемой. Показано, что коэффициент увеличения мощности в резонаторе ограничен высоким уровнем потерь ВПНКН для основного излучения.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю Сергею Ивановичу Каблукову за большую поддержку на протяжении всей работы, за неоценимую помощь в проведении экспериментов, обсуждении результатов, оформлении статей. Кроме того, большая благодарность выражается заведующему лабораторией волоконной оптики Сергею Алексеевичу Бабину за поддержку молодых исследователей и поиск интересных и актуальных направлений работы. Хочется поблагодарить весь коллектив лаборатории волоконной оптики за постоянное содействие и доброжелательную рабочую атмосферу.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gapontsev V., Gapontsev D., Platonov N., Shkurikin O., Fomin V. 2kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness // In CLEO Europe. EQEC. – 2005. – Advanced program on CD-ROM. – P.CJ1-1-THU.
2. Shi W., Fang Q., Zhu X., Norwood R.A., Peyghambarian N. Fiber lasers and their applications // Applied Optics. – 2014. - V.53. - No.28. – P.6554-6568.
3. Курков А.С., Дианов Е.М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // Квантовая электроника. – 2004. – Т.34. – №.10. – С.881-900.
4. Фирстов С.В., Алышев С.В., Мелькумов М.А., Рюмкин К.Е., Шубин А.В., Дианов Е.М. Волоконные световоды, легированные висмутом, - новая активная среда для лазеров и усилителей ближнего ИК-диапазона // Прикладная фотоника. – 2014. – №.1. – С. 6-19.
5. Nilsson J., Clarkson W.A., Selvas R., Sahu J.K., Turner P.W., Alam S.-U., Grudinin A.B. High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers // Optical Fiber Technology. – 2004. –№. 10– P.5-30.
6. Kurkov A.S. Oscillation spectral range of Yb-doped fiber lasers // Laser Physics Letters. – 2007. – V.4. – №.2. – P.93-102.
7. Ландсберг Г.С. Оптика // М.:Физматлит. – 2003. – 6-е изд. – С.848.
8. Chinlon Lin, Stolen R.H., French W.G., Malone T.G. A cw tunable near-infrared (1.085-1.175- μm) Raman oscillator // Optics Letters. – 1977. – V.1. – №.3. – P.96-97.
9. Takahashi H., Chang J., Nakamura K., Sugimoto I., Takabayashi T., Oyobe A., Fujii Y. Efficient single-pass Raman generation in a GeO₂ optical fiber and its application to measurement of chromatic dispersion // Optics Letters. – 1986. – V.11. – №.6. – P.383-385.
10. Dianov E.M., Prokhorov A.M., Serkin V.N. Dynamics of ultrashort-pulse generation by Raman fiber lasers: cascade self-mode locking, optical pulsons, and solitons // Optics Letters. – 1986. – V.11. – №.3. – P.168-170.

11. Дианов Е.М. Волоконные лазеры // УФН. – 2004. – Т.174. – №.10 . – С.1139-1142.
12. Archambault J.L., Grubb S.G. Fiber gratings in lasers and amplifiers // J. Lightwave Technol. - 1997. – V.15. – P.1378–1390.
13. Baek S.H., Roh W.B. Single-mode Raman fiber laser based on a multimode fiber // Optics Letters. – 2004. – V.29. – №.2. – P.153-155.
14. Bufetov I.A., Bubnov M.M., Neustruev V.B., Mashinsky V. M., Shubin A.V., Grekov M.V., Guryanov A.N., Khopin V.F., Dianov E.M., Prokhorov A.M. Raman Gain Properties of Optical Fibers with a High Ge-Doped Silica Core and Standard Optical Fibers // Laser Physics. – 2001. – V.11. – №.1. – P. 130–133.
15. Kafka J. D., Baer T. Fiber Raman soliton laser pumped by a Nd:YAG laser // Optics Letters. – 1987. – V.12. – №.3. – P.181-183.
16. Ken-ichi Kitayama, Y. Kato, S. Seikai, M. Tateda. Broadband (0.6-1.8- μm) subnanosecond pulse emission using an ultra-low-loss single-mode fiber // Applied Optics. – 1981. – V.20. – №.14. – P.2428-2432.
17. Redding B., Choma M.A., Cao H. Speckle-free laser imaging using random laser illumination // Nature Photonics. – 2012. – V. №.6. – P.355-359.
18. Feng Y, Taylor L.R. and Bonaccini Calia D. 150 W highly-efficient Raman fiber laser // Optics Express. – 2009. – V.17. – №.26. – P.23678-23683.
19. Codemard C.A., Ji J., Sahu J.K., Nilsson J. 100 W CW cladding-pumped Raman fiber laser at 1120 nm // Proc. SPIE. – 2010. – V.7508. – 75801N-1.
20. Codemard C.A, Dupriez P., Jeong Y., Sahu J. K., Ibsen M., Nilsson J. High-power continuous-wave cladding-pumped Raman fiber laser // Optics Letters. – 2006. - V. 31. - №.15. – P.2290-2292.
21. Richardson D.J., Nilsson J., Clarkson W.A. High power fiber lasers: current status and future perspectives // JOSA B. – 2010. - V.11. - №. 27. – P. B63-B92.
22. Babin S.A., Vatnik I.D., Laptev A.Yu., Bubnov M.M., Dianov E.M. High-efficiency cascaded Raman fiber laser with random distributed feedback // Optics Express. – 2014. – V.22. – №.21. – P.24929-24934.

23. Turitsyn S.K., Babin S.A., El-Taher, P. Harper, D.V. Churkin, S.I. Kablukov, J.D. Ania-Castanon, V. Karalekas, E.V. Podivilov A.E. Random distributed feedback fibre laser // *Nature Photonics*. – 2010. - №.4. - P.231-235.
24. El-Taher A.E., Harper P., Babin S.A., Churkin D.V., Podivilov E.V., Ania-Castanon J.D., Turitsyn S.K. Effect of Rayleigh-scattering distributed feedback on multiwavelength Raman fiber laser generation // *Optics Letters* – 2011. – V.36. - №.2. - P. 130–132.
25. Babin S.A., El-Taher A.E., Harper P., Podivilov E.V., Turitsyn S.K. Tunable random fiber laser // *Physical Review*. – 2011. – V.84. - №.2. – P.021805.
26. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика // Москва: ФИЗМАТЛИТ. – 2004. – С.512.
27. Feng Y., Huang S., Shirakawa A., Ken-ichi Ueda. Multiple-color cw visible lasers by frequency sum-mixing in a cascading Raman fiber laser // *Optics Express*. – 2004. – V.12 - №.9. - P.1843-1847.
28. Georgiev D., Gapontsev V.P., Dronov A.G., Vyatkin M.Y., Rulkov A.B., Popov S.V., Taylor J.R. Watts-level frequency doubling of a narrow line linearly polarized Raman Fiber laser to 589 nm // *Optics Express*. – 2005. – V.13. – №.18. – P.6772-6776.
29. Feng Y., Taylor L.R., Calia D.B. 25 W Raman fiber amplifier based 589 nm laser for laser guide star // *Optics Express*. – 2009. – V.17. - №.21. – P.19021-19026.
30. Kablukov S.I., Babin S.A., Churkin D.V., Denisov A.V., Kharenko D.S. Frequency doubling of a broadband Raman fiber laser to 655 nm // *Optics Express*. – 2009. - V.17. – №.8. – P.5980-5986.
31. Canagasabey A., Corbari C., Gladyshev A.V., Liegeois F., Guillemet S., Hernandez Y., Yashkov M., Kosolapov A., Dianov E.M., Ibsen M., Kazansky P.G. High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers // *Opt. Lett.* – 2009. – V.34 – №.16. – P.2483–2485.
32. Corbari C., Gladyshev A.V., Lago L., Ibsen M., Hernandez Y., Kazansky P.G. All-fiber frequency-doubled visible laser // *Opt. Lett.* – 2014. – V.39– №.22. – P.6505–6508.

33. Lim E.L., Corbari C., Gladyshev A.V., Alam S.U., Ibsen M., Richardson D.J., Kazansky P.G. Multi-Watt All-Fiber Frequency Doubled Laser // In Top. Meeting Bragg Gratings. Poling Photosensitivity. – 2014. - Paper JTu6A.5.
34. Dvoyrin V.V., Gladyshev A.V., Mashinsky V.M., Dianov E.M., Canagasabay A., Corbari C., Ibsen M., Kazansky P.G. Yellow All-Fiber Bi Laser // in IEEE ECOC – 2008. – V.2-5.
35. Telford W.G., Babin S.A., Khorev S.A., Rowe S.H. Green fiber lasers: an alternative to traditional DPSS green lasers for flow cytometry // Cytometry A. – 2009. – V.75A. – №.12. – P.1031–1039.
36. Agrawal G.P. Applications of Nonlinear Fiber Optics // Academic Press. – 2001. – P.445.
37. Kashyap R. Fiber Bragg Gratings // San Diego: Acad.Press. – 1999. – P.632.
38. Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И.Г., Божков А.С., Курков А.С., Дианов Е.М. Волоконные решетки показателя преломления и их применение // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – №.12. – С. 1085-1103.
39. Агравал Г.Р. Нелинейная волоконная оптика // М.:Мир – 1996. – 316 С.
40. Walton D.T., Gray S., Zenteno L., Chen X., Li M., Nolan D., Berkey G., Wang J., Koh J., Wood W. and Tennent C. High Power, Linearly Polarized Yb-doped Fiber Laser // OSA.ASSP. – 2004. – P.1-4.
41. Wang J., Zhang L., Jun Zhou, Lei Si, Chen J., Feng Y. High power linearly polarized Raman fiber laser at 1120 nm // Chinese Optics Letters. – V.10. – №.2. – 2012. – 021406 (3).
42. Terry N.B. Raman fiber lasers and amplifiers based on multimode graded-index fibers and their application to beam cleanup // Air force Institute of Technology. Dissertation. – 2007. – 218 С.
43. Kazansky P.G., Pruneri V. and Russell P.St.J. Blue-light generation by quasi-phase-matched frequency doubling in thermally poled optical fibers. // Optics Letters. – V.20. – №.8. – 1995. – P.843.

44. Shelby R.M., Levenson M.D., Perlmutter S.H. Bistability and other effects in a nonlinear fiber-optic ring resonator // *J. Opt. Soc. Am. B* – 1988. – V.5 – №.2 – P.347-357.
45. Snitzer E. Optical maser action in Nd^{3+} in a Barium crown glass // *Phys. Rev. Lett.* – V.23. – №.7 – 1961. – P.444.
46. Hanna D., Percival R., Perry I. Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fiber laser // *Electron. Lett.* – V.24. – 1988. – P.1111-1113.
47. Pask H.M., Archambault J.L., Hanna D.C., Reekie L., Russell P.St.J., Townsend J.E., Tropper A.C. Operation of cladding-pumped Yb^{3+} -doped silica fiber lasers in 1 μm region // *Electron. Lett.* – V.30. – 1994. – P. 863–865.
48. Dominic V., Maccormack S., Waarts R., Sanders S., Bicknese S., Dohle R., Wolak E., Yeh P.S., Zucker E. 110 W fiber laser // *Electron. Lett.* – V.35. – 1999. – P.1158–1160.
49. Jeong Y., Sahu J.K., Payne D.N., Nilsson J. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power // *Opt. Express* – V.12. – 2004. – P.6088-6092.
50. Gapontsev V., Gapontsev D., Platonov N., Shkurikhin O. 2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffractionlimited brightness // *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (OSA)*. – 2005.
51. Au Yeung J., Yariv A. Theory of cw Raman oscillation in optical fibers // *JOSA*. – 1979. – V.6. – №.69. – P.803-807.
52. Hanna D.C., Clarkson W.A. A review of diode-pumped lasers // *Procc. of 52 Scottish Universities Summer School in Physics*. – 1998. – P.1-17.
53. Turitsyn S.K., Babin S.A., Churkin D.V., Vatnik I.D., Nikulin M., Podivilov E.V. Random distributed feedback fibre lasers // *Physics Reports*. – 2014. – V.2. - №.542. - P.133-193.
54. Ватник И.Д. Мощностные характеристики волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью : дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.05. / Ватник Илья Дмитриевич. – Н.,2014. – 109 с.

55. S.A. Babin, D.V. Churkin, S.I. Kablukov, M.A. Rybakov, A.A. Vlasov All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum // *Optics Express*. – 2007. – V.13. - №.15. – P.8438-8443.
56. Khripunov S., Radnatarov D., Kobtsev S., Skorkin A. Variable-wavelength second harmonic generation of CW Yb-fibre laser in partially coupled enhancement cavity // *Optics Express*. – 2014. – V.22. –№.6. – P.7046-7051.
57. Kim J. W. , Jeong J., Lee K., Lee S.B. Efficient second-harmonic generation of continuous-wave Yb fiber lasers coupled with an external resonant cavity // *Applied Physics B*. – 2012. – V.108. – №.3. – P.539–543.
58. Cieslak R., Clarkson W.A. Internal resonantly enhanced frequency doubling of continuous-wave fiber lasers // *Optics Letters*. – 2011. – V.36. – №.10. – P.1896–1898.
59. Katsu Asaumi. Fundamental walkoff-compensated type II second-harmonic generation in KTiOPO_4 and LiB_3O_5 // *Applied Optics*. – 1998. – V.37 – №.3 – P.555-560.
60. Pavel N., Shoji I., Taira T., Mizuuchi K., Morikawa A., Sugita T., Yamamoto K. Room-temperature, continuous-wave 1-W green power by single-pass frequency doubling in a bulk periodically poled $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ crystal // *Optics Letters*. – 2004. – V.29. –№.8. – P.830-832.
61. Akulov V.A., Afanasiev D.M., Babin S.A., Churkin D.V., Kablukov S.I., Rybakov M.A., Vlasov A.A. Frequency Tuning and Doubling in Yb-Doped Fiber Lasers // *Laser Physics*. – 2007. - V.17. - №.2. - P.124-129.
62. Akulov V.A., Babin S.A., Kablukov S.I., Vlasov A.A. Fiber Lasers with a Tunable Green Output // *Laser Physics*. – 2008. - V.18. - №.11. - P.1225-1229.
63. Kontur F.J., Dajani I., Yalin Lu, Knize R.J. Frequency-doubling of CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN // *Optics Express*. - 2007. - V.15. - №.20. - P.12882-12889.
64. Thompson R.J., Tu M., Aveline D.C., Lundblad N., Maleki L. High power single frequency 780 nm laser source generated from frequency doubling of a seeded fiber amplifier in a cascade of PPLN crystals // *Optics Express*. – 2003. – V.11– №.14. – P.1709-1713.

65. Markert F., Scheid M., Kolbe D., Walz J. 4 W continuous-wave narrow-linewidth tunable solid-state laser source at 546 nm by externally frequency doubling a ytterbium-doped single-mode fiber laser system // *Optics Express*. – 2007. – V.15– №.22. – P.14476-14481.
66. Kazansky P.G., Pruneri V. Electric-field poling of quasi-phase-matched optical fibers // *J. Opt. Soc. Am.* – 1997. – V.14. – №.11. – P.3170–3178.
67. Weber M.J. Handbook of optical materials // CRC Press. – 2003.
68. Canagasabey A., Corbari C., Zhang Z., Kazansky P.G., Ibsen M. Broadly tunable second-harmonic generation in periodically poled silica fibers // *Optics Letters*. – 2007. – V.32. – №.13. – P.1863–1865.
69. Feier M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L. Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1992. – V.28. - №.11. – P.2631-2654.
70. Vatnik I.D., Churkin D.V., Podivilov E.V., Babin S.A. High-efficiency generation in a short random fiber laser // *Laser Physics Letters*. – 2014. – V.7. - №.11. – P.075101.
71. Dianov E.M., Bufetov I.A., Bubnov M.M., Grekov M.V., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I. Tree-cascaded 1407-nm Raman laser based on phosphorous-doped silica fiber // *Optics Letters*. -2000. - №.25. – V.6. - P.402-404.
72. Wu H., Wang Z.N., Fan M.Q., Zhang L., Zhang W.L., Rao Y.J. Role of the mirror's reflectivity in forward-pumped random fiber laser // *Optics Express*. – 2015. - V.2. - №.23. - P.1421-1427.
73. Babin S. A., Zlobina E. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V. High-order random Raman lasing in a PM fiber with ultimate efficiency and narrow bandwidth // *Scientific Reports, NPG*. – 2016. - V.6. - №.17. - P. 22625.
74. Churkin D.V., Kolokolov I.V., Podivilov E.V., Vatnik I.D., Nikulin M.A., Vergeles S.S., Terekhov I.S., Lebedev V.V., Falkovich G., Babin S.A., Turitsyn S.K. Wave kinetics of random fibre lasers // *Nature Communications*. – 2015. - V.2. - №.6214. – P.1-6.

75. Babin S.A., Churkin D.V., Fotiadi A.A., Kablukov S.I., Medvedkov O.I., Podivilov E.V. Relative intensity noise in cascaded Raman fiber lasers // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2005. - V.12. - №.17. - P.2553-2555.
76. Babin S.A., Churkin D.V., Ismagulov A.E., Kablukov S.I., Podivilov E.V. FWM-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser // *JOSA B*. – 2007. - V.8. - №.24. - P.1729-1738.
77. Terry N.B., Engel K. T., Alley T.G., Russell T.H. Use of a continuous wave Raman fiber laser in graded-index multimode fiber for SRS beam combination // *Opt. Express*. – 2007. - V.2. - №15. - P.602-607.
78. Terry N.B., Alley T.G., Russell T.H. An explanation of SRS beam cleanup in graded index fibers and the absence of SRS beam cleanup in step-index fibers // *Optics Express*. – 2007. - V.15. - №.26. - P.17509-17519.
79. Kurukitkoson N., Sugahara H., Turitsyn S.K., Egorova O.N., Kurkov A.S., Paramonov V.M., Dianov E.M. Optimisation of two-stage Raman converter based on phosphosilicate core fibre: modelling and experiment // *Electron Letters*. – 2001. - V.21. - №.37. - P.1281-1283.
80. Babin S.A., Churkin D.V., Podivilov E.V. Intensity interactions in cascades of a two-stage Raman fiber laser. // *Optics Communications*. – 2003. – 226 (1-6). - P.329-335.
81. Mizunami T., Djambova T.V., Niiho T., Gupta S. Bragg gratings in multimode and few-mode optical fibers // *J. Lightwave Technol.* – 2000. – V.18. – P.230-235.
82. Dianov E.M., Prokhorov A.M. Medium-power CW Raman fiber lasers // *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2000. – V.6. - №.6. - P.1022 – 1028.
83. Zlobina E.A., Kablukov S.I., Skvortsov M.I., Nemov I.N., Babin S.A. 954 nm Raman fiber laser with multimode laser diode pumping // *Laser Phys. Lett.* – 2016. – V.13. – P.035102.
84. Yao T., Nilsson J. Fibre Raman laser directly pumped by multimode laser diode at 975 nm // *The European Conference on Lasers and Electro-Optics*. - 2013. – paper CJ_9_2.

85. Sugavanam S., Tarasov N., Shu X., Churkin D.V. Narrow-band generation in random distributed feedback fiber laser // *Optics Express*. – 2013. – V.21. – №.14. – P.16466-16472.
86. Boyd G.D., Kleinman D.A. Parametric interaction of focused Gaussian light beams // *Journal of Applied Physics*. – 1968. – V.39. – №.8. - P.3597-3639.
87. Ducuing J., Bloembergen N. Static fluctuations in nonlinear optical processes // *Physical Review*. – 1964. – V.133. - №.6A. – P.1493-1502.
88. Asaumi K. Fundamental walkoff-compensated type II second-harmonic generation in KTiOPO₄ and LiB₃O₅ // *Appl. Opt.* – 1998. - V.37. – №.3. - P.555.
89. Kato K., Takaoka E. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP // *Appl. Opt.* – 2002. – V.24. - №.41. - P.5040.
90. Kablukov S.I., Dontsova E.I., Akulov V.A., Vlasov A.A., Babin S.A. Frequency Doubling of Yb-Doped Fiber Laser to 515 nm // *Laser Physics*. – 2010. – V.20. – No.2. – P. 360–364.
91. Никулин М.А., Бабин С.А., Дмитриев А.К., Дычков А.С., Каблуков С.И., Луговой А.А., Печерский Ю.Я. Иттербиевый волоконный лазер с распределённой обратной связью с низким уровнем частотных шумов // *Квант. электрон.* – 2009. – Т.39. – №.10. – С.906–910.
92. Zhu E.Y., Li Quan, Liscidini M., Sipe J.E., Corbari C., Canagasabey A., Ibsen M., Kazansky P.G. Measurement of $\chi(2)$ symmetry in a poled fiber // *Opt. Lett.* – 2010. – V.35– №.10. – P.1530–1532.
93. Risk W., Gosnell T., Nurmikko A. Compact Blue-Green Lasers // Cambridge University Press. - 2003. - P.551.
94. Lobach I.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V., Babin S.A. Broad-range self-sweeping of a narrow-line self-pulsing Yb-doped fiber laser // *Opt. Exp.* – 2011. – V.19. – №.18. – P.17632–17640.
95. Akulov V.A., Babin S.A., Kablukov S.I., Raspopin K.S. Intracavity frequency doubling of Yb-doped fiber laser with 540-550 nm tuning // *Laser Physics*. – 2011. – V.21. – № 5. – P. 935–939.

96. Kablukov S.I., Dontsova E.I., Akulov V.A., Vlasov A.A., Babin S.A. Frequency doubling of Yb-doped fiber laser to 515 nm // *Laser Physics*. – 2010. – V.20. – №2. – P.360-364.

Публикации автора в журналах:

A1. Донцова Е.И., Каблук С.И., Бабин С.А. Волоконный иттербиевый лазер с перестройкой длины волны в диапазоне 1017 – 1040 нм и генерацией второй гармоники // *Квантовая электроника*. – 2013. - Т.43. - №.5. - С.467.

A2. Kablukov S.I., Dontsova E. I., Zlobina E.A., Nemov I.N., Vlasov A.A. and Babin S.A. An LD-pumped Raman fiber laser operating below 1 μm // *Laser Physics Letters*. – 2013. – V.10. – №.8. – P.085103.

A3. Babin S.A., Kablukov S.I., Dontsova E. I. Random fiber laser directly pumped by a high-power laser diode // *Optics Letters*. – 2013. – V.38. – №.17. – P.3301.

A4. Донцова Е.И., Лобач И.А., Достовалов А.В., Каблук С.И. Исследование поляризационных свойств генерации второй гармоники в световодах с периодически наведённой квадратичной нелинейностью // *Прикладная фотоника*. – 2015. – Т.2. – №.4. – С.342.

A5. Dontsova E. I., Kablukov S. I., Vatnik I.D., Babin S.A. Frequency doubling of Raman fiber lasers with random distributed feedback // *Optics Letters*. – 2016. – V.41 – №.7 – P.1439-1442.

A6. Донцова Е.И., Каблук С.И., Лобач И.А., Достовалов А.В., Бабин С.А., Гладышев А.В., Дианов Е.М., Corbari C., Ibsen M., Kazansky P.G. Генерация второй гармоники в волоконном световоде во внрезонаторной и внутррезонаторной схемах // *Квантовая электроника*. – 2016. - Т.46. - №.11. - С.989-994.

Публикации в тезисах и трудах конференций:

A7. Dontsova E. I., Kablukov S.I., Babin S.A. Yb-doped fiber laser with 1017-1040 nm tuning range and second harmonic generation // 15th International Conference on Laser Optics (LO-2012). – 25-29 July 2012. - St. Petersburg. - WeR8-28.

A8. Kablukov S.I., Dontsova E.I., Zlobina E.A., Dstovalov A.V., Babin S.A., Gladishev A.V., et.al. Continuous-wave second harmonic generation in fiber. // Российский семинар по волоконным лазерам. – 27-30 марта 2012. – Новосибирск. – С.167-168.

A9. Dontsova E.I., Kablukov S.I., Zlobina E.A., Nikulin M.A., Dostovalov A.V, Babin S.A., et.al. CW frequency doubling of Yb-doped fiber laser inside a periodically poled silica fibre. // Winter college on optics: Trends in Laser Development and Multidisciplinary Applications to Science and Industry. – 4-15 February 2013. – Trieste. Italy. – CD.

A10. Dontsova E.I., Kablukov S.I., Zlobina E.A., Nemov I.N., Vlasov A.A. and Babin S.A. LD-pumped Raman fiber laser operating at 980 nm // Book of abstracts of 22th International Laser Physics Workshop (LPHYS). - 15-19 July 2013. – Prague. - 8.2.2.

A11. Dontsova E.I., Kablukov S.I., Zlobina E.A., Nemov I.N., Vlasov A.A. and Babin S.A. CW Raman fiber laser generating below 1 μm at direct multi-mode laser diode pumping // Technical digest of International Symposium “Modern Problems of Laser Physics” (MPLP’13). - 25-31 August 2013. - Novosibirsk. - P. 55-56.

A12. Babin S.A., Dontsova E.I., Kablukov S.I. Random fiber laser based on Rayleigh scattering with direct LD pumping // VKVO Materials in Photon-Express-Science. – V.110. - №.6. - 2013. - Perm’. – P.194-196.

A13. Babin S.A., Dontsova E.I., Kablukov S.I. 980-nm random fiber laser directly pumped by a high-power 938-nm laser diode // Photonics West. – Proc. SPIE: Fiber Lasers XI: Technology, Systems, and Applications, ed. by S. Ramachandran – 1-6 February 2014. – San Francisco. – V.8961 – Article 89612F.

A14. Dontsova E. I., Kablukov S. I., Lobach I.A., Babin S.A., Gladishev A.V., Dianov E.M. et.al. Continuous-wave second harmonic generation at 515 area inside

fibers // Российский семинар по волоконным лазерам – 14-18 апреля 2014. – Новосибирск. – С.132-133.

A15. Babin S.A., Dontsova E.I., Vatnik I.D., Kablukov S.I. Second harmonic generation of a random fiber laser with Raman gain // Photonics West. – Proc. SPIE: Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications XIV – 7-12 February 2015. – San Francisco. – V. 9347 – Article 934710.

A16. Dontsova E.I., Kablukov S.I., Vatnik I.D., Babin S.A. Generation in Visible Range Using Second Harmonic of Random Distributed Feedback Fiber Laser // Laser Optics. – 27 June -1 July 2016. – Saint Petersburg. – Technical digest.

A17. Донцова Е.И., Каблуков С.И., Ватник И.Д., Бабин С.А. Удвоение частоты случайного волоконного лазера с ВКР-усилением // Российский семинар по волоконным лазерам – 5-9 сентября 2016. – Новосибирск. – С.138-139.