

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт автоматики и электрометрии  
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Злобина Екатерина Алексеевна

Непрерывная параметрическая генерация в двулучепреломляющих  
волоконных световодах с накачкой иттербиевым волоконным лазером

01.04.05 «Оптика»

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук  
Каблуков Сергей Иванович

Новосибирск – 2013

## ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ.....	3
ВВЕДЕНИЕ.....	7
ГЛАВА 1. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ.....	22
1.1. Коэффициент усиления и мощность генерации.....	22
1.2. Методы согласования фаз в двулучепреломляющих световодах.....	27
1.3. Выводы к главе 1.....	39
ГЛАВА 2. ИТЕРБИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР.....	40
2.1. Характеристики используемых в эксперименте схем.....	40
2.2. Уширение спектра генерации.....	46
2.3. Выводы к главе 2.....	51
ГЛАВА 3. БЕЗРЕЗОНАТОРНАЯ СХЕМА ГЕНЕРАЦИИ.....	52
3.1. Параметрическая генерация в стандартном двулучепреломляющем волоконном световоде.....	52
3.2. Параметрическая генерация в двулучепреломляющем фотонно-кристаллическом волоконном световоде.....	62
3.3. Выводы к главе 3.....	84
ГЛАВА 4. НЕПРЕРЫВНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР.....	86
4.1. Волоконно-оптический параметрический генератор на основе стандартного двулучепреломляющего волоконного световода.....	86
4.2. Волоконно-оптический параметрический генератор на основе двулучепреломляющего фотонно-кристаллического волоконного световода.....	89
4.3. Выводы к главе 4.....	113
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	115
ЛИТЕРАТУРА.....	117

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

$\alpha^*$  – суммарные точечные потери за обход резонатора

$\alpha_L$  – постоянная затухания волоконного световода

$\beta(\omega)$  – постоянная распространения моды

$\beta_{a,s,p}(\omega)$  – постоянная распространения моды для антистоксовой, стоксовой волн и волны накачки, соответственно

$\beta_{fast,slow}(\omega)$  – постоянная распространения моды быстрой и медленной осей двулучепреломляющего волоконного световода, соответственно

$\beta_j(\omega_p)$  – коэффициент дисперсии  $j$ -го порядка на частоте  $\omega_p$

$\beta_{0k}$  – коэффициент дисперсии  $k$ -го порядка на частоте  $\omega_0$

$\Delta\beta$  – полная расстройка волновых векторов

$\Delta\beta_{sc}$  – полная расстройка волновых векторов при скалярном синхронизме

$\Delta\beta_{L,M,W}$  – линейная, материальная и волноводная расстройка волновых векторов, соответственно

$\gamma$  – коэффициент нелинейности волоконного световода

$\Delta_{FBG}$  – спектральная ширина ВБР

$\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума

$L$  – расстояние между отверстиями (питч) в ФКВС

$L_{Br}$  – период структуры ВБР

$\lambda$  – длина волны излучения

$\lambda_0$  – длина волны нулевой дисперсии волоконного световода

$\lambda_{Br}$  – резонансная длина волны ВБР

$\lambda_{p,s,a}$  – длина волны накачки, стоксовой (иногда сигнальной) и антистоксовой волн, соответственно

$\Delta\lambda_{p,s,a}$  – ширина линии излучения накачки, стоксовой (иногда сигнальной) и антистоксовой волн, соответственно

$\delta\lambda_p$  – изменение длины волны накачки

$\delta\lambda_a$  – спектральный сдвиг максимумов контуров параметрического усиления

$\nu$  – частота колебаний волны электромагнитного поля

$\xi$  – нормированная мощность накачки, нелинейный набег фазы

$\chi^{(j)}$  – тензор диэлектрической восприимчивости  $j$ -го порядка

$\Omega$  – частотная параметрическая отстройка

$\Omega_{sc}$  – частотная параметрическая отстройка при скалярном фазовом синхронизме

$\Omega_{turn}$  – частотная параметрическая отстройка в точке поворота положительных ветвей векторного фазового синхронизма

$\Omega_{v,v1}$  – частотная параметрическая отстройка при векторном фазовом синхронизме с накачкой, поляризованной вдоль двух или одной оси волоконного световода, соответственно

$\Omega_1, \Omega_2$  – частотные параметрические отстройки для положительных ветвей векторного фазового синхронизма

$\Delta\Omega_{FWM}$  – полная ширина фазового синхронизма

$\Delta\Omega_{sc,v}$  – полная ширина скалярного и векторного фазового синхронизма, соответственно

$\omega$  – циклическая частота излучения

$\omega_0$  – циклическая частота нулевой дисперсии световода

$\omega_{p,s,a}$  – циклическая частота излучения накачки, стоксовой (иногда сигнальной) и антистоксовой волн, соответственно

$\omega_{turn}$  – частота накачки в точке поворота положительных ветвей векторного фазового синхронизма

$\delta\omega_p$  – отстройка частоты накачки от частоты нулевой дисперсии световода

$\delta\omega_{turn}$  – отстройка частоты накачки от частоты нулевой дисперсии световода, при которой положительные ветви векторного фазового синхронизма переходят друг в друга

$A(z, t)$  – амплитуда световой волны

$A_{eff}$  – эффективная площадь моды

$c$  – скорость света в вакууме

$D(\lambda)$  – дисперсионная характеристика волоконного световода

$d$  – диаметр отверстий в ФКВС

$\vec{E}$  – вектор напряженности электрического поля

$F_j(x,y)$  – поперечное распределение моды  $j$ -го поля

$f_{ik}$  и  $f_{ijkl}$  – интегралы перекрытия мод

$g$  – коэффициент параметрического усиления

$g_{sc}$  – коэффициент параметрического усиления при скалярном фазовом синхронизме

$G_{s,a}$  – ненасыщенное параметрическое усиление сигнальной и холостой волн за проход по волоконному световоду, соответственно

$G_{sc}$  – ненасыщенное параметрическое усиление холостой волны за проход по волоконному световоду при скалярном фазовом синхронизме

$H$  – межмодовое расстояние

$k$  – коэффициент заполнения слоев в ФКВС

$L$  – длина волоконного световода

$L_{cav}$  – длина резонатора

$L_{coh}$  – длина когерентности

$NA$  – числовая апертура волоконного световода

$n$  – показатель преломления

$n_2$  – нелинейный показатель преломления волоконного световода

$n_{av,slow,fast}$  – средний показатель преломления и показатели преломления медленной и быстрой осей двулучепреломляющего волоконного световода, соответственно

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

$\delta n$  – двулучепреломление волоконного световода

$\vec{P}$  – вектор поляризации, наведенной в среде

$P_0$  – мощность волны накачки на входе в волоконный световод при скалярном фазовом синхронизме

$P_{s,a,i}$  – мощность излучения на частоте стоксовой (иногда сигнальной), антистоксовой и холостой волн, соответственно

$P_p$  - сумма мощностей двух волн накачки на входе в волоконный световод  
 $P_{th}$  – пороговая мощность накачки  
 $p, q$  – коэффициенты кубического уравнения  
 $Q$  – дискриминант кубического уравнения  
 $R_0$  – коэффициент отражения ВБР в максимуме  
 $S_0$  – наклон дисперсионной характеристики  
 $T$  – температура  
 HNL DSF – highly nonlinear dispersion-shifted fiber - высоконелинейный волоконный световод со смещенной дисперсией  
 LMA – large mode area — волоконный световод с увеличенным диаметром моды  
 MFD – mode field diameter — диаметр поля моды  
 MOPA - master oscillator power amplifier - задающий генератор-усилитель мощности  
 WDM – wavelength division multiplexer — спектрально-селективный ответвитель  
 АОС – анализатор оптического спектра  
 ВБР – волоконная брэгговская решетка  
 ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние  
 ВОПГ – волоконно-оптический параметрический генератор  
 ВРМБ – вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна  
 ГВГ – генерация второй гармоники  
 ДВНД – длина волны нулевой дисперсии волоконного световода  
 ИВЛ – иттербиевый волоконный лазер  
 КП – контроллер поляризации  
 НВЛ – неодимовый волоконный лазер  
 ФКВС – фотонно-кристаллический волоконный световод  
 ФСМ – фазовая самомодуляция  
 ЧВС – четырехволновое смешение

## ВВЕДЕНИЕ

С момента создания первого рубинового лазера в 1960 г. ученых волнует вопрос разработки когерентных оптических источников на основе новых сред и нелинейных эффектов для генерации излучения в различных спектральных областях. Например, во многих практических и научных применениях требуется непрерывное перестраиваемое излучение с длиной волны менее 1 мкм. Источники с большой яркостью, работающие в диапазоне около 975 нм, привлекательны для накачки активных волоконных световодов (например, эрбиевых усилителей и лазеров). Излучение в диапазоне 890 – 950 нм используется в спектроскопии поглощения водяных паров, для мониторинга окружающей среды [1]. Узкополосный лазер, перестраиваемый вблизи 935 нм, необходим для охлаждения  $Yb^+$  ионов в высокоразрешающей спектроскопии и точной частотной метрологии [2]. Перестраиваемый источник вблизи 920 нм можно использовать в схеме удвоения частоты для получения компактного лазера в синей спектральной области, способного заменить громоздкую и неэффективную конструкцию аргонового лазера. Кроме того, «синий спектр» перспективен для создания современных устройств хранения информации. Непрерывные лазерные источники видимого диапазона с мощностью несколько сотен милливатт важны для медицинских и научных применений, в спектроскопии и томографии.

В настоящее время самой большой областью перестройки в спектральном диапазоне менее 1 мкм обладает титан-сапфировый лазер. Он может перестраиваться от 0,65 до 1,1 мкм при использовании нескольких комплектов зеркал. Коммерческие фирмы (Техноскан, Coherent) предлагают непрерывные титан-сапфировые лазеры, которые генерируют излучение в диапазоне 0,7 – 1 мкм с узкой спектральной линией  $< 5$  МГц и выходной мощностью до 3 Вт. Однако их стоимость довольно высока. В данной спектральной области популярность

приобретают перестраиваемые одночастотные лазерные диоды. Например, диоды DL pro фирмы Toptica имеют диапазон перестройки до 70 нм и ширину спектральной линии 0,1 МГц [3]. Однако их мощность невелика – менее 80 мВт.

В настоящее время активно развивается область оптики, связанная с исследованием волоконных световодов. Волоконные лазеры обладают рядом преимуществ по сравнению с другими оптическими источниками, что позволяет использовать их в различных областях науки, промышленности и медицины. К преимуществам волоконных лазеров можно отнести высокое качество выходного пучка, при котором поддерживается только основная поперечная мода; относительно высокую эффективность преобразования оптической накачки в лазерное излучение, достигающую 80% [4]; отсутствие юстировочных элементов и объемной оптики; компактность; простоту и надежность в эксплуатации. В качестве активного элемента таких лазеров обычно используются волоконные световоды, легированные ионами редкоземельных металлов (Yb, Er, Nd, Tm, Ho), которые люминесцируют в ближнем ИК диапазоне [4]. Большая область усиления позволяет разрабатывать источники перестраиваемого оптического излучения на основе высокодисперсных призм [5], дифракционных решеток [6 – 9] и перестраиваемых волоконных брэгговских решеток (ВБР) [10 – 12].

Существуют два типа волоконных лазеров с активной средой, способных генерировать излучение в спектральной области менее 1 мкм - это иттербиевые и неодимовые волоконные лазеры. Однако в разработке таких устройств есть свои сложности. Спектр люминесценции иона  $\text{Yb}^{3+}$ , обусловленный переходом  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ , имеет максимумы в области 976 и 1030 – 1040 нм. Вблизи 975 нм поглощение конкурирует с люминесценцией, что требует создания высокой степени инверсии населенности для получения лазерной генерации. Для подавления генерации вблизи 1030 нм в экспериментах оптимизируется величина



поглощения накачки путем уменьшения диаметра внутренней оболочки световода с помощью применения стекол разного состава [4], либо световодов с микроструктурированной оболочкой [13, 14]. Перестройка лазеров осуществлялась в области 974 – 982 нм с помощью объемной дифракционной решетки, при этом мощность и ширина спектра генерации были  $< 1,5$  Вт и  $\sim 0,5$  нм, соответственно. Перестройка ИВЛ практически во всей области люминесценции ионов иттербия - с 975 до 1120 нм, была продемонстрирована в работе [15] при использовании активного световода с диаметром сердцевины  $\approx 80$  мкм. Мощность генерации и ширина линии излучения в области менее 1 мкм достигали 25 Вт и 1 нм, соответственно.

Наиболее интенсивная полоса люминесценции неодимового волоконного лазера (НВЛ) лежит в области 1060 нм, что соответствует переходу  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ . Реализация лазера с длиной волны 930 нм на оптическом переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  затруднена из-за конкуренции со стороны люминесценции вблизи 1060 нм. Для подавления длинноволновой люминесценции обычно используется специальный W-образный профиль показателя преломления сердцевины неодимовых волоконных световодов с двойной оболочкой [16 - 18]. Наибольшая мощность генерации  $\sim 2,4$  Вт на  $\lambda = 926$  нм была получена в схеме с накачкой в два торца световода [18]. Мощность на краях диапазона генерации в такой схеме (908 и 942 нм) составляла 500 мВт. Максимальный диапазон перестройки НВЛ достигался при накачке в сердцевину и простирался с 896 до 940 нм [19]. К недостаткам описанных выше ИВЛ и НВЛ можно отнести применение объемных оптических элементов, требующих юстировки. Кроме того, используемая технология изготовления активных волоконных световодов с W-образным профилем показателя преломления не позволяет достичь требуемой точности и воспроизводимости. Поэтому, эти оптические источники пока не получили широкого распространения.

Область генерации непрерывных волоконных лазеров можно расширить с помощью оптических нелинейных эффектов, например,

генерации второй гармоники (ГВГ) или оптического параметрического процесса. В этом случае волоконный лазер выступает в качестве источника накачки, а преобразование длины волны проходит в объемных нелинейных кристаллах или специальных волоконных световодах. Так, в работе [20] с помощью удвоения частоты генерации перестраиваемого ИВЛ в кристаллах КТР получено излучение с плавной перестройкой в диапазоне 528 - 540 нм и мощностью до 450 мВт. Волоконные световоды с периодически наведенной нелинейностью позволяют разрабатывать полностью волоконные схемы лазера в видимом диапазоне. Однако это направление только развивается, поэтому продемонстрированные на данный момент результаты скромны: эффективность и мощность непрерывного излучения второй гармоники составляют всего  $1,4 \times 10^{-4}\%$  и 0,3 мВт на длине волны 580 нм при накачке излучением висмутового волоконного лазера мощностью 3,3 Вт [21]. Авторы связывают низкую эффективность с достаточно широкой спектральной линией накачки и слабой наведенной нелинейностью в световоде. Параметрический процесс в оптических нелинейных кристаллах позволяет получить более широкую область перестройки излучения. Например, в работе [22] представлен оптический параметрический генератор с мощностью одночастотного излучения 400 – 800 мВт в диапазоне длин волн 860 - 1000 нм. Он содержит два кристалла MgO:sPPLT, в одном из которых генерируется излучение второй гармоники на длине волны 532 нм, во втором происходит параметрическое преобразование полученного зеленого света. Однако схема установки была довольно сложна и содержала много элементов, требующих подстройки.

Рассмотренные выше оптические источники обладают либо малой областью перестройки, либо сложной и объемной схемой, либо низкой выходной мощностью, либо высокой ценой. Альтернативой им могут служить волоконно-оптические параметрические генераторы (ВОПГ), основанные на процессе параметрического четырехволнового смешения

(ЧВС) в оптических световодах [23]. ВОПГ обладают большой областью перестройки; хорошим качеством генерируемой поперечной моды; компактностью, стабильностью и надежностью в использовании; возможностью интегрирования с волоконными системами. Следует отметить, что количество статей, посвященных разработке и исследованию этих оптических источников, увеличивается с каждым годом. Кроме того, непрерывный ВОПГ с перестройкой излучения в области  $0,9 - 1$  мкм смог бы объединить диапазоны генерации ИВЛ и НВЛ.

На рис. 1 изображена схема ВОПГ. Генератор включает в себя источник накачки, резонатор и нелинейный волоконный световод, в котором происходит параметрический процесс.

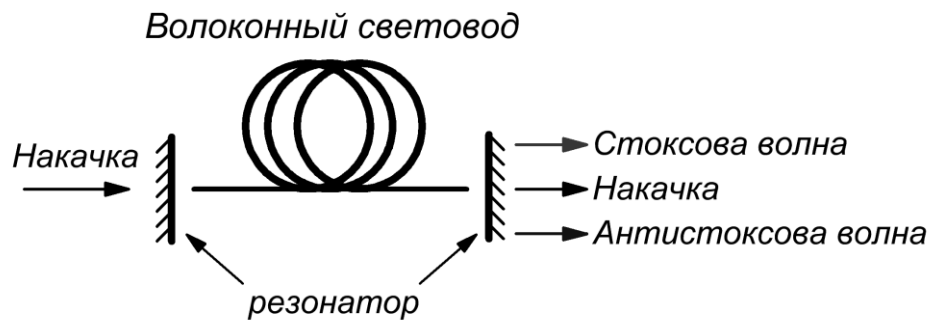


Рис.1. Схема ВОПГ.

Волоконные световоды изготавливают из изотропного кварцевого стекла, в котором отсутствует нелинейность второго порядка  $\chi^{(2)}$ . В этом случае нелинейные эффекты возникают за счет нелинейности третьего порядка  $\chi^{(3)}$ . Величина  $\chi^{(3)}$  в волоконных световодах меньше величины  $\chi^{(2)}$  в объемных кристаллах, однако она компенсируется большой длиной взаимодействия и малой площадью моды излучения. Для преобразования оптической частоты используется процесс вырожденного по частоте накачки  $\omega_p$  четырехволнового смешения (ЧВС), при котором два фотона накачки за счет нелинейности  $\chi^{(3)}$  генерируют два новых фотона. Частота одного из них меньше частоты накачки  $\omega_p - \Omega$  (стоксовая волна), второго – больше частоты накачки  $\omega_p + \Omega$  (антистоксовая волна), здесь  $\Omega$  – частотная

параметрическая отстройка. Для эффективного протекания процесса необходимо выполнить условия сохранения энергии и согласования фаз. Эти требования накладывают ограничения на характеристики источника накачки и волоконного световода. Большое значение имеет дисперсия световода. Первые экспериментальные наблюдения ЧВС в кварцевом световоде описаны в работах [24, 25], которые положили начало активному исследованию параметрического процесса для создания ВОПГ.

На рис. 1 излучение накачки заводится в резонатор, формирующий обратную связь либо для одной из параметрических волн (однорезонансная схема), либо для двух параметрических волн одновременно (двухрезонансная схема). Двухрезонансная схема не получила распространения на практике, так как при одновременном заведении в резонатор излучения стоксовой и антистоксовой волн на выходе ВОПГ могут наблюдаться флуктуации мощности генерации из-за чувствительности процесса к фазам волн. В качестве схем резонатора ВОПГ используются либо интерферометр Фабри-Перо (как на основе ВБР, так и на основе объемных зеркал), либо кольцевая конфигурация (с волоконными или объемными элементами) [23]. Перестройка длины волны генерации осуществляется с помощью изменения длины волны накачки (самый частый способ), изменения дисперсии за счет нагрева волоконного световода [26], регулирования длины резонатора [27], использования внутрирезонаторного перестраиваемого фильтра [28].

Для получения эффективной параметрической генерации необходимо согласовать фазы оптических полей, чтобы их фазовая расстройка была минимальной. В ранних экспериментах для согласования фаз использовали различие фазовых скоростей поперечных мод в многомодовых световодах [29, 30]. С началом широкого применения одномодовых волоконных световодов в оптических системах были разработаны новые методы согласования фаз: скалярное ЧВС (все волны имеют одну поляризацию) и векторное ЧВС (волны распространяются в

разных поляризационных модах двулучепреломляющего световода). В настоящее время во всех разрабатываемых ВОПГ используется метод скалярного ЧВС, хотя есть немало работ по исследованию векторного ЧВС в однопроходной схеме. Скалярное согласование фаз обеспечивается вблизи длины волны нулевой дисперсии (ДВНД)  $\lambda_0$  волоконного световода и накладывает ограничение на длину волны излучения накачки  $\lambda_p$  (в стандартных световодах  $\lambda_0 \approx 1,3$  мкм).

Для создания ВОПГ в области низких оптических потерь чистого кварца, вблизи 1,5 мкм, обычно используют высоконелинейные волоконные световоды со смещенной дисперсией (HNL DSF) ( $\lambda_0 \approx 1,5$  мкм) и накачку, состоящую из перестраиваемого лазера и эрбиевого волоконного усилителя. Импульсные ВОПГ в этой области спектра имеют частотные отстройки до 55 ТГц [31], выходную мощность несколько Вт [32] и эффективность преобразования до 50% [33]. Для перехода в коротковолновую область спектра (1 мкм и менее) используют специальные фотонно-кристаллические волоконные световоды (ФКВС) [34, 35] и накачку титан-сапфировым лазером (в видимой области) или мощные  $\text{Yb}^{3+}$  или  $\text{Nd}^{3+}$  волоконные/твердотельные лазерные системы (вблизи 1 мкм). ФКВС имеют ряд отверстий в оболочке, что позволяет варьировать эффективный показатель преломления  $n_{\text{eff}}$  путем подбора коэффициента заполнения слоев  $k = d/\Lambda$ , где  $d$  – диаметр отверстий, а  $\Lambda$  – расстояние между ними (питч) (см. рис. 2), тем самым изменяя ДВНД ФКВС от видимого диапазона до 1,3 мкм [36]. В так называемых «бесконечно одномодовых» ФКВС отсутствует длина волны отсечки, причем в некоторых световодах такого типа, например, LMA5 (NKT Photonics), модовый диаметр не зависит от длины волны в большом спектральном диапазоне (0,4 – 2 мкм). За счет этого осуществляется хорошее пространственное перекрытие взаимодействующих оптических полей на далеких друг от друга длинах волн. Так, в однопроходной схеме с

импульсной накачкой продемонстрирована область перестройки 0,5 - 1 мкм с эффективностью преобразования  $\sim 0,1 - 1\%$  [37, 38].

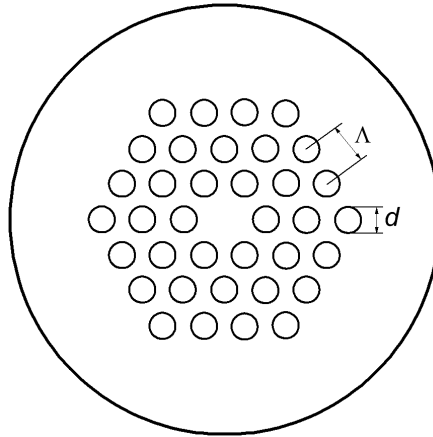


Рис.2. Схема фотонно-кристаллического волоконного световода.

Важной характеристикой процесса ЧВС является величина усиления. При выполнении условия фазового синхронизма в предположении неистощенной накачки ненасыщенное усиление за проход по световоду записывается как  $\sinh^2(\xi)$ , где  $\xi = \gamma P_p L$  – нормированная мощность накачки ( $P_p$  – мощность накачки,  $L$ ,  $\gamma$  – длина и коэффициент нелинейности световода) [39]. В импульсных ВОПГ используется большая пиковая мощность накачки и относительно небольшие длины световода. Так, для ВОПГ с перестройкой вблизи 1,55 мкм применяются HNL DSF длиной 30 – 50 м, при этом величина  $\xi \approx 6$  [32, 40, 41]. Для импульсных ВОПГ с перестройкой в области  $< 1$  мкм используются ФКВС длиной от 0,5 до 10 м, при этом величина  $\xi \approx 5 - 60$  [42 - 47]. В работе [32] средняя мощность параметрической генерации на выходе ВОПГ в полностью волоконной конфигурации составляла 2 Вт для  $\Omega \approx 27$  ТГц ( $\xi = 7,5$ ). В работе [48] благодаря большой величине нормированной мощности накачки  $\xi$  внутренняя эффективность преобразования ВОПГ достигала 8,6% для  $\Omega \approx 140$  ТГц. Повышение пиковой мощности накачки до десятков кВт позволяет увеличить  $\xi$  до 100 – 700 и генерировать излучение в однопроходной схеме в видимом и среднем ИК диапазонах с большими частотными отстройками  $\Omega \sim 160 - 185$  ТГц [49 - 52]. При этом

эффективность преобразования и средняя мощность излучения вблизи 0,65 мкм достигают 30% и 17,6 Вт, соответственно [50].

В непрерывных ВОПГ значение  $\xi = 4 - 10$  получают при использовании световодов длиной несколько сотен метров [28, 53 - 59], так как мощность непрерывной накачки довольно мала. Увеличение длины световода приводит к сужению области фазового синхронизма, в результате неоднородность (флуктуации дисперсии из-за флуктуаций диаметра сердцевины) волоконного световода по длине сильно уменьшает максимум интегрального параметрического усиления при больших частотных отстройках [60 – 62], что ограничивает создание непрерывных ВОПГ. Выходная мощность первых устройств не превышала 50 мВт из-за малого коэффициента выведения из резонатора [53, 54]. Параметрические отстройки разработанных непрерывных ВОПГ ограничивались величиной 15 ТГц [28, 56], поэтому стоксова компонента усиливалась за счет совместного комбинационного и параметрического усиления и ее мощность доходила до 1 Вт в работе [28]. Несмотря на большое усиление, мощность излучения на антистоксовой длине волны не превышала 100 мВт из-за малого коэффициента выведения из резонатора [56] или больших потерь для сигнальной волны  $\sim 90\%$  [28].

Отметим, что непрерывные ВОПГ разрабатывались только вблизи 1,5 мкм. Для перехода в спектральную область  $\leq 1$  мкм необходимо учитывать несколько важных моментов. Во-первых, в этой области в несколько раз увеличиваются оптические потери в кварцевом световоде. Во-вторых, из-за специфики изготовления неоднородность используемых в этой области ФКВС может быть выше, чем неоднородность HNL DSF. На данный момент непрерывное ЧВС в области менее 1 мкм исследовалось только в однопроходной схеме с сигнальной затравкой. Эффективность преобразования в область 0,5 – 0,7 мкм при накачке титан-сапфировым лазером ( $\lambda = 0,76 - 0,86$  мкм) не превышала 0,3% [63, 64]. Эффективность преобразования в область 1,37 – 1,67 мкм при накачке вблизи 1 мкм была

0,1% [65]. Небольшая эффективность преобразования может быть связана с использованием маломощной накачки  $< 1$  Вт и больших параметрических отстроек  $\Omega > 80$  ТГц. Для уменьшения влияния потерь и неоднородности световода на параметрическое усиление необходимо использовать более мощный источник накачки, короткие ФКВС, резонатор ВОПГ с малыми потерями для сигнальной волны и большим коэффициентом выведения параметрической генерации.

Помимо неоднородности волоконного световода по длине на эффективность параметрического преобразования влияет ширина линии накачки  $\Delta\lambda_p$ . Согласно работе [66], если ширина линии накачки больше ширины фазового синхронизма, величина параметрического усиления уменьшается. Однако, насколько известно, экспериментальные исследования влияния  $\Delta\lambda_p$  на эффективность ВОПГ не проводились. В качестве накачки непрерывных генераторов обычно используется одночастотное излучение с модуляцией фазы для предотвращения вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна (ВРМБ) [28, 53, 54, 58, 59]. В случае импульсной параметрической генерации с  $\Delta\lambda_p < 0,1$  нм процесс ВРМБ не успевает развиваться из-за применения коротких импульсов накачки с длительностью  $< 2$  нс [48, 52]. Таким образом, при использовании узкополосного излучения накачки важной задачей является оптимизация ширины его спектра для получения эффективного преобразования.

Для генерации излучения в области 1 мкм и менее кроме скалярного ЧВС можно использовать также процесс векторного ЧВС, который осуществляется за счет разности фазовых скоростей волн, распространяющихся в разных поляризационных модах волоконного световода. При таком способе синхронизма длина волны накачки не привязана к ДВНД. Следовательно, излучение в интересующем нас диапазоне можно получить в стандартных двулучепреломляющих волоконных световодах со ступенчатым профилем показателя



преломления и ДВНД 1,3 – 1,5 мкм. Однако в таких световодах величина параметрической отстройки при накачке вблизи 1 мкм невелика:  $\Omega = 6 - 9$  ТГц [67, 68] и 40 ТГц [69] в случае поляризации излучения накачки вдоль двух или одной оси световода, соответственно. Использование векторного ЧВС с накачки вблизи ДВНД двулучепреломляющего ФКВС позволяет увеличить величину частотной отстройки за 100 ТГц [70 – 72]. Упомянутые выше результаты были получены только в однопроходной схеме с импульсной накачкой. Вопрос о возможности применения векторного ЧВС для получения непрерывной генерации в области менее 1 мкм остается открытым.

Подводя итог, следует отметить, что задача увеличения эффективности генерации и области перестройки непрерывных ВОПГ является актуальной. Другой актуальной задачей можно назвать реализацию непрерывных ВОПГ в новых спектральных диапазонах для расширения круга их применений. Например, волоконные генераторы с областью перестройки 0,7 - 1 мкм могут служить альтернативой титан-сапфировому лазеру. Использование доступного и простого в эксплуатации иттербиевого волоконного лазера (ИВЛ) с диодной накачкой, обладающего высокой плотностью мощности генерации и большой областью перестройки (1 – 1,1 мкм), в качестве источника накачки позволяет решить сразу две проблемы – перейти в новую спектральную область ( $\leq 1$  мкм) и увеличить эффективности генерации в полностью волоконной схеме.

Итак, целью данной работы являлся переход в новый спектральный диапазон и увеличение эффективности генерации непрерывного ВОПГ за счёт использования двулучепреломляющих волоконных световодов и иттербиевого волоконного лазера в качестве источника накачки вблизи 1 мкм. Для достижения этой цели необходимо было решить ряд задач:

1. Поиск подходящих волоконных световодов и выбор параметров ИВЛ для получения непрерывной параметрической генерации в широком спектральном диапазоне.
2. Исследование параметрического процесса в однопроходной схеме с сигнальной затравкой при скалярном и векторном фазовом синхронизме в стандартных и фотонно-кристаллических двулучепреломляющих волоконных световодах.
3. Разработка эффективного непрерывного волоконно-оптического параметрического генератора с накачкой ИВЛ, исследование и оптимизация его характеристик.

Основная часть диссертации имеет следующую структуру:

В первой главе рассматриваются теоретические основы вырожденного по частоте накачки ЧВС в оптическом волоконном световоде. Приводятся упрощенные выражения для коэффициента параметрического усиления и сравниваются два способа согласования фаз в двулучепреломляющих световодах - векторный и скалярный, оценивается величина наблюдаемых эффектов.

Вторая глава посвящена иттербиевому волоконному лазеру как перспективному источнику накачки для непрерывной параметрической генерации. Описываются характеристики используемых в данной работе ИВЛ с линейным и кольцевым резонатором. Далее приводится модель уширения спектра генерации ИВЛ за счет фазовой самомодуляции большого числа продольных мод в резонаторе. Теоретически и экспериментально показывается, что в приближении неистощенной накачки и слабой нелинейности ширина спектра излучения лазера растет линейно с выходной мощностью генерации

Третья глава посвящена исследованию непрерывной параметрической генерации в однопроходной схеме с двулучепреломляющими волоконными световодами. Экспериментально показано, что в случае небольшого значения нормированной мощности

накачки  $\xi$  мощность параметрической генерации линейно зависит от мощности сигнальной затравки, что соответствует теоретическим расчетам. С помощью векторного согласования фаз в стандартном двулучепреломляющем световоде PM980-XP впервые получена непрерывная параметрическая генерация с эффективностью преобразования 3,3%. Мощность генерации насыщалась с ростом сигнальной мощности, что объясняется уширением спектров волоконных лазеров за область фазового синхронизма. Далее теоретически и экспериментально исследуются диаграммы фазового синхронизма в двулучепреломляющем ФКВС LMA5-PM при накачке непрерывным излучением ИВЛ с длиной волны 1,01 - 1,1 мкм. Выводится аналитическое решение для частотных отстроек векторного и скалярного ЧВС с накачкой вблизи ДВНД световода, которое хорошо согласуется с численным решением при отстройках до 60 ТГц. Далее экспериментально исследуются ширина скалярного фазового синхронизма и эффективность параметрического преобразования в ФКВС длиной 1, 5 и 18 м при небольших частотных отстройках  $\sim 17$  ТГц.

В четвертой главе приводятся результаты по разработке непрерывного волоконно-оптического параметрического генератора с накачкой ИВЛ. Вначале рассматривается ВОПГ с векторным согласованием фаз в световоде PM980-XP. Излучение стоксовой волны генерируется в линейном резонаторе из пары согласованных ВБР за счет совместного параметрического и комбинационного усиления. Мощность антистоксовой волны достигает 100 мВт на  $\lambda = 1042$  нм. Далее исследуется полностью волоконно-оптический параметрический генератор со скалярным согласованием фаз в ФКВС LMA5-PM. Рассматриваются схемы ВОПГ с кольцевым резонатором на основе двух волоконных селективных ответвителей, оптимизированным на длины волн 1130 и 1200 нм (потери внутри резонатора 30%). Было показано, что несмотря на меньшее значение нормированной мощности накачки ( $\xi = 1,8$ ) по сравнению с

непрерывными ВОПГ, работающими вблизи 1,5 мкм ( $\xi = 4 - 10$ ), в настоящих исследованиях получены бóльшие значения частотных отстроек и мощности - 38 ТГц и 460 мВт, соответственно, благодаря оптимизации потерь в резонаторе. Далее для двух схем ВОПГ сравниваются спектральный диапазон перестройки, мощность, эффективность преобразования, временная динамика излучения. Делаются выводы о влиянии ширины линии накачки и степени ее поляризации на порог и дифференциальную эффективность ВОПГ. Экспериментально показывается, что сужение спектра накачки менее 40 пм приводит к возникновению нелинейного процесса ВРМБ, в результате которого генератор начинает работать в импульсном режиме. В конце главы оцениваются возможности реализации непрерывного ВОПГ с длиной волны генерации вблизи 750 нм.

Работа завершается заключением, в котором формулируются основные результаты и объявляются благодарности. В конце приводится список цитируемой литературы.

Основные результаты данной работы опубликованы в 5 рецензируемых научных журналах [73 – 77] и 9 материалах конференций и семинаров [78 – 86]. Материалы работ по теме диссертации были доложены лично на следующих конференциях: международная конференция ICONO/LAT 2010 и 2013 (23-26 августа 2010 г., Казань; 18-22 июня 2013 г., Москва); 3-я Всероссийская конференция по волоконной оптике (12–14 октября 2011 г., Пермь); 5-й Российский семинар по волоконным лазерам (27-30 марта 2012 г., Новосибирск); международная конференция SPIE Photonics Europe (16-19 апреля 2012 г., Брюссель, Бельгия); международный зимний оптический колледж Winter College on Optics: Trends in Laser Development and Multidisciplinary Applications to Science and Industry (4-15 февраля 2013 г., Триест, Италия); международная конференция CLEO Europe – IQEC 2013 (12-16 мая 2013 г., Мюнхен, Германия). Результаты также докладывались на научных семинарах

Института автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск (23 декабря 2010 г., 27 июня 2013 г., 10 октября 2013 г.).

Сформулируем основные положения диссертации, выносимые на защиту:

1. Непрерывный волоконно-оптический параметрический генератор с векторным согласованием фаз возможно реализовать, используя в качестве источника накачки иттербиевый волоконный лазер и двулучепреломляющий волоконный световод со ступенчатым профилем показателя преломления и длиной волны нулевой дисперсии 1,3 – 1,5 мкм.
2. Двулучепреломляющие фотонно-кристаллические волоконные световоды с длиной волны нулевой дисперсии около 1,05 мкм позволяют преобразовывать излучение непрерывных иттербиевых волоконных лазеров с отстройкой частоты порядка 100 ТГц при использовании процесса четырехволнового смешения с сигнальной затравочной волной в полностью волоконной схеме.
3. Волоконно-оптический параметрический генератор на базе двулучепреломляющего фотонно-кристаллического волоконного световода позволяет получить непрерывную перестраиваемую генерацию в спектральном диапазоне 0,92 - 1 мкм в полностью волоконной схеме с накачкой иттербиевым волоконным лазером без использования затравочного излучения.
4. Оптимизация ширины линии накачки требует одновременного учета влияния процесса вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, проявляющегося при ее уменьшении, и уширения контура параметрического усиления при ее увеличении.

# ГЛАВА 1. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ

## 1.1. Коэффициент усиления и мощность генерации

Интенсивное электромагнитное поле с напряженностью  $\vec{E}$ , проходя через диэлектрическую среду, поляризует атомы и молекулы. Отклик среды характеризуется вектором индуцированной электрической поляризации  $\vec{P}$ :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right),$$

где  $\chi^{(j)}$  – тензор диэлектрической восприимчивости  $j$ -го порядка,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума. Главный вклад в  $\vec{P}$  вносит линейная восприимчивость  $\chi^{(1)}$ . Она определяет показатель преломления и коэффициент затухания в среде. В кварцевых волоконных световодах восприимчивость второго порядка  $\chi^{(2)} = 0$ , так как молекула  $\text{SiO}_2$  обладает центром симметрии. С ростом порядка  $j$  восприимчивости  $\chi^{(j)}$  вклад каждого нелинейного члена в величину  $\vec{P}$  уменьшается, поскольку электромагнитное поле взаимодействующих волн мало по сравнению с электрическим полем в атомах. Поэтому при исследовании нелинейных эффектов в кварцевых оптических световодах, как правило, ограничиваются тензором третьего порядка  $\chi^{(3)}$ , отбрасывая остальные по причине их малости.

Параметрические процессы обусловлены нелинейным откликом электронов диэлектрической среды в электромагнитном поле, в результате которого происходят светоиндуцированные изменения параметров вещества без обмена энергией между электромагнитным полем и средой. Процессы третьего порядка характеризуются взаимодействием четырех оптических волн через нелинейный отклик электронов внешних оболочек и включают в себя явления генерации третьей гармоники,

четырёхволнового смешения и нелинейного преломления [39, 87]. В процессе ЧВС поле волны накачки с частотами  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$  порождает две новые волны с частотами  $\omega_a$  (антистоксова компонента) и  $\omega_s$  (стоксова компонента), сдвинутыми относительно частот накачки  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$  с учетом закона сохранения энергии  $\omega_{p1} + \omega_{p2} = \omega_a + \omega_s$ . Во время прохождения волн по волоконному световоду происходит перекачка энергии между ними, за счет которой стоксова и антистоксова компоненты усиливаются.

Чаще всего используется вырожденный по частоте накачки процесс, когда  $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$ , и частотные отстройки генерируемых волн одинаковы  $\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_a - \omega_p$ . Схематическое изображение переходов между энергетическими уровнями для процесса вырожденного ЧВС представлено на рис. 1.1а. Уровни, обозначенные штриховой линией, соответствуют виртуальным энергетическим уровням в среде. На рис 1.1б показано симметричное расположение частот антистоксовой и стоксовой компонент относительно частоты накачки при вырожденном ЧВС.

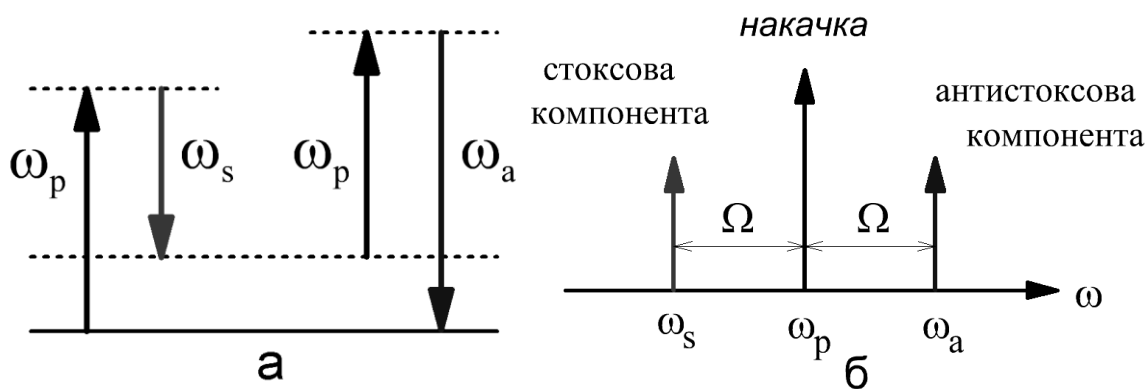


Рис. 1.1. Схематическое представление процесса вырожденного ЧВС: а) схема уровней; б) расположение частот излучения.

Эволюция амплитуды оптического импульса в среде описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ) (см, например, [39])

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \beta_1(\omega) \frac{\partial A(z,t)}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2(\omega) \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} = i\gamma |A(z,t)|^2 A(z,t), \quad (1.1)$$

$$\text{где } \gamma = \frac{n_2 \omega_p}{c A_{\text{eff}}} \quad (1.2)$$

- коэффициент керровской нелинейности волоконного световода.  $A(z, t)$  – амплитуда световой волны. Параметр  $\beta_1(\omega)$  обратно пропорционален групповой скорости,  $\beta_2(\omega)$  – коэффициент дисперсии групповой скорости,  $n_2$  - нелинейный показатель преломления световода,  $c$  – скорость света в вакууме,  $A_{\text{eff}}$  - эффективная площадь моды. В одномодовом световоде  $A_{\text{eff}}$

$$\text{связана с диаметром поля моды } MFD: A_{\text{eff}} \approx \pi \left( \frac{MFD}{2} \right)^2.$$

При описании распространения непрерывного излучения слагаемые в уравнении (1.1), содержащие производные по времени, обращаются в нуль, и выражение переписывается как

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = i\gamma |A(z, t)|^2 A(z, t)$$

Рассмотрим случай, когда две волны с частотами  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$  генерируют две новые волны с частотами  $\omega_a$  и  $\omega_s$ . Эволюция амплитуд всех волн описывается системой связанных нелинейных уравнений Шредингера, которые в параксиальном приближении выглядят как [39]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{in_2 \omega_{p1}}{c} \left[ \left( f_{11} |A_1|^2 + 2 \left( f_{12} |A_2|^2 + f_{13} |A_3|^2 + f_{14} |A_4|^2 \right) \right) A_1 + 2 f_{1234} A_2^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta_L z} \right] \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{in_2 \omega_{p2}}{c} \left[ \left( f_{22} |A_2|^2 + 2 \left( f_{21} |A_1|^2 + f_{23} |A_3|^2 + f_{24} |A_4|^2 \right) \right) A_2 + 2 f_{2134} A_1^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta_L z} \right]$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = \frac{in_2 \omega_s}{c} \left[ \left( f_{33} |A_3|^2 + 2 \left( f_{31} |A_1|^2 + f_{32} |A_2|^2 + f_{34} |A_4|^2 \right) \right) A_3 + 2 f_{3412} A_1 A_2 A_4^* e^{i\Delta\beta_L z} \right]$$

$$\frac{\partial A_4}{\partial z} = \frac{in_2 \omega_a}{c} \left[ \left( f_{44} |A_4|^2 + 2 \left( f_{41} |A_1|^2 + f_{42} |A_2|^2 + f_{43} |A_3|^2 \right) \right) A_4 + 2 f_{4312} A_2^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta_L z} \right]$$

Здесь  $A_1, A_2, A_3, A_4$  – амплитуды двух волн накачки, стоксовой и антистоксовой волн, соответственно;  $\Delta\beta_L$  – линейная расстройка волновых векторов. Интегралы перекрытия  $f_{jk}$  и  $f_{ijkl}$  ( $i, j, k, l = 1, 2, 3, 4$ ) определяются

$$\text{как } f_{jk} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |F_j(x, y)|^2 |F_k(x, y)|^2 dx dy}{\left( \iint_{-\infty}^{\infty} |F_j(x, y)|^2 dx dy \right) \left( \iint_{-\infty}^{\infty} |F_k(x, y)|^2 dx dy \right)} \quad \text{и} \quad f_{ijkl} = \frac{\langle F_i^* F_j^* F_k F_l \rangle}{\left( \langle |F_i|^2 \rangle \langle |F_j|^2 \rangle \langle |F_k|^2 \rangle \langle |F_l|^2 \rangle \right)^{1/2}},$$



где  $F_j(x,y)$  – поперечное распределение моды  $j$ -го поля, угловые скобки означают интегрирование по поперечным координатам  $x$  и  $y$ . Уравнения (1.3) учитывают эффекты фазовой самомодуляции (ФСМ), фазовой кросс-модуляции, истощение накачки, ЧВС и в общем случае решаются численно при небольшом возмущении амплитуды на частотах стоксовой и антистоксовой компонент [39, 66, 87, 88].

Для вывода аналитического решения вводится несколько упрощений. Во-первых, рассматривается приближение неистощенной волны накачки, когда волна накачки значительно интенсивнее стоксовой и антистоксовой волн. Во-вторых, интегралы перекрытия считаются примерно одинаковыми  $f_{ik} \approx f_{ijkl} \approx 1/A_{\text{eff}}$ , что может быть справедливо при небольших отстройках для одномодового световода. В-третьих, вводится средний коэффициент нелинейности световода (1.2), то есть разница оптических частот волн не учитывается. Подробный вывод аналитических решений можно найти в книгах [39, 87].

Если в волоконный световод вместе с излучением накачки запустить слабое сигнальное излучение мощностью  $P_s(0)$ , то за счет параметрического ЧВС на выходе световода будет наблюдаться усиление сигнальной волны и генерация новой, так называемой холостой волны. В указанных выше приближениях мощность холостой волны  $P_i(L)$  на выходе волоконного световода длиной  $L$  и ненасыщенное усиление сигнальной волны  $G_s$  за проход по световоду записываются как [39]

$$P_i(L) = P_s(0) \cdot \left[ \frac{\gamma P_p r}{g} \right]^2 \sinh^2(gL), \quad (1.4)$$

$$G_s = 1 + \left[ \frac{\gamma P_p r}{g} \right]^2 \sinh^2(gL), \quad (1.5)$$

где коэффициент параметрического усиления  $g$  имеет вид

$$g = \sqrt{(\gamma P_p r)^2 - \left( \frac{\Delta\beta}{2} \right)^2} \quad (1.6)$$

Здесь  $P_p = P_{p1} + P_{p2}$  – сумма мощностей двух волн накачки на входе в световод, параметр  $r = 2\sqrt{P_{p1}P_{p2}}/P_p$ . Полная расстройка волновых векторов  $\Delta\beta$  записывается как

$$\Delta\beta = \Delta\beta_L + \gamma P_p \quad (1.7)$$

где линейный вклад  $\Delta\beta_L$  выражается в виде

$$\Delta\beta_L = \beta_a(\omega) + \beta_s(\omega) - \beta_{p1}(\omega) - \beta_{p2}(\omega) \quad (1.8)$$

Здесь  $\beta(\omega) = \omega n_{\text{eff}}(\omega)/c$  – постоянная распространения моды, которая определяется через эффективный показатель преломления волоконного световода  $n_{\text{eff}}$ . Индексы  $p1$ ,  $p2$ ,  $a$  и  $s$  обозначают две волны накачки, антистоксовую и стоксовую волны, соответственно. Нелинейный вклад в расстройку волновых векторов  $\gamma P_p$  вносят процессы ФСМ и фазовой кросс-модуляции. Заметное параметрическое усиление происходит не по всей длине световода, а только на длине когерентности  $L_{\text{coh}} = 2\pi / \Delta\beta$ .

Ненасыщенное усиление холостой волны за один проход по световоду равно

$$G_a = \frac{P_i(L)}{P_s(0)} = \left[ \frac{\gamma P_p r}{g} \right]^2 \sinh^2(gL) \quad (1.9)$$

При больших волновых расстройках ( $\Delta\beta \gg \gamma P_p r$ ) выражение (1.9) переписывается в виде

$$G_a = (\gamma P_p r L)^2 \frac{\sin^2(\Delta\beta L / 2)}{(\Delta\beta L / 2)^2}, \quad (1.10)$$

которое описывает крылья линии усиления холостой волны.

Ширина полосы фазового синхронизма  $\Delta\Omega_{\text{FWM}}$  является одним из главных параметров процесса ЧВС. Она соответствует расстройке волновых векторов, при которой  $\sin^2(\Delta\beta L / 2) = 1$  в уравнении (1.10), то есть  $\Delta\beta L = \pm\pi$  (смотри, например, [39]). В этом случае величина расстройки волновых векторов переписывается как

$$\Delta\beta_{FWM} = 2\pi / L \quad (1.11)$$

При условии  $\Delta\beta L = \pm\pi$  величина усиления в формуле (1.10) уменьшается в  $\pi^2/4$  раз.

Рассмотрим теперь методы согласования фаз, при котором  $\Delta\beta = 0$  и коэффициент  $G_a$  максимален. Полную расстройку волновых векторов из уравнения (1.7) можно переписать в виде

$$\Delta\beta = \Delta\beta_M + \Delta\beta_W + \gamma P_p \quad (1.12)$$

Здесь  $\Delta\beta_M = \beta(\omega_a) + \beta(\omega_s) - 2\beta(\omega_p)$  - вклад материальной дисперсии,  $\Delta\beta_W$  - вклад волноводной дисперсии. В одномодовых оптических световодах существуют два основных метода согласования фаз – скалярный и векторный. В случае скалярного фазового синхронизма 4 волны имеют одну поляризацию, а согласование фаз происходит вблизи ДВНД световода, где учитывается дисперсия высших порядков. В случае векторного фазового синхронизма четыре волны распространяются в двух поляризационных модах двулучепреломляющего световода. В результате величина отрицательного волноводного вклада  $\Delta\beta_W$  может стать достаточно большой, чтобы компенсировать положительную сумму  $\Delta\beta_M + \gamma P_p$ , и фазовый синхронизм будет выполняться при накачке вдали от ДВНД. Таким образом, условие фазового синхронизма накладывает ограничение на дисперсионные и нелинейные параметры используемого волоконного световода, а также на тип источника оптической накачки.

Следующий параграф описывает методы согласования фаз.

## **1.2. Методы согласования фаз в двулучепреломляющих световодах**

### **1.2.1. Скалярный фазовый синхронизм.**

В случае скалярного фазового синхронизма все волны линейно поляризованы в одном направлении. Схематическая диаграмма согласования фаз без учета нелинейного вклада представлена на рис. 1.2.

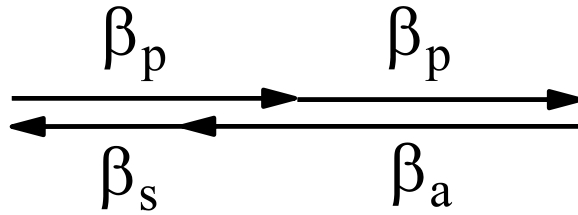


Рис. 1.2. Схематическая диаграмма согласования фаз для скалярного ЧВС без учета нелинейного вклада.

Два поля накачки при скалярном ЧВС имеют одинаковую частоту, поляризацию и пространственное распределение моды, поэтому для расчета параметрического усиления необходимо использовать три члена из системы связанных уравнений (1.3). Тогда формулы (1.6), (1.7), (1.9) для коэффициента параметрического усиления, полной волновой расстройки и усиления холостой волны за один проход переписуются как [39]

$$g_{sc} = \sqrt{(\gamma P_0)^2 - \left(\frac{\Delta\beta_{sc}}{2}\right)^2} \quad (1.13)$$

$$\Delta\beta_{sc} = \Delta\beta_L + 2\gamma P_0 \quad (1.14)$$

$$G_{sc} = \left[\frac{\gamma P_0}{g_{sc}}\right]^2 \sinh^2(g_{sc}L) \quad (1.15)$$

Здесь  $P_0$  – мощность излучения накачки на входе в волоконный световод.

Условие фазового синхронизма переписывается в виде

$$\Delta\beta_{sc} = \beta(\omega_a) + \beta(\omega_s) - 2\beta(\omega_p) + 2\gamma P_0 = 0 \quad (1.16)$$

Аналитическое решение уравнения (1.16) находится при разложении постоянной распространения  $\beta(\omega)$  в ряд Тейлора вблизи частот нулевой дисперсии световода  $\omega_0$ :

$$\beta(\omega) = \sum_{k=1} \beta_{0k} \frac{(\omega - \omega_0)^k}{k!}, \quad \beta_{0k} = \left. \frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (1.17)$$

Здесь  $\beta_{0k}$  – коэффициенты дисперсии высших порядков в точке нулевой дисперсии световода, которые остаются постоянными при любой частоте накачки. В случае вырожденного процесса ЧВС частоты стоксовой и антистоксовой волн расположены симметрично относительно частоты накачки, поэтому вместо параметра  $\beta_{0k}$  для удобства используют величину  $\beta_j(\omega_p)$  – коэффициент дисперсии высших порядков волоконного световода на частоте накачки  $\omega_p$ . Связь параметров  $\beta_{0k}$  и  $\beta_j(\omega_p)$  можно найти из разложения  $\beta$  в ряд Тейлора (см. например [89]):

$$\beta_2(\omega_p) \approx \beta_{03}(\omega_p - \omega_0) + (\beta_{04}/2)(\omega_p - \omega_0)^2 \quad (1.18)$$

$$\beta_4(\omega_p) \approx \beta_{04}$$

Таким образом, раскладывая выражение (1.16) в ряд Тейлора до четвертого порядка, мы получаем уравнение на частоту параметрической отстройки при скалярном фазовом синхронизме  $\Omega_{sc}$  (см., например, [40])

$$\Delta\beta_{sc} = \beta_2(\omega_p)\Omega_{sc}^2 + \beta_4(\omega_p)\Omega_{sc}^4/12 + 2\gamma P_0 = 0 \quad (1.19)$$

Если накачка осуществляется в области положительной дисперсии световода  $\beta_2(\omega_p) > 0$ , решение уравнения (1.19) существует при  $\beta_4(\omega_p) < 0$ . В этом случае величина частотной отстройки записывается как

$$\Omega_{sc} = \sqrt{-\frac{6\beta_2(\omega_p)}{\beta_4(\omega_p)} + \sqrt{\left(\frac{6\beta_2(\omega_p)}{\beta_4(\omega_p)}\right)^2 - \frac{24\gamma P_0}{\beta_4(\omega_p)}}} \quad (1.20)$$

Вдали от ДВНД световода величина дисперсии  $\beta_2(\omega_p)$  линейно растет с ростом  $\omega_p$ ,  $\beta_4(\omega_p) \approx \beta_{04}$  практически константа [39], а нелинейный вклад слабо влияет на величину  $\Omega_{sc}$ . В этом случае решение (1.20) переписывается в виде [90]

$$\Omega_{sc} = \sqrt{-\frac{12\beta_2(\omega_p)}{\beta_{04}}} \quad (1.21)$$

Вблизи ДВНД параметры  $\beta_2(\omega_p)$  и  $\beta_{04}$  сравниваются по величине, поэтому решающую роль в этой области играет нелинейный член уравнения (1.20), зависящий от мощности накачки  $P_0$ .

Найдем ширину скалярного фазового синхронизма  $\Delta\Omega_{sc}$ . При накачке вдали от ДВНД световода и малой величине  $P_0$  главный вклад в расстройку волновых векторов (1.19) вносит слагаемое второго порядка

$$\Delta\beta_{sc} \approx \beta_2(\omega_p)\Omega_{sc}^2 \quad (1.22)$$

Взяв производную по  $\Omega$ , получим  $d\Delta\beta_{sc} \approx 2|\beta_2(\omega_p)|\Omega_{sc}\Delta\Omega_{sc}$ . Подставляя эту величину в формулу (1.11), вычислим ширину скалярного фазового синхронизма:

$$\Delta\Omega_{sc} = \frac{\pi}{|\beta_2(\omega_p)|\Omega_{sc}L} \quad (1.23)$$

Таким образом, ширина скалярного фазового синхронизма уменьшается с длиной световода, увеличением параметрической отстройки  $\Omega_{sc}$  и коэффициента дисперсии групповой скорости  $\beta_2(\omega_p)$ .

Для примера оценим ширину фазового синхронизма волоконного световода марки LMA5-PM. Параметры световода подробно описаны в разделе 3.2. Расчет усиления  $G_{sc}$  производился по формулам (1.13), (1.15), (1.18), (1.19) с использованием значений:  $\gamma = 10 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ ,  $P_0 = 5 \text{ Вт}$ ,  $L = 18 \text{ м}$ ,  $\beta_{03} = 6,755 \times 10^{-2} \text{ пс}^3/\text{км}$ ,  $\beta_{04} = -10^{-4} \text{ пс}^4/\text{км}$ , полученных в разделе 3.2. На рис. 1.3 показаны графики параметрического усиления  $G_{sc}$  для различных значений параметрической частотной отстройки  $\Delta\Omega_{sc}/2\pi$ . Видно, что с отстройкой длины волны накачки  $\lambda_p$  в область положительной дисперсии световода на 0 нм (график 1), 1 нм (график 2), 3 нм (график 3) и 7 нм (график 4) растет величина параметрической отстройки. Одновременно с этим ширина контура параметрического усиления резко сужается при неизменной амплитуде усиления.

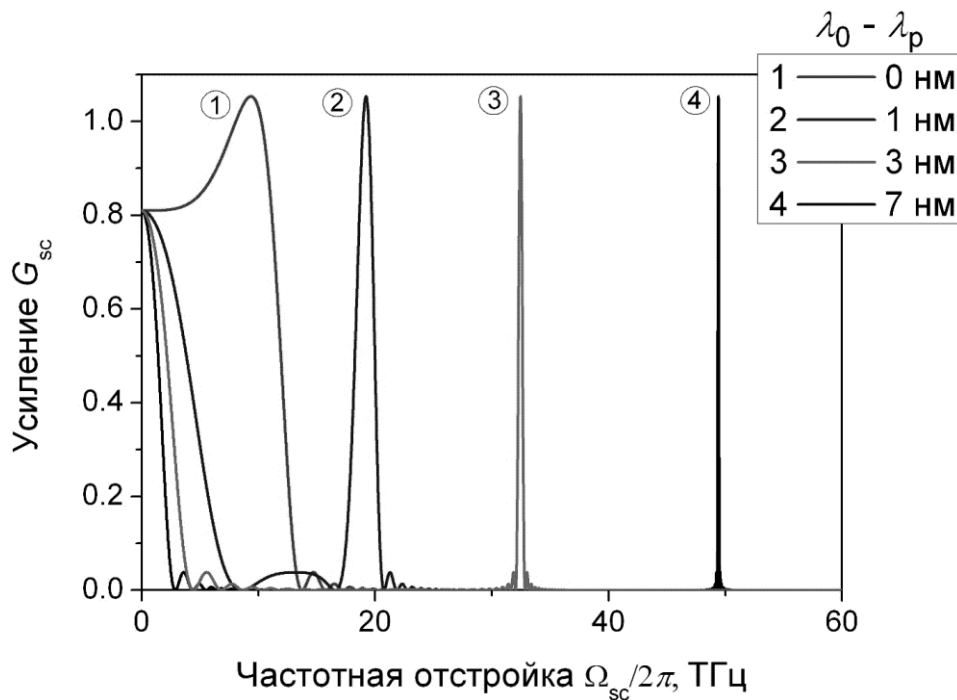


Рис. 1.3. Изменение контура усиления холостой волны  $G_{sc}$  с увеличением параметрической отстройки для волоконного световода LMA5-PM.

Графики 1, 2, 3 и 4 соответствуют отстройке  $\lambda_p$  от  $\lambda_0$  на 0, 1, 3 и 7 нм, соответственно.

В реальных световодах величина дисперсии изменяется из-за флуктуаций внешнего диаметра по длине. Вследствие этого меняются ДВНД и наклон дисперсионной кривой  $\beta_2(\omega_p)$ , которые приводят к изменению  $\Omega_{sc}$  в каждой секции световода. Проблема стабильности дисперсионных параметров особенно актуальна для преобразования с большими частотными сдвигами, так как в этом случае область фазового синхронизма  $\Delta\Omega_{sc}$  становится меньше, чем флуктуации  $\Omega_{sc}$ . Следовательно, величина параметрического усиления  $G_{sc}$  снижается. Расчет влияния неоднородности световода на параметрическое усиление представлен в работах [60 – 62].

ДВНД стандартных световодов находится вблизи 1,3 мкм, поэтому они не подходят для параметрической генерации в спектральной области менее 1 мкм. В этом случае используют специальные ФКВС с ДВНД  $\sim 1$  мкм, обладающие уникальными дисперсионными и нелинейными

свойствами. Дисперсионная характеристика ФКВС определяется структурой световода и обычно имеет сложный вид. Поэтому частотные отстройки находятся путем численного решения уравнения фазового синхронизма (1.16).

Оценим величину мощности накачки, необходимой для параметрической генерации в волоконном световоде LMA5-PM длиной 20 м. Из формул (1.13) и (1.15) следует, что для получения усиления 10% при условии точного фазового синхронизма  $\Delta\beta_{sc} = 0$  необходима мощность накачки  $P_0 \approx 1,6$  Вт. В стандартных волоконных световодах коэффициент нелинейности  $\gamma \approx 3$  Вт<sup>-1</sup>км<sup>-1</sup>, поэтому величина мощности накачки возрастает до  $\approx 5$  Вт. Использование схемы волоконно-оптического параметрического генератора позволяет отказаться от сигнальной затравки. Оценим необходимую величину усиления для ВОПГ на основе световода LMA5-PM. Порог ВОПГ для линейной схемы резонатора приведен в работе [53]. Для кольцевого резонатора его можно переписать в виде

$$(1 - \alpha^*)G_{s\_sc} \exp(-\alpha_L L) = 1, \quad (1.24)$$

где  $\alpha^*$  – суммарные точечные потери для волны за обход резонатора,  $\alpha_L$  – постоянная затухания волоконного световода,  $G_{s\_sc}$  – ненасыщенное параметрическое усиление волны в резонаторе. При условии точного фазового синхронизма и небольшой длины световода можно ввести

$$\text{упрощения } \exp(-\alpha_L L) \approx 1 - \alpha_L L \text{ и } G_{s\_sc} = 1 + \left[ \frac{\gamma P_0}{g_{sc}} \right]^2 \sinh^2(g_{sc} L) \approx 1 + \sinh^2(\gamma P_0 L).$$

Тогда условие (1.24) переписывается как

$$(1 - \alpha^*)(1 + \sinh^2(\gamma P_{th} L))(1 - \alpha_L L) = 1,$$

где  $P_{th}$  – пороговая мощность накачки. Рисунок 1.4 показывает рассчитанную зависимость  $P_{th}$  от  $\alpha^*$ . Для оценки использовались следующие величины:  $\gamma = 10$  Вт<sup>-1</sup>км<sup>-1</sup>,  $L = 20$  м,  $\alpha_L = 1,18$  км<sup>-1</sup>. Из рис. 1.4 видно, что для потерь внутри резонатора  $\alpha^* < 0,9$  значение пороговой



мощности не превышает 10 Вт. Такую величину без особого труда получают в непрерывных иттербиевых волоконных лазерах, которые являются перспективным источником накачки для параметрической генерации в области менее 1 мкм.

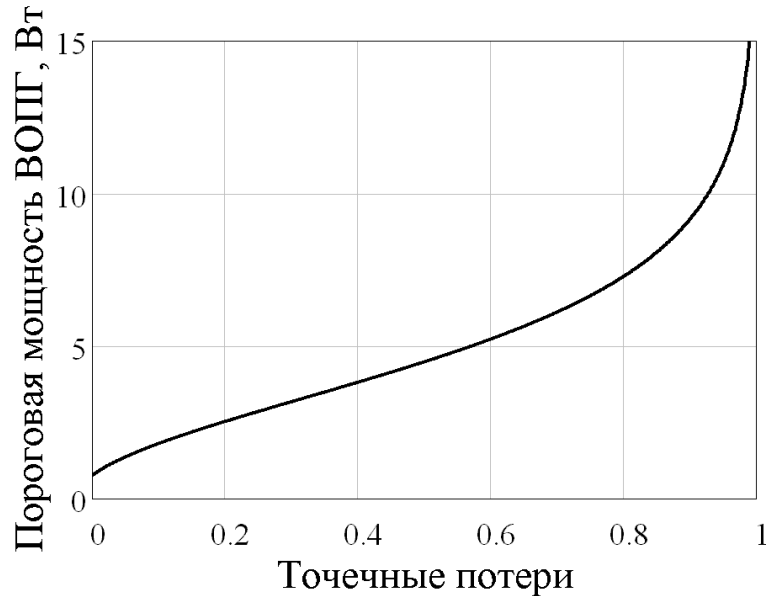


Рис. 1.4. Зависимость пороговой мощности ВОПГ  $P_{th}$  от точечных потерь  $\alpha^*$  внутри резонатора.

### 1.2.2. Векторный фазовый синхронизм.

Векторный фазовый синхронизм осуществляется при компенсации  $\Delta\beta_M$  в уравнении (1.12) за счет разности фазовых скоростей волн, распространяющихся в разных поляризационных модах волоконного световода. Схематическая диаграмма согласования фаз для векторного синхронизма без учета нелинейного вклада представлена на рис. 1.5.

В работе [91] показано, что в зависимости от поляризации четырех волн теоретически существует пять способов выполнения условия векторного фазового синхронизма. Однако на практике из-за симметричности тензора  $\chi^{(3)}$  в изотропной среде, кварцевом стекле, осуществимы только два из них [92]. В первом случае излучение накачки поляризовано вдоль двух главных осей световода, стоксова и антистоксова

волны, возникающие вследствие ЧВС, поляризованы вдоль разных осей. Тогда частотная отстройка в стандартном волоконном световоде варьируется от 3 ТГц для накачки в видимой области [93, 94] до 6 - 9 ТГц для накачки вблизи 1 мкм [67, 68]. Во втором случае излучение накачки поляризовано вдоль одной оси двулучепреломляющего световода, стоксова и антистоксова компоненты - вдоль другой оси, а частотная отстройка в стандартном волоконном световоде достигает 30 ТГц для накачки в видимой области [95] и 40 ТГц для накачки вблизи 1 мкм [69].

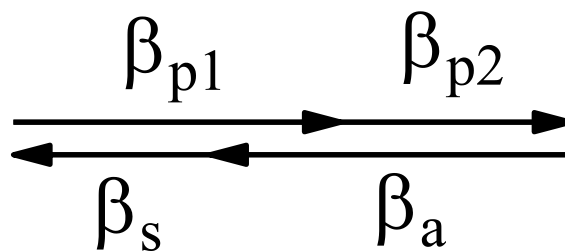


Рис. 1.5. Схематическая диаграмма согласования фаз для векторного ЧВС без учета нелинейного вклада.

Аналитическое решение для параметрических отстроек векторного ЧВС выводится в предположении малой разницы между ДВНД двух осей световода [91]. На рис. 1.6 представлена схематическая диаграмма эффективных показателей преломления двулучепреломляющего световода в зависимости от длины волны излучения. Показатели преломления медленной и быстрой осей отстоят от среднего значения  $n_{av}(\omega)$  на величину  $\delta n/2$ , где  $\delta n$  - двулучепреломление световода:

$$n_{slow}(\omega) = n_{av}(\omega) + \delta n/2 \text{ и } n_{fast}(\omega) = n_{av}(\omega) - \delta n/2 .$$

Постоянные распространения моды вдоль медленной  $\beta_{slow}(\omega)$  и быстрой  $\beta_{fast}(\omega)$  осей равны соответственно

$$\beta_{slow}(\omega) = \omega n_{slow}(\omega)/c \text{ и } \beta_{fast}(\omega) = \omega n_{fast}(\omega)/c .$$

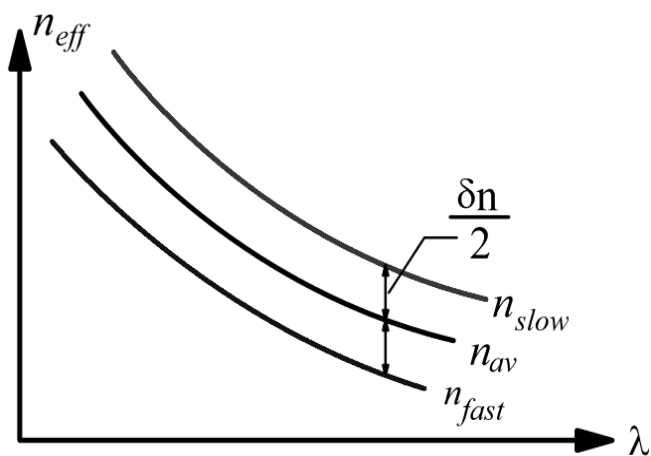


Рис. 1.6. Схема эффективных показателей преломления двулучепреломляющего световода.

Для простоты расчета дисперсия  $\delta n$  не учитывается. Параметрическое усиление происходит при соблюдении закона сохранения энергии, из которого следует равенство частот  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ , и при выполнении условия фазового синхронизма. На рис. 1.7 схематично представлены два процесса синхронизации волновых векторов для волн, распространяющихся далеко от ДВНД в области положительной дисперсии волоконного световода. В первом случае излучение накачки, стоксовой и антистоксовой волн поляризовано вдоль двух осей световода (а), во втором излучение накачки поляризовано вдоль медленной оси, излучение боковых компонент – вдоль быстрой оси (б).

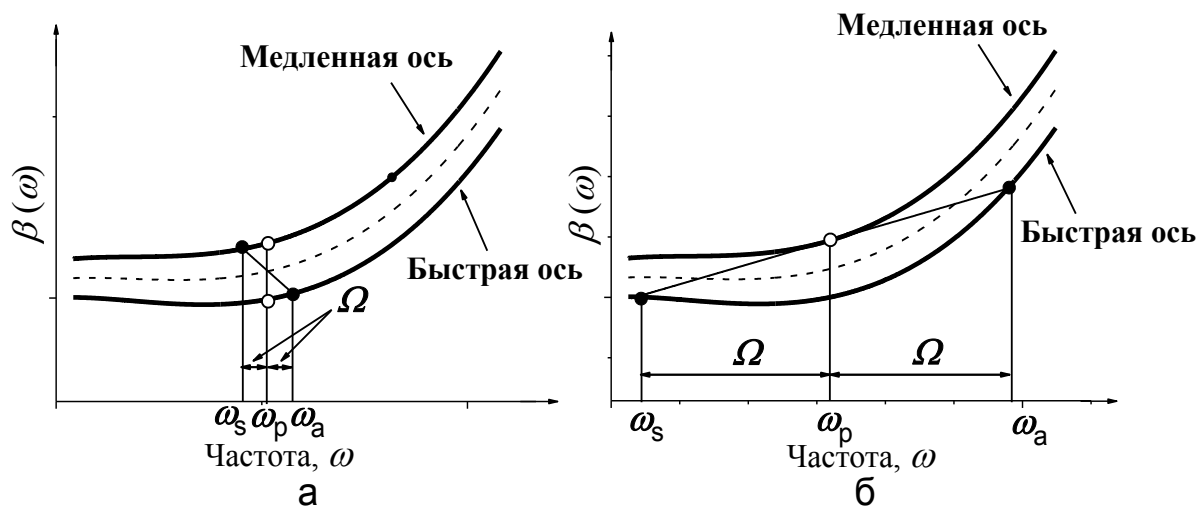


Рис. 1.7. Схематическое изображение двух векторных процессов согласования фаз в двулучепреломляющем волоконном световоде: а) накачка распространяется в двух поляризационных модах; б) накачка поляризована вдоль медленной оси волоконного световода.

Из рис. 1.7 видно, что величина параметрической отстройки в случае (б) больше, чем в случае (а).

Вначале рассмотрим случай (а), когда излучение накачки поляризовано вдоль двух осей световода. Условие фазового синхронизма переписывается как [39]

$$\Delta\beta = \beta(\omega_a) + \beta(\omega_s) - 2\beta(\omega_p) \pm \delta n\Omega/c + \gamma P_p = 0 \quad (1.25)$$

где  $n_{\text{eff}}(\omega)$  в  $\beta(\omega)$  заменяется на  $n_{\text{av}}(\omega)$ . Знак «+» соответствует случаю, когда антистоксова волна поляризована вдоль медленной оси волоконного световода, а стоксова волна вдоль быстрой. Знак «-» означает, что антистоксова волна поляризована вдоль быстрой оси волоконного световода, а стоксова волна вдоль медленной. Выражение (1.25) раскладывается в ряд Тейлора вблизи  $\omega_p$ . При накачке вдали от ДВНД материальный вклад в расстройку волновых векторов  $\Delta\beta_M \approx \beta_2(\omega_p)\Omega^2$  намного больше нелинейного вклада  $\gamma P_p$ , которым можно пренебречь. Тогда условие фазового синхронизма (1.25) переписывается в виде

$$\Delta\beta = \beta_2(\omega_p)\Omega^2 \pm \delta n\Omega/c = 0 \quad (1.26)$$

Решение уравнения (1.26) выглядит как

$$\Omega_{\nu} = \frac{\delta n}{c|\beta_2(\omega_p)|} \quad (1.27)$$

Следовательно, величина параметрической частотной отстройки для векторного фазового синхронизма обратно пропорциональна значению дисперсии групповых скоростей  $\beta_2(\omega_p)$ . Рисунок 1.8 схематически

изображает зависимость  $\Omega_v$  от длины волны накачки  $\lambda_p$ . Видно, что величина частотных отстроек резко уменьшается при накачке вдали от ДВНД световода и уходит на бесконечность при накачке вблизи ДВНД. Отсутствие решения в точке нулевой дисперсии связано с нехваткой членов высших порядков в формуле (1.26) при разложении  $\Delta\beta$  в ряд Тейлора. Использование дальнейших членов разложения прояснит поведение решения при накачке вблизи ДВНД.



Рис. 1.8. Качественная зависимость частоты параметрической отстройки векторного ЧВС  $\Omega_v$  от длины волны накачки  $\lambda_p$ .

В случае, когда излучение накачки поляризовано вдоль одной оси световода, а излучение стоксовой и антистоксовой волн – вдоль другой, условие фазового синхронизма переписывается как [39]

$$\Delta\beta = \beta(\omega_a) + \beta(\omega_s) - 2\beta(\omega_p) \pm 2\delta n \omega_p / c + \gamma P_p = 0 \quad (1.28)$$

Решение уравнения (1.28) без учета нелинейного члена находится в виде

$$\Omega_{v1} = \frac{4\pi\delta n}{\lambda_p |\beta_2(\omega_p)|} \quad (1.29)$$

Так как величины частотных отстроек  $\Omega_v$  и  $\Omega_{v1}$  зависят от двулучепреломления волоконного световода  $\delta n$ , частотными сдвигами можно управлять, изменяя наведенное двулучепреломление за счет нагрева

[96], скручивания [97], растягивания [98] световода. Небольшое значение частотных отстроек  $< 30$  ТГц в работах со стандартными двулучепреломляющими световодами связано с тем, что длина волны накачки находилась далеко от ДВНД таких световодов, в результате величина  $\beta_2(\omega_p)$  была довольно большой.

Использование двулучепреломляющих ФКВС с большим значением двулучепреломления ( $\sim 10^{-4}$ ) и длины волны накачки вблизи ДВНД световода позволяет существенно увеличить параметрические отстройки за счет уменьшения величины  $\beta_2(\omega_p)$ . Так, частотные отстройки для векторного ЧВС с поляризацией накачки вдоль одной из осей световода возросли до 120 ТГц при накачке в видимом диапазоне [70, 71] и до 250 ТГц при накачке вблизи 1 мкм [99]. В случае поляризации излучения накачки по двум осям параметрические отстройки в видимом диапазоне достигли 100 ТГц [72]. Приведенные результаты показывают, что в двулучепреломляющих ФКВС можно получить параметрическую генерацию с частотными отстройками, на порядок превышающими отстройки в стандартных двулучепреломляющих волоконных световодах.

Следует отметить, что коэффициент нелинейности волоконного световода  $\gamma$  в 3 раза меньше для векторного ЧВС, чем для скалярного. Это связано с использованием ортогональной поляризации взаимодействующих волн [100]. Кроме того, если излучение накачки поляризовано не под углом  $45^\circ$  к осям световода в случае разделения накачки между осями, параметр  $r < 1$  в формулах (1.4) - (1.6). Следовательно, в случае векторного ЧВС эффективность преобразования и мощность параметрической генерации меньше, чем в случае скалярного ЧВС. Например, для получения усиления 10% с накачкой, поляризованной в равных долях по осям световода LMA5-PM ( $L = 20$  м,  $\gamma \approx 10$  Вт $^{-1}$ км $^{-1}$ ), необходима мощность накачки 4,5 Вт. Для скалярного ЧВС это значение примерно в 3 раза меньше - 1,6 Вт.

### 1.3. Выводы к главе 1

В данной главе рассмотрен вырожденный по частоте накачки параметрический процесс ЧВС в волоконных световодах. Приведено аналитическое решение для усиления и мощности параметрической генерации при условии неистощенной накачки. Описан принцип скалярного и векторного фазового синхронизма в двулучепреломляющих световодах, показаны возможные параметрические отстройки для двух типов согласования фаз. Параметрическая генерация в области менее 1 мкм возможна в случае скалярного согласования фаз вблизи ДВНД ФКВС, либо при векторном фазовом синхронизме в стандартном двулучепреломляющем световоде. Однако эффективность преобразования во втором случае будет меньше из-за меньшего значения  $\gamma$  для ортогональных поляризаций взаимодействующих волн. Показано, что ширина фазового синхронизма сужается с увеличением параметрических отстроек и длины световода, поэтому неоднородность волоконного световода по длине сильно влияет на величину параметрического усиления при больших отстройках.

## ГЛАВА 2. ИТТЕРБИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР

### 2.1. Характеристики используемых в эксперименте схем

Иттербиевые волоконные лазеры широко используются как источники лазерного излучения ближнего ИК диапазона благодаря их высокой эффективности преобразования, большой выходной мощности, хорошему качеству выходного пучка и компактности. На рис. 2.1а. представлена энергетическая схема уровней ионов иттербия в кварцевом стекле. Она довольно проста: помимо основного уровня  $^2F_{7/2}$  существует единственный возбужденный уровень  $^2F_{5/2}$ . В электрическом кристаллическом поле матрицы стекла вырождение уровней частично снимается. Поэтому спектры поглощения и люминесценции представляют собой широкие непрерывные полосы в области 0,9 – 1,1 мкм с узким пиком вблизи 980 нм (см. рис. 2.1б).

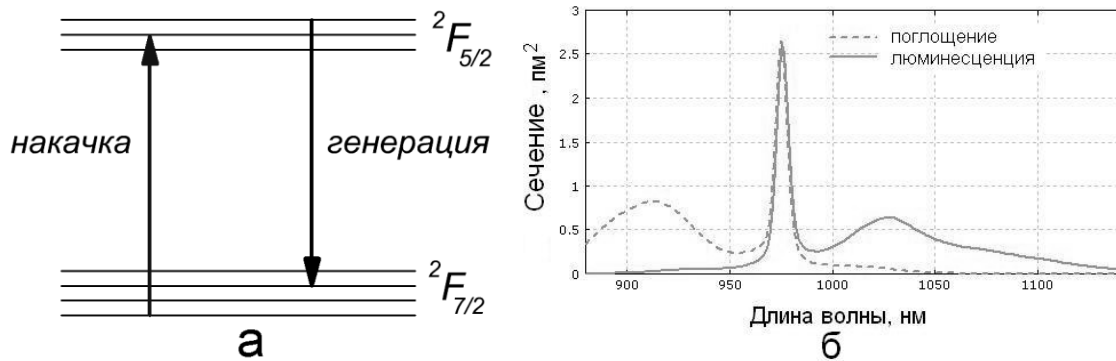


Рис. 2.1. Спектральные характеристики ионов Yb в кварцевом стекле: а) Схема энергетических уровней; б) Спектр поглощения (штриховая линия) и люминесценции (сплошная линия).

По литературным данным сечение поглощения и люминесценции в максимуме практически совпадают и составляют величину  $\sim 2,7 \times 10^{-20} \text{ см}^2$  в германо- и алюмосиликатном световодах (см., например, [101, 102]). Наиболее эффективная область накачки находится вблизи 976 нм из-за



большого сечения поглощения. Однако полоса поглощения довольно узкая, что накладывает ограничение на стабильность длины волны излучения накачки. Для оценки мощностных характеристик ИВЛ можно воспользоваться аналитической моделью, изложенной в [103].

В проведенных экспериментах использовались две схемы ИВЛ – с линейным и кольцевым резонатором. Они представлены на рис. 2.2а и б, соответственно.

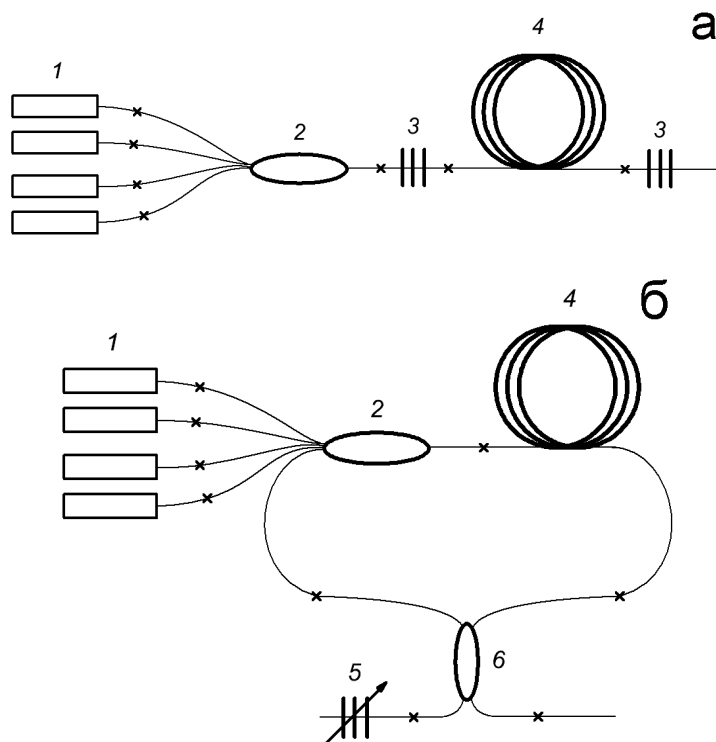


Рис. 2.2. Линейная (а) и кольцевая (б) схемы ИВЛ, используемые в эксперименте: 1 – группа лазерных диодов, 2 – объединитель накачки, 3 – ВБР, 4 – активный волоконной световод, легированный ионами Yb, 5 – перестраиваемая ВБР, 6 – волоконный ответвитель.

В линейной схеме излучение накачки от группы лазерных диодов 1 заводится через волоконный объединитель накачки 2 в световод с двойной оболочкой, резонатор Фабри-Перо сформирован парой согласованных по длине волны ВБР 3. Волоконные брэгговские решетки обеспечивают селективную обратную связь для излучения на резонансной длине волны, в результате в активном волоконном световоде 4 происходит усиление

сигнальной волны. Часть генерируемого излучения выводится из лазера через выходную ВБР. Преимущество линейной схемы заключается в ее простоте и двойном прохождении сигнального излучения через усиливающую среду. Изменение длины волны генерации в такой схеме требует синхронной перестройки резонансной длины волны двух ВБР, что является относительно сложной конструкторской задачей.

В кольцевой схеме излучение накачки от группы лазерных диодов 1 заводится через волоконный объединитель накачки 2 в световод с двойной оболочкой и проходит через активную среду 4, где генерируется спонтанное излучение. Кольцевой резонатор сформирован волоконным ответвителем 6. Небольшая часть излучения ( $\sim 10\%$ ) попадает через волоконный ответвитель в перестраиваемую ВБР 5, которая отражает узкополосное излучение на резонансной длине волны обратно в резонатор. Это сигнальное излучение проходит через объединитель накачки и усиливается в активном волоконном световоде 4. Свободный порт волоконного ответвителя служит для вывода лазерного излучения из резонатора. В схеме на рис. 2.2б нет выделенного направления генерации внутри резонатора, поэтому для повышения стабильности генерации в нее иногда добавляют изолятор. Однако флуктуации выходной мощности могут быть относительно малы. Так, в работе [104] они были на уровне всего нескольких процентов, что говорит о стабильности такой конфигурации. Изменение длины волны генерации кольцевого лазера осуществляется путем перестройки всего одной ВБР вместо двух, используемых в линейной конфигурации. Поэтому кольцевая схема перспективна для создания перестраиваемого волоконного лазера.

Рассмотрим отдельные компоненты ИВЛ.

В качестве источника накачки для каждой конфигурации ИВЛ использовались от 2 до 6 многомодовых лазерных диодов с волоконным выходом фирмы Lumics или Oclaro. Центральная длина волны и выходная мощность каждого диода увеличивались с ростом тока и при

максимальном значении достигали 976 нм и 8 Вт, соответственно. Увеличение мощности приводило к нагреву диода и к изменению его центральной длины волны, следовательно, к изменению поглощения накачки в активном световоде (см. рис. 2.1б). Температурные эффекты протекали довольно медленно, поэтому для быстрого выхода на стабильный режим генерации была использована активная температурная стабилизация лазерных диодов. Она осуществлялась при температуре  $\approx 35$  °С с помощью специального электронного блока.

Излучение накачки от лазерных диодов заводилось в активный световод с помощью так называемого волоконного объединителя накачки (2 на рис. 2.2). В данной работе использовались объединители накачки производителей Sifam и Opneti, имеющие от 2 до 6 многомодовых портов и один одномодовый сигнальный порт. Диаметр сердцевины (оболочки) многомодовых световодов равнялся 105 (125) мкм с числовой апертурой 0,22. Эффективность заведения накачки была  $\geq 90\%$ . Выходной порт изготавливался из волоконного световода с двойной оболочкой. В разделе 4.2.2 для создания иттербиевых волоконных усилителей системы задающего генератора-усилителя мощности использовались объединители накачки фирмы Lightcomm, у которых сигнальный и выходной порты сделаны из волоконных световодов с сохранением поляризации.

Под цифрами 3 и 5 на рис. 2.2 обозначены волоконные брэгговские решетки. ВБР – это участок волоконного световода, в сердцевине которого создано периодическое изменение показателя преломления (см. рис. 2.3). Такая структура отражает узкополосное излучение на заданной длине волны

$$\lambda_{Br} = 2\Lambda_{Br}n_{eff}, \quad (2.1)$$

где  $\Lambda_{Br}$  – период структуры,  $n_{eff}$  – эффективный показатель преломления световода [11]. Известно, что ВБР является перспективным селективным устройством для создания лазеров с полностью волоконным резонатором.

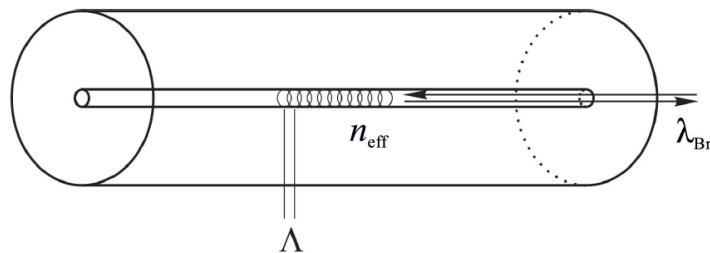


Рис. 2.3. Схематическое изображение ВБР.

Перестройка резонансной длины ВБР возможна при изменении величин  $\Lambda$  и  $n_{\text{eff}}$  в случае нагрева (охлаждения) или механического растяжения (сжатия) световода. При нагреве на  $100^\circ\text{C}$  перестройка длины волны совсем небольшая и составляет  $\sim 0,7$  нм вблизи 1 мкм [105]. Диапазон перестройки при растяжении волоконного световода ограничен его относительно малой прочностью. С другой стороны порог прочности при сжатии ВБР значительно выше, что позволяет перестраивать длину волны  $\lambda_{\text{Br}}$  до 110 нм вне схемы лазера [106], до 45 нм в ИВЛ [107] и более чем на 50 нм в эрбиевом волоконном лазере [12]. В настоящей работе использовались два способа механической перестройки ВБР: сжатие волоконного световода в двух сцентрированных керамических обоймах [108] и изгиб пластины с приклеенным к нему световодом [106] (см. рис. 2.4).

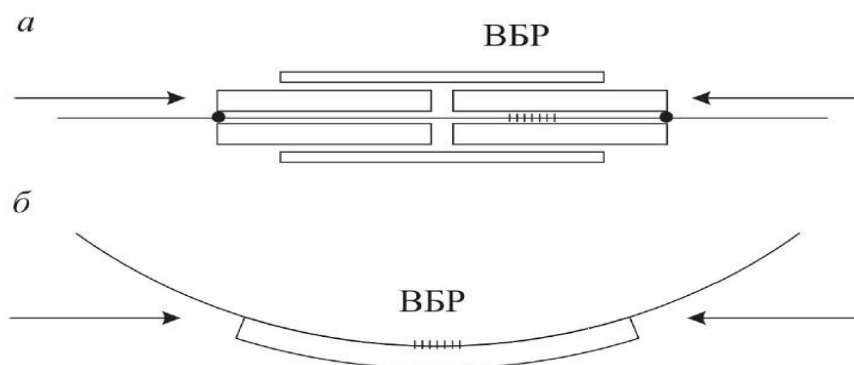


Рис 2.4. Схемы сжатия ВБР: а – осевое сжатие; б – изгибное сжатие.

Первый способ технологически сложнее, так как необходимо точно центрировать обоймы друг относительно друга, однако он обеспечивает

стабильную длину волны отражения решетки и не требует больших физических усилий. Так что большинство перестраиваемых ВБР в кольцевой схеме (5 на рис. 2.2б) были основаны на принципе осевого сжатия. Запись ВБР и их заклейка в перестраиваемый конструктив осуществлялась в нашей лаборатории. Для записи решеток был выбран коммерческий волоконный световод 1060-XP фирмы Nufern с диаметром моды 6,2 мкм вблизи 1060 нм и числовой апертурой  $NA = 0,14$  (данные взяты у производителя). Плотная входная ВБР линейного лазера (см. рис. 2.2а) для хорошего согласования с выходным портом объединителя накачки была записана в волоконном световоде с двойной оболочкой 1060 GDF (диаметр моды 6,5 мкм вблизи 1060 нм, числовая апертура  $NA = 0,14$ ).

Для линейной схемы ИВЛ применялись ВБР с центральной длиной волны  $\approx 1048$  нм и шириной спектра отражения  $< 0,2$  нм. Коэффициент отражения плотной ВБР был 93%, выходной ВБР - 15%. Для кольцевой схемы ИВЛ использовался набор плотных ВБР с суммарной областью перестройки от 1010 нм до 1120 нм.

В качестве активных (4 на рис. 2.2) были выбраны иттербиевые волоконные световоды фирм Nufern (SM-YDF-5/130) и CorActive (DCF-YB-6/128) с диаметром поля моды от 6,2 до 6,5 мкм на длине волны 1060 нм. Они имеют световедущую внутреннюю оболочку, которая позволяет применять в качестве источника накачки многомодовые лазерные диоды, и диаметр поля моды, сравнимый с величиной для световода 1060-XP. Длина иттербиевых волоконных световодов варьировалась в случае отдельных ИВЛ от 1 до 8 м. В разделе 4.2.2 для создания волоконных усилителей системы задающего генератора-усилителя мощности использовались иттербиевые волоконные световоды с сохранением поляризации марки Nufern PM-YDFL-5/130 длиной от 4 до 7 м.

Сплавной волоконный ответвитель 6 на рис. 2.2б представлял собой устройство с двумя входными и двумя выходными портами, которое когерентно распределяло оптическое поле, заводимое во входной порт,

между двумя выходными портами. Волоконный ответвитель использует для работы связь мод, распространяющихся по сердцевинам двух близко расположенных волоконных световодов (расстояние между сердцевинами сопоставимо с их диаметром) [109]. Коэффициент деления мощности ответвителя вблизи 1050 нм варьировался от (5:95) до (15:85) для разных моделей.

Таким образом, в качестве источника накачки непрерывного параметрического процесса были реализованы две схемы ИВЛ. Выходная мощность лазеров зависела от количества лазерных диодов, длины активного световода и длины волны генерации. Она варьировалась от 0,5 до 14 Вт для отдельных ИВЛ, используемых в эксперименте. Стоит сказать, что в работе также применялся эрбиевый волоконный лазер с кольцевым резонатором (см. главу 3.2.2). Лазер включал активный эрбий-иттербиевый световод марки Nufern SM-EYDF-6/125-HE длиной 6 м и пару лазерных диодов, описанных выше. Перестраиваемая ВБР позволяла менять длину волны генерации с 1552 до 1542 нм. Выходная мощность была  $\sim 1$  Вт.

## 2.2. Уширение спектра генерации

Форма и ширина спектра излучения накачки критично влияет на эффективность нелинейного параметрического преобразования. Действительно, если ширина спектра накачки превышает область фазового синхронизма ЧВС, часть мощности не участвует в нелинейном процессе, и эффективность падает. В экспериментах наблюдается уширение спектра ИВЛ с ростом мощности выходного излучения. Авторы работы [110] использовали в качестве модели уширения ИВЛ модель ЧВС большого количества продольных мод, которая была разработана для волоконного ВКР лазера [111]. Эта модель предсказывает корневую зависимость ширины спектра от выходной мощности, однако экспериментальная

зависимость была близка скорее к линейной. В работе [112] рассматриваются балансные уравнения, и численно решается нелинейное уравнение Шредингера, описывающее динамику мощности и спектра генерации лазера. Решение требует больших вычислительных возможностей. Согласие между экспериментальным и рассчитанным спектрами находится на качественном уровне. Для практических применений ИВЛ, например, в спектроскопии и медицине, требуется лазер с узкой спектральной линией и мощностью выходного излучения несколько Вт. Авторы работы [113] наблюдали уширение спектра такого ИВЛ по линейному закону, однако не нашли адекватного теоретического описания.

В работе [74] выводятся аналитические выражения, описывающие ширину и форму спектра генерации узкополосного маломощного ИВЛ. Рассмотрим результаты подробнее. В качестве модели уширения спектра лазера используется модель фазовой самомодуляции большого числа продольных мод внутри резонатора. При выводе формул пренебрегаются эффекты истощения накачки и дисперсия волоконного световода. Наибольший интерес представляет уширение узкополосного излучения, поэтому оказалось возможным пренебречь дисперсией волоконного световода. Расчеты проводятся для ИВЛ с линейным резонатором и выходной ВБР с гауссовым профилем спектра отражения,  $R(\omega) = R_0 \exp(-\omega^2 / \Delta_{FBG}^2)$ , где  $R_0$  – коэффициент отражения в максимуме,  $\Delta_{FBG}$  – спектральная полуширина ВБР.

Подробный вывод аналитических уравнений представлен в работе [74]. Спектральная мощность выходного излучения имеет форму гиперболического секанса  $\sim 1/(\Delta \cosh(\omega/\Delta))$  при условии  $\Delta < \Delta_{FBG}$ . Здесь  $\Delta$  – полуширина линии генерации лазера. В случае слабой нелинейности  $\Delta$  зависит от выходной мощности  $P_p^{out}$  по линейному закону:

$$\Delta = (4/\pi) [\Delta_{FBG} \gamma L_{cav} / \ln(1/R_0)] P_p^{out}, \quad (2.2)$$

где  $L_{\text{cav}}$  – длина резонатора. Из формулы видно, что ширина спектра стремится к нулю при нулевой мощности накачки.

Схема экспериментальной установки для проверки аналитического решения (2.2) представлена на рис. 2.5.

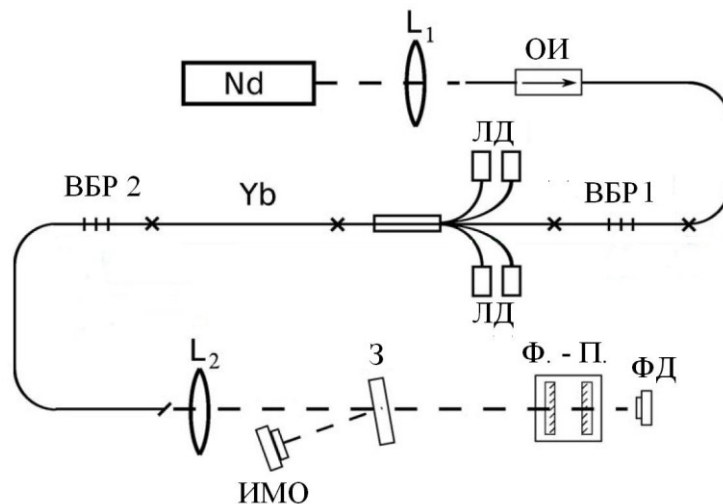


Рис. 2.5. Схема экспериментальной установки.

Линейный резонатор ИВЛ оптимизирован на длину волны 1080,5 нм. Он состоит из иттербиевого волоконного световода с двойной оболочкой длиной 6 м и двух ВБР – плотной *ВБР1* (коэффициент и ширина спектра отражения 99% и 500 пм, соответственно) и выходной *ВБР2* (коэффициент  $R_0$  и ширина спектра отражения  $\Delta\lambda_{\text{FBG}}$  10% и 67 пм, соответственно). Выходной торец *ВБР1* сколот под углом  $\sim 8^\circ$ , чтобы избежать влияния обратного отражения на формирование выходного спектра лазера. Накачка осуществляется четырьмя многомодовыми лазерными диодами *ЛД* через объединитель накачки. Длина резонатора  $L_{\text{cav}} \approx 9,5$  м соответствует межмодовому расстоянию  $H = c/2L_{\text{cav}}n \approx 11$  МГц ( $n$  – показатель преломления световода). Выходное излучение ИВЛ коллимируется линзой  $L_2$  и заводится с помощью зеркала 3 в измеритель мощности *ИМО*. Часть излучения проходит через зеркало и попадает на сканирующий интерферометр Фабри-Перо *Ф.-П.* с изменяемой областью дисперсии 20(40) ГГц и разрешением 0,3 (0,5) ГГц, соответствующим 1(1,7) пм. Сигнал с интерферометра регистрируется фотодетектором *ФД*.



Спектральное разрешение интерферометра измерялось с помощью излучения одночастотного Nd:YAG лазера  $Nd$ , заведенного через линзу  $L_1$  в световод с изолятором  $OИ$ .

На рис. 2.6а показаны выходные спектры ИВЛ для различных мощностей генерации (1, 5,3 и 11,5 Вт). Экспериментальные спектры построены при статистическом усреднении с весами, соответствующими среднеквадратичному отклонению. Они подогнаны функцией гиперболического секанса  $\sim 1/(\Delta\nu_p \cosh(\omega/\Delta\nu_p))$  с использованием метода наименьших взвешенных квадратов. На вставке изображены графики в логарифмическом масштабе. Рисунок 2.6а демонстрирует хорошее согласие теории и эксперимента.

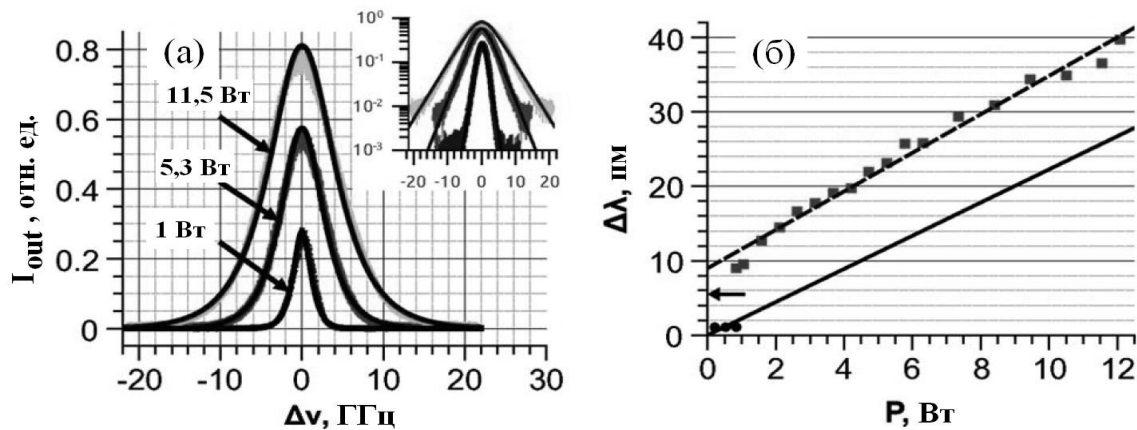


Рис. 2.6. а) Спектр ИВЛ для выходных мощностей 1, 5,3 и 11,5 Вт: подгонка экспериментальных данных гиперболическим секансом; б) экспериментальная зависимость ширины линии излучения от мощности в непрерывном (квадраты) и самосканирующем (кружки) режиме. Прямая и штриховая линии соответствуют теории в уравнении (2.2) и линейной подгонке экспериментальных данных, соответственно. Стрелка показывает ширину линии для процесса выжигания пространственных дыр.

На рис. 2.6б точками показана экспериментальная зависимость полной ширины спектра генерации, измеренная на полувисоте, от выходной мощности излучения. Штриховая линия соответствует подгонке экспериментальных точек прямой. Сплошная линия показывает

теоретическую зависимость, вычисленную на основании формулы (2.2). Эксперимент показал, что при уровне мощности  $< 0,8$  Вт во временной области наблюдаются самопульсации излучения. При уровне мощности  $\sim 0,8$  Вт узкая лазерная линия постоянно «бежит» в области максимального коэффициента отражения выходной ВБР, как в самосканирующем волоконном лазере с низкодобротным резонатором [114]. Область сканирования была оценена как  $\sim 10$  пм, в то время как мгновенная ширина линии определялась разрешением интерферометра. Она представлена черными кружками на рис. 2.6б. В пограничной области (0,8 - 1 Вт) прослеживалось чередование импульсного и непрерывного режимов с соответствующим изменением спектров. При уровне мощности более 1 Вт генерация ИВЛ выходила на непрерывный режим, и спектр значительно уширялся (квадраты на рис. 2.6б).

Из рис. 2.6б видно, что наклон теоретической (2,58 пм/Вт) и подгоночной (2,2 пм/Вт) линий близок, однако подгоночная кривая стремится не к нулю, а к конечной величине при  $P_p^{out} \rightarrow 0$ . Это можно объяснить тем, что в теории не был учтен эффект выжигания пространственных дыр в насыщенном усилении, который приводит к режиму самопульсаций вблизи порога генерации. Он также может влиять на формирование спектра при большей мощности. Вклад в полную ширину линии генерации на полувывоте за счет процесса выжигания пространственных дыр можно оценить по формуле [74]

$$\Delta \nu_{SHB} = \left( \Delta \nu_{FBG}^2 H \ln(1/R_0) \right)^{1/3} \quad (2.3)$$

Величина  $\Delta \nu_{SHB} \approx 1,4$  ГГц при  $\Delta \nu_{FBG} \approx 10$  ГГц,  $H = 11$  МГц и  $R_0 = 0,1$ . Вертикальный сдвиг в 9 пм на рис. 2.6б довольно близок к рассчитанной величине  $\Delta \nu_{SHB} \approx 5,5$  пм (показан стрелкой). Таким образом, уширение спектра ИВЛ с ростом выходной мощности возникает из-за процесса

фазовой самомодуляции большого числа продольных мод в резонаторе и проходит по линейному закону.

## 2.4. Выводы к главе 2

В данной главе рассмотрены общие принципы работы иттербиевого волоконного лазера. Подчеркивается, что ионы иттербия в стекле обладают большим спектром люминесценции, что позволяет получать генерацию в широком диапазоне длин волн. Приведены схемы и характеристики используемых в работе ИВЛ, сделано описание их отдельных компонентов: лазерных диодов накачки, активных волоконных световодов, волоконных объединителей накачки и ответвителей, а также селективных перестраиваемых и стационарных ВБР. В эксперименте использовались ИВЛ с неполяризованным (хаотически меняющейся во времени поляризацией) излучением генерации, перестраиваемым в суммарном диапазоне 1,01 - 1,1 мкм мощностью от 0,5 до 14 Вт. Кроме того, применялась система иттербиевого волоконного задающего генератора-усилителя с линейной поляризацией излучения.

Эффективность нелинейного параметрического преобразования критично зависит от спектральных характеристик излучения накачки. В качестве модели уширения спектра ИВЛ была рассмотрена модель фазовой самомодуляции большого числа продольных мод излучения внутри резонатора. Аналитическое решение показывает, что при условии слабой нелинейности и неистощенной накачки ширина спектра лазера линейно зависит от выходной мощности, что хорошо согласуется с экспериментом. Учет эффекта выжигания пространственных дыр в насыщенном усилении позволяет получить качественное согласие вблизи порога генерации.

## ГЛАВА 3. БЕЗРЕЗОНАТОРНАЯ СХЕМА ГЕНЕРАЦИИ

### 3.1. Параметрическая генерация в стандартном двулучепреломляющем волоконном световоде

#### 3.1.1. Описание волоконного световода PM980-XP.

Как упоминалось ранее, генерацию в области 1 мкм и менее можно получить при скалярном согласовании фаз с накачкой вблизи ДВНД ФКВС  $\lambda_0 \sim 1$  мкм или при векторном согласовании фаз в стандартных двулучепреломляющих волоконных световодах со ступенчатым профилем показателя преломления и ДВНД  $\sim 1,3 - 1,5$  мкм. ФКВС довольно дороги и сложны в изготовлении, поэтому в данной работе в качестве альтернативного метода впервые применяется процесс непрерывного векторного ЧВС [73]. В работах других научных групп векторное согласование фаз было реализовано только в импульсном режиме с большой мощностью накачки.

В настоящей работе в качестве волоконного световода был выбран световод PM980-XP производства компании Nufern с рабочим диапазоном длин волн 970 - 1550 нм. Его схематическое изображение представлено на рис. 3.1. На схеме видна сердцевина из  $\text{GeO}_2$  диаметром 5,5 мкм, окруженная оболочкой из стекла  $\text{SiO}_2$  диаметром 125 мкм. Черными кружками в оболочке показаны два стержня из другого материала, которые наводят двулучепреломление с величиной  $\delta n = 3,6 \times 10^{-4}$ . Коэффициент нелинейности волоконного световода  $\gamma$  оценивался по формуле (1.2) с использованием параметров  $n_2 \approx 2,3 \times 10^{-20}$  ( $\text{м}^2/\text{Вт}$ ) [115] и  $MFD \approx (6,9 \pm 1)$  мкм на длине волны 1060 нм. Он равен  $3,7 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$  при накачке с  $\lambda_p = 1048$  нм. Дисперсионная характеристика для неполяризованного света, предоставленная компанией Nufern, показана на рис. 3.2. Она хорошо

подгоняется известной зависимостью  $D(\lambda) = \frac{S_0}{4} \left( \lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right)$  [116] с длиной волны нулевой дисперсии  $\lambda_0 = 1385,15$  нм и наклоном дисперсионной кривой  $S_0 = 0,08137$  пс/(км×нм<sup>2</sup>).

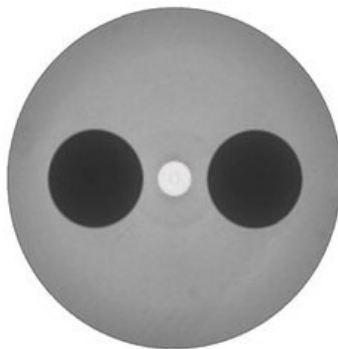


Рис. 3.1. Схематическое изображение сечения световода Nuferr PM980-XP.

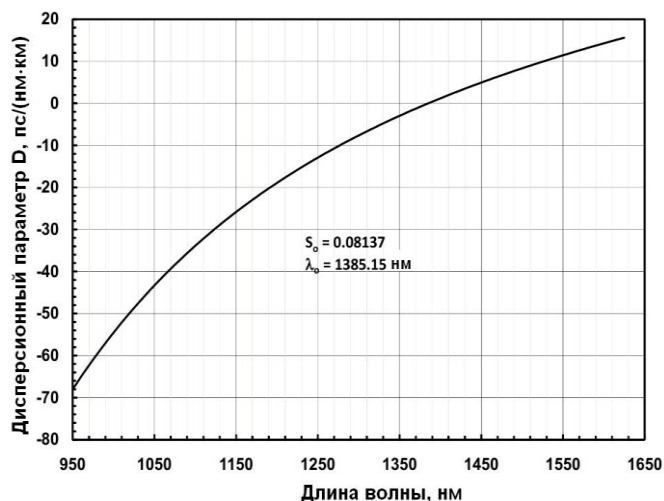


Рис. 3.2. Дисперсионная характеристика световода Nuferr PM980-XP для неполяризованного света.

### 3.1.2. Оценка мощности генерации и ширины фазового синхронизма.

В эксперименте использовалось неполяризованное излучение накачки, которое делилось между медленной и быстрой осями двулучепреломляющего волоконного световода. В непрерывном режиме относительно небольшой мощности накачки недостаточно для возникновения параметрической генерации из спонтанного шума, поэтому

обычно используется затравочное сигнальное излучение на стоксовой или антистоксовой длине волны. Мощность генерируемого холостого излучения при этом описывается формулой (1.4).

Определим нормированную мощность накачки в волоконном световоде длиной  $L$  как

$$\xi = (\gamma P_p r L) \quad (3.1)$$

Тогда в случае значения  $\xi \leq 0,5$  усиление  $G_a$  в центре линии рассчитывается по формуле (1.10) с погрешностью не более 10%. При точном фазовом синхронизме ( $\Delta\beta = 0$ ) формула (1.10) упрощается и параметрическое усиление за проход по световоду выражается в виде

$$G_a = (\gamma P_p r L)^2 = \xi^2 \quad (3.2)$$

Следовательно, мощность холостой волны линейно зависит от мощности сигнальной волны на входе в волоконный световод и квадратично от мощности накачки:

$$P_i(L) = P_s(0)G_a = P_s(0)(\gamma P_p r L)^2 = P_s(0)\xi^2 \quad (3.3)$$

Величина дисперсии групповых скоростей  $\beta_2(\lambda)$  вычисляется с использованием дисперсионного параметра  $D(\lambda)$  на рис. 3.2 по формуле

$$\beta_2(\lambda) = -\frac{\lambda_p^2}{2\pi c} D(\lambda) \quad (3.4)$$

Она равна 21 пс<sup>2</sup>/км для длины волны накачки 1048 нм. Следовательно, частотную отстройку векторного ЧВС можно оценить по формуле (1.27) как  $\Omega_v / 2\pi = 9,1$  ТГц, что сравнимо с отстройками, полученными другими исследовательскими группами [67, 68]. Антистоксова длина волны для данного параметрического сдвига находится вблизи 1016 нм. В настоящей работе использовалось излучение накачки мощностью до 4 Вт и волоконные световоды длиной не более 85 м, что соответствует значению  $\xi \approx 0,42$ . В этом случае функцию  $\sinh^2(x)$  в выражении (1.9) можно заменить аргументом  $x^2$  с точностью 6%, а

мощность холостой волны при условии точного согласования фаз рассчитывать по формуле (3.3). Так, в данной работе для мощности сигнальной затравки  $P_s(0) \sim 1$  Вт значение мощности холостого излучения можно оценить как  $\approx 180$  мВт для  $L = 18$  м.

Рассмотрим ширину фазового синхронизма  $\Delta\Omega_v$  при векторном ЧВС, когда волна накачки поляризована вдоль двух осей световода. В приближении  $\xi \ll 1$  возьмем производную от  $\Delta\beta$  в выражении (1.26) и подставим в нее частотную отстройку (1.27):

$$\Delta\beta_{FWM} = \frac{\partial\Delta\beta}{\partial\Omega_v} \Delta\Omega_v = \delta n \Delta\Omega_v / c \quad (3.5)$$

С другой стороны  $\Delta\beta_{FWM} = 2\pi / L$  из формулы (1.11). Следовательно, ширина фазового синхронизма в случае векторного ЧВС обратно пропорциональна длине и двулучепреломлению световода

$$\Delta\Omega_v = \frac{2\pi c}{\delta n L} \quad (3.6)$$

На рис 3.3а показана зависимость  $\Delta\Omega_v/2\pi$  от длины световода  $L$ . Видно, что в длинном световоде контур параметрического усиления резко сужается. Ширина синхронизма вблизи 1016 нм уменьшается с 80 до 35 пм при увеличении  $L$  с 35 до 85 м. Таким образом, для получения эффективной генерации необходимо использовать узкополосные источники накачки и сигнала.

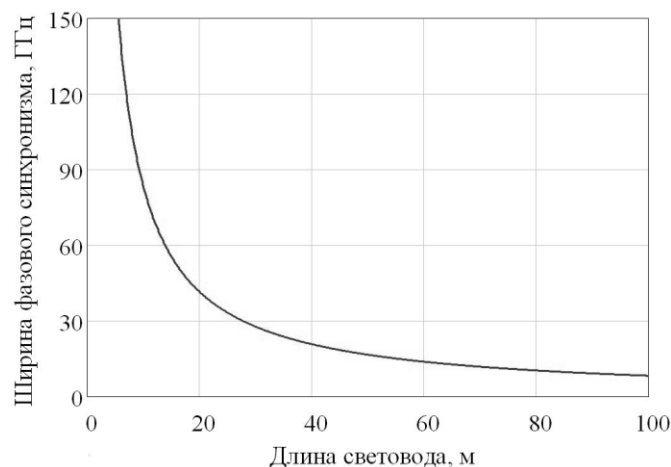


Рис. 3.3. Зависимость ширины векторного фазового синхронизма в волоконном световоде PM980-XP от длины световода.

### 3.1.3. Экспериментальная установка.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.4.

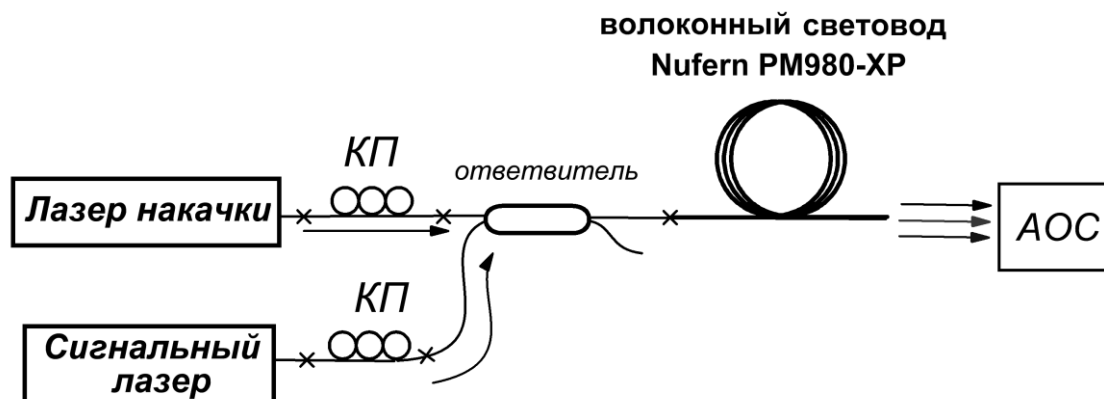


Рис. 3.4. Схема экспериментальной установки.

Излучение накачки и сигнальной затравки заводилось в волоконный световод с сохранением поляризации PM980-XP через волоконный ответвитель с коэффициентом деления 30:70 вблизи 1040 нм. Для эксперимента использовались световоды длиной 35 и 85 м. Отдельные спектральные линии выходного излучения наблюдались с помощью анализатора оптического спектра (АОС) Yokogawa AQ6370. В качестве лазера накачки использовался ИВЛ с линейным резонатором, сформированным парой согласованных ВБР (см. раздел 2.2). Он генерировал непрерывное неполяризованное излучение на длине волны 1048 нм с шириной спектра  $\Delta\lambda_p = 30$  и 70 пм при выходной мощности 0,5 и 4 Вт, соответственно. Сигнальный лазер представлял собой непрерывный ИВЛ с кольцевым резонатором. Перестройка излучения лазера с 1093 до 1072 нм позволяла настраиваться в область длин волн, для которых выполняется условие фазового синхронизма. На рис. 3.5 показана экспериментальная зависимость ширины сигнального излучения  $\Delta\lambda_s$  от выходной мощности  $P_s$ , измеренной с помощью АОС со спектральным разрешением 0,02 нм. Видно, что  $\Delta\lambda_s$  линейно растет и достигает до 80 пм



при  $P_s \approx 1,4$  Вт. В эксперименте сигнальная волна соответствовала стоксовой компоненте ЧВС, холостая волна – антистоксовой компоненте ЧВС. Контроллеры поляризации *KII* использовались для подстройки поляризации излучения, заводимого в двулучепреломляющий световод.

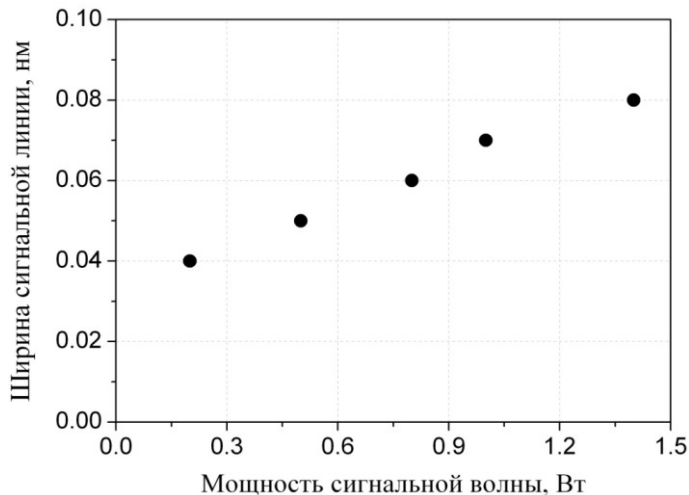


Рис. 3.5. Экспериментальное уширение спектра излучения сигнального ИВЛ с ростом выходной мощности генерации.

При настройке сигнального лазера на длину волны  $\lambda_s \approx 1080,3$  нм выполнялось условие фазового синхронизма ЧВС, и генерировалась холостая волна с  $\lambda_i \approx 1017,7$  нм (см. рис. 3.6). Таким образом, экспериментальная частотная отстройка составила величину 8,6 ТГц, что сравнимо с оценочной величиной в 9,1 ТГц.

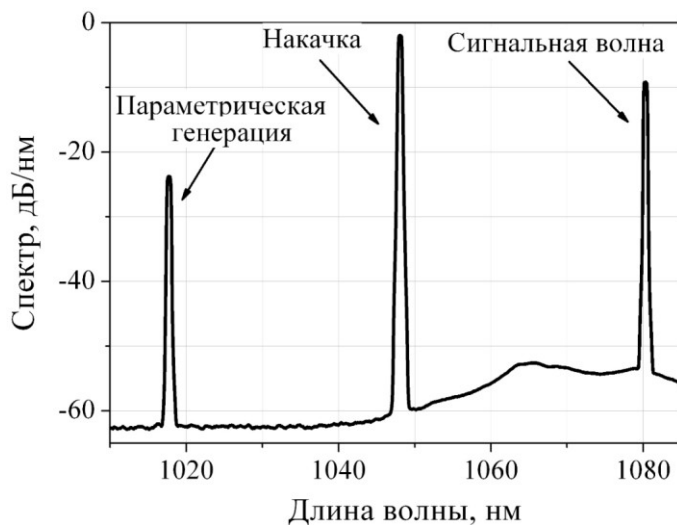


Рис. 3.6. Спектр излучения с выхода ОАС.

### 3.1.4. Экспериментальная ширина фазового синхронизма.

На рис. 3.7 показано изменение спектров параметрической генерации при перестройке длины волны сигнального лазера вблизи положения фазового синхронизма в световоде длиной 85 м. Мощности излучения накачки и сигнала равнялись 2,8 и 1,7 Вт, соответственно. Значения  $\Delta\lambda_p$  и  $\Delta\lambda_s$  не превышали 50 и 110 пм, соответственно. Из графиков видно, что при увеличении фазовой расстройки контур спектров деформируется, возникают провалы, соответствующие минимумам функции  $\text{sinc}^2(x)$ . К сожалению, аппаратная функция АОС при самом лучшем разрешении составляла 25 пм, что превышало период  $\text{sinc}^2(x)$ , поэтому минимумы «замыты» и плохо различимы на спектроанализаторе. Кружками на рис.3.7 изображен теоретический контур усиления  $G_a$ . Для его расчета использовались формулы (1.10) и (3.5) с параметрами  $\gamma = 1,23 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$  (так как  $\gamma$  снижается в 3 раза для ортогональных поляризаций),  $\delta n = 3,6 \times 10^{-4}$ ,  $L = 85 \text{ м}$  и  $P_p = 2,8 \text{ Вт}$ .

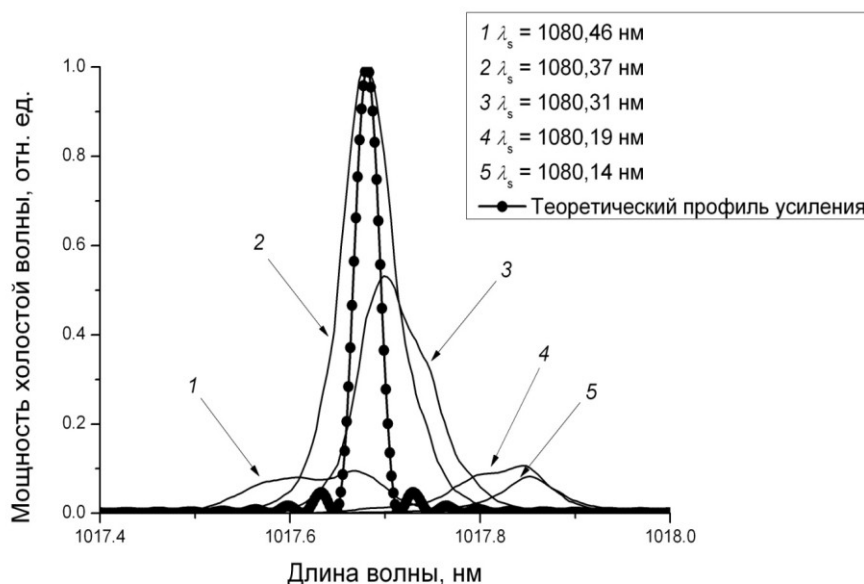


Рис. 3.7. Экспериментальные спектры параметрической генерации, полученные в световоде РМ980-ХР длиной 85 м при перестройке  $\lambda_s$  вблизи положения фазового синхронизма. Кружки – теоретический контур усиления.

Из рис. 3.7 видно, что теоретический контур усиления в два раза уже спектра генерации. Во-первых, такое несоответствие связано с аппаратной функцией АОС, ширина которой сопоставима с шириной синхронизма. В результате спектр на АОС кажется шире, чем он есть на самом деле. Во-вторых, в теоретических расчетах предполагаются одночастотные линии излучения накачки и сигнала, однако на практике лазеры обладают конечной шириной спектра. В итоге согласование фаз выполняется для целого набора продольных мод двух лазеров, что приводит к «расплыванию» спектра генерации. Тем не менее, область фазового синхронизма в эксперименте довольно мала. Из рис. 3.7 видно, что изменение длины волны  $\lambda_s$  на 60 пм приводит к уменьшению мощности холостого излучения в два раза.

### 3.1.5. Измерение мощности параметрической генерации.

Значения мощностей волн, участвующих в процессе ЧВС, находились в эксперименте следующим образом. С помощью АОС определялось относительное распределение выходной мощности по линиям излучения. Затем АОС заменяли измерителем мощности и измеряли полную мощность на выходе РМ980-ХР. По измеренным значениям выходной мощности проводилась калибровка мощностей волн холостой, сигнальной и накачки.

На рис. 3.8а и б точками показана экспериментальная зависимость мощности холостой волны от мощности сигнальной  $P_i(P_s)$  для длин волоконного световода 35 и 85 м, соответственно. Мощность  $P_i$  оптимизировалась путем подстройки контроллеров поляризации КП в схеме на рис. 3.4. Зависимость на рис. 3.8 линейна на начальном участке, что согласуется с теорией в выражении (3.3), но затем начинает насыщаться. Кружки и треугольники обозначают мощности накачки  $P_p \approx 4$

и 0,56 Вт, соответственно, сплошные линии - теоретический расчет. Для наглядности значения  $P_i$  при мощности накачки 0,56 Вт увеличены в 10 раз. Мощность генерации на длине волны  $\approx 1018$  нм достигает 40 мВт для  $L = 85$  м и  $P_p = 4$  Вт.

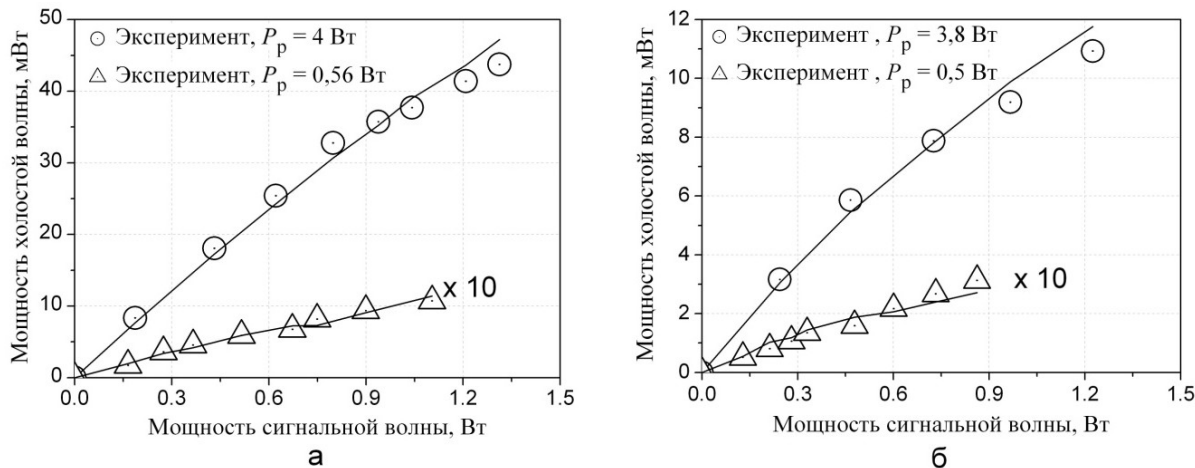


Рис. 3.8. Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошные линии) зависимость мощности холостой волны  $P_i$  от мощности сигнальной волны  $P_s$  для световода PM980-XP длиной 85 (а) и 35 (б) м.

Расчетная зависимость  $P_i(P_s)$  вычислялась с использованием экспериментальных значений  $P_p$  и  $P_s$ , которые подставлялись в формулу

$$P_i(L) = \eta P_s P_p^2, \quad (3.7)$$

где коэффициент  $\eta$  пропорционален эффективности ЧВС. Из сравнения формул (3.7) и (3.3) ясно, что  $\eta$  квадратично зависит от длины и коэффициента нелинейности волоконного световода

$$\eta = (\gamma L)^2 / 2 \quad (3.8)$$

Множитель 1/2 возникает из-за того, что в процессе ЧВС участвует только половина сигнального излучения, поляризованная вдоль медленной оси световода, поэтому эффективная мощность сигнала уменьшается в 2 раза. Величина коэффициента  $\eta$  находится при подгонке экспериментальных точек формулой (3.7). Небольшой изгиб теоретических кривых с увеличением  $P_s$  объясняется уменьшением мощности накачки в эксперименте на  $\approx 20\%$  из-за изменения с ростом

мощности коэффициента деления волоконного ответвителя. Таким образом, на основе полученных результатов составлена сравнительная таблица 3.1, в которой представлены подобранные коэффициенты  $\eta$  и вычисленные на их основе коэффициенты нелинейности волоконного световода  $\gamma = \sqrt{2\eta} / L$  (см. формулу (3.8)).

Табл. 3.1. Параметр  $\eta$  и рассчитанные на его основе коэффициенты нелинейности  $\gamma$  волоконного световода PM980-XP.

$L$ , м	$P_p$ , Вт	$\eta$ , $10^{-3}\text{Вт}^{-2}$	$\gamma$ , $\text{Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$
85	4	5	0,83
	0,56	7,2	1,00
35	3,8	1,6	1,14
	0,5	3	1,56

Из табл. 3.1 следует, что для определенного значения  $L$  коэффициент  $\eta$ , соответствующий эффективности параметрического преобразования, уменьшается с ростом мощности накачки. Во-первых, это может быть связано с эффектом истощения накачки при большой величине  $P_s$ , когда формулы (1.4 – 1.10) становятся неприменимы. Во-вторых, насыщение мощности параметрической генерации с ростом мощности сигнала и накачки можно объяснить уширением лазерных спектров, которые выходят за пределы области фазового синхронизма. Например,  $\Delta\lambda_s$  уже при мощности 0,3 Вт превышает теоретическую ширину фазового синхронизма  $\approx 40$  пм для 85-метрового отрезка световода, а при 1 Вт – ширину синхронизма 35-метрового отрезка, равную 80 пм. Однако можно считать, что при небольших значениях  $P_p$  и  $P_s$  уширение спектров лазеров слабо влияет на мощность холостой волны. Тогда коэффициент нелинейности  $\gamma$  световода оценивается по экспериментальным данным как среднее значение между 1,56 и 1  $\text{Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$  (см. табл.3.1), то есть  $\approx 1,3 \text{Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ . Так как величина  $\gamma$  для ортогональных поляризаций в 3 раза меньше, чем

для параллельных, действительное значение  $\gamma$  равно  $3,9 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ , что с точностью 6% согласуется с рассчитанной по формуле (1.2) величиной  $3,7 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ .

Эффективность параметрического преобразования с сигнальной затравкой оценивается как отношение мощности холостой волны на выходе волоконного световода к мощности сигнальной волны на входе в него  $P_i(L)/P_s(0)$ . В приближении  $\xi \ll 1$  она равна  $\xi^2$  (см. формулу (3.2)). Для параметров световода и накачки, используемых в эксперименте ( $L = 85 \text{ м}$ ,  $\gamma = 1,3 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$  и  $P_p = 4$ ) значение нормированной мощности накачки  $\xi = 0,44$  сравнимо со значением  $\xi$  в других экспериментальных работах [63, 64], где параметрическое преобразование получают в однопроходной схеме с ФКВС. Несмотря на большой коэффициент нелинейности  $\gamma$  таких световодов, величина  $\xi$  не превышает 0,4 в работе [63] и 0,6 в работе [64] из-за малой мощности накачки ( $P_p \leq 0,2 \text{ Вт}$ ). В результате значения мощности и эффективности преобразования параметрической генерации в указанных работах  $< 1 \text{ мВт}$  и 0,3%, соответственно. В настоящей работе экспериментальная эффективность преобразования достигает 3,3%, что может быть связано с использованием более однородного волоконного световода, более узкополосных источников излучения и меньших частотных отстроек, чем в работах [63, 64].

Для получения непрерывной генерации с большими частотными отстройками было предложено исследовать параметрический процесс с накачкой вблизи ДВНД ФКВС.

## **3.2. Параметрическая генерация в двулучепреломляющем фотонно-кристаллическом волоконном световоде**

### **3.2.1. Описание волоконного световода LMA5-PM.**

ФКВС позволяют реализовывать одномодовый режим распространения, менять форму дисперсионной характеристики и ДВНД световода в широкой спектральной области, увеличить нелинейный коэффициент  $\gamma$ . В настоящей работе в качестве такого волоконного световода был выбран ФКВС с сохранением поляризации LMA5-PM фирмы NKT Photonics [117]. Во-первых, он коммерчески доступен. Во-вторых, световод не имеет частоту отсечки для мод высших порядков. Излучение распространяется с неизменным модовым диаметром  $MFD = 4,2 \pm 0,5$  мкм в спектральном диапазоне от 0,4 до 2 мкм. Следовательно, интеграл перекрытия полей максимален, что приводит к увеличению эффективности нелинейного взаимодействия [39]. Таким образом, LMA5-PM является подходящим волоконным световодом для исследования ЧВС процесса. В-третьих, ДВНД данного световода не сертифицирована, но по оценке находится вблизи 1060 нм и попадает в диапазон генерации ИВЛ, что дает возможность исследовать параметрический процесс с накачкой в области положительной и отрицательной дисперсии. В-четвертых, двулучепреломление световода позволяет одновременно исследовать процесс скалярного и векторного ЧВС.

Эффективный показатель преломления оболочки ФКВС  $n_{\text{eff}}$  формируется за счет введения в нее воздушных отверстий диаметром  $d$  и расстоянием между ними  $L$  (питч). Другим важным параметром является коэффициент заполнения слоев  $k = d/L$  (см. рис. 2). Структура ФКВС LMA5 (без сохранения поляризации) рассматривалась ранее в других работах [118, 119], однако в этих работах параметры  $d$  и  $L$  довольно сильно отличаются. Поэтому с помощью электронного микроскопа была сделана фотография нашего образца. Она представлена на рис. 3.9. Как видно из рисунка, сердцевина световода LMA5-PM на основе плавленного кварца диаметром 5 мкм окружена гексагональной фотонно-кристаллической структурой из воздушных отверстий. Два стержня, помещенные с двух сторон структуры, наводят двулучепреломление, величина которого

заявлена производителем как  $1,5 \times 10^{-4}$ . Затухание в диапазоне от 0,7 до 2 мкм не превышает 10 дБ/км. Коэффициент нелинейности ФКВС оценивался по формуле (1.2) с параметрами  $n_2 \approx 2,3 \times 10^{-20}$  ( $\text{м}^2/\text{Вт}$ ),  $A_{\text{eff}} \approx 13,8$   $\text{мкм}^2$ ,  $\lambda_p = 1050$  нм и составил величину  $10 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ . Это значение в три раза превышает коэффициент нелинейности стандартного германосиликатного волоконного световода со ступенчатым профилем показателя преломления.

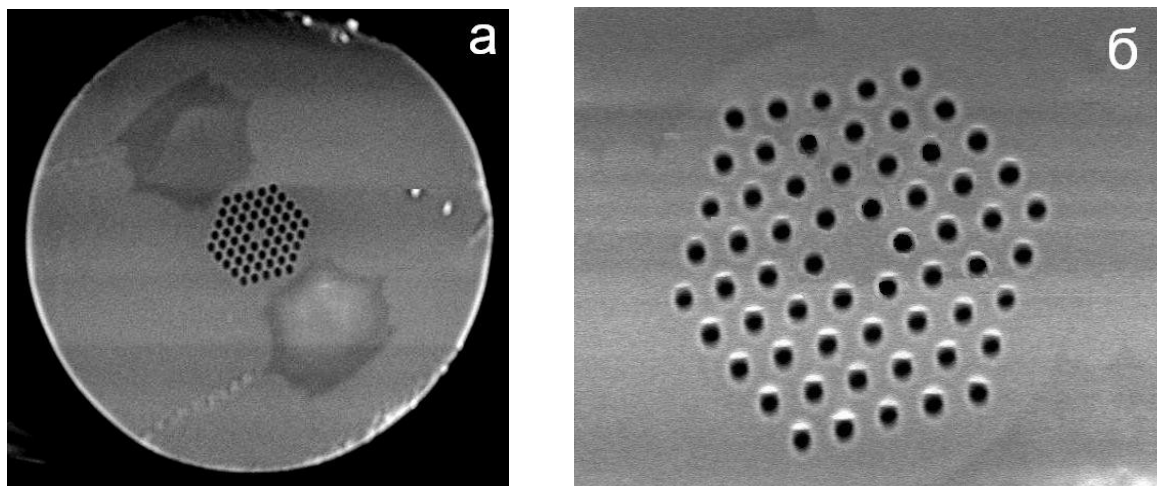


Рис. 3.9. Фотография торца волоконного световода LMA5-PM, выполненная с помощью электронного микроскопа: а) общий вид; б) фотонно-кристаллическая структура.

Величина питча  $A = (3.25 \pm 0.15)$  находилась из рис. 3.9а при масштабировании диаметра волоконного световода на 125 мкм. Параметр  $k = (0.36 \pm 0.11)$  оценивался из SEM фотографии с лучшим разрешением, представленной на рис. 3.9б. Большой разброс значений  $k$  связан с недостаточным разрешением SEM изображения и разбросом размеров воздушных отверстий в реальном световоде. Модовые диаметры стандартного волоконного световода и ФКВС LMA5-PM отличаются, поэтому необходимо уменьшить потери при заведении излучения из одного световода в другой. Для решения этой проблемы на концы ФКВС были наварены короткие ( $\sim 1$  м) отрезки волоконного световода 1060XP. Методы смещенной области сварки и повторения дугового разряда,



описанные в работах [118, 120], помогли снизить суммарные потери в области двух сварок LMA5-PM и 1060XP до 20% на длине волны 976 нм.

### 3.2.2. Экспериментальная установка.

Схема экспериментальной установки для исследования параметрической генерации показана на рис. 3.10. В качестве лазера накачки использовался набор перестраиваемых непрерывных ИВЛ с кольцевым резонатором. Описание схемы подобного ИВЛ представлено в разделе 2.2. Полный диапазон излучения накачки перекрывался от 1010 до 1110 нм при выходной мощности излучения 0,5 - 2,5 Вт. Ширина спектра излучения накачки была менее 100 пм.

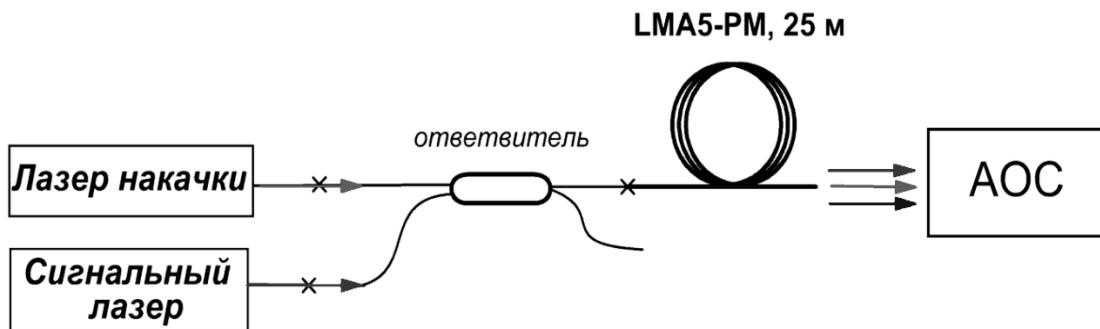


Рис. 3.10. Схема экспериментальной установки.

Непрерывный параметрический процесс, как и в случае с волоконным световодом PM980-XP (см. раздел 3.1) наблюдался с использованием сигнального излучения. Для исследования параметрического преобразования в широком спектральном диапазоне применялись разные типы сигнальных лазеров. Во-первых, это перестраиваемый эрбиевый волоконный лазер с кольцевым резонатором и выходной мощностью генерации  $\sim 1$  Вт. Перестройка лазера осуществлялась с 1552 до 1542 нм. Во-вторых, это волоконный ВКР лазер с линейным резонатором на основе фосфосиликатного волоконного световода, генерирующий излучение на длине волны 1310 нм. Схема

подобного источника описана в работах [121, 122]. В-третьих, это волоконный ВКР лазер с кольцевым резонатором на основе фосфосиликатного световода, излучающий на длинах волн 1218 и 1246 нм. В третьем случае перестраиваемый ИВЛ служил источником накачки как для ВКР лазера, так и для параметрического процесса. В-четвертых, это серия перестраиваемых ИВЛ с кольцевыми резонаторами и суммарной областью генерации от 1010 до 1100 нм (см. раздел 2.2). В-пятых, это узкополосный диодный лазер с длиной волны излучения 976 нм и волоконным выходом. Таким образом, полный диапазон генерации сигнальных лазеров простирался от 976 до 1550 нм при выходной мощности излучения от 0,1 до 2,5 Вт. Ширина спектра сигнального излучения была менее 100 пм.

В схеме на рис. 3.10 неполяризованное непрерывное излучение накачки и сигнальной затравки заводилось через волоконный ответвитель в 25-метровый световод LMA5-PM. Для разных длин волн сигнального излучения подбирались ответвители с разными спектральными характеристиками, которые обеспечивали заведение не менее 70% накачки. Далее неполяризованное излучение делилось между главными осями двулучепреломляющего ФКВС. В эксперименте поляризация излучения не регулировалась. В присутствии сигнальной затравки за счет процесса ЧВС в световоде LMA5-PM генерировалась холостая волна. Таким образом, была реализована полностью волоконная схема для преобразования длины волны генерации ИВЛ. Выходные спектры записывались с помощью АОС Yokogawa AQ6370.

### **3.2.3. Диаграммы фазового синхронизма.**

Дисперсионная характеристика ФКВС задается его структурой и играет определяющую роль для согласования фаз параметрического процесса. Численный расчет эффективного показателя преломления моды

$n_{\text{eff}}(\omega)$  производился с помощью находящейся в открытом доступе программы CUDOS MOF [123]. Она использует для моделирования метод мультиполей и позволяет находить фундаментальную моду (и характеристику  $n_{\text{eff}}(\omega)$ ) ФКВС с гексагональной симметрией, которой обладает световод LMA5-PM. Для расчета  $n_{\text{eff}}(\omega)$  использовались параметры  $d$  и  $k$ , которые варьировались в диапазоне погрешности измерений  $L = (3.25 \pm 0.15)$  и  $k = (0.36 \pm 0.11)$ , оцененных из фотографии, приведенной на рис. 3.9. Далее по формуле  $\beta(\omega) = \omega n_{\text{eff}}(\omega) / c$  находились постоянные распространения мод для волн накачки, сигнальной и холостой.

Вначале, перед проведением эксперимента, проводился грубый расчет диаграмм скалярного и векторного фазового синхронизма (диаграммой фазового синхронизма называется зависимость длины волны параметрической генерации от длины волны накачки при точном согласовании фаз). Для этого в уравнения (1.16) и (1.25) подставлялись рассчитанные для данного световода значения  $\beta(\omega)$ , и численным методом находились параметрические отстройки. Затем на основе рассчитанных диаграмм фазового синхронизма проводился эксперимент. В эксперименте длины волн накачки и сигнальной затравки варьировались вблизи вычисленных значений, соответствующих кривым фазового синхронизма, для получения генерации холостой волны за счет ЧВС. Далее сравнивались расчетные и экспериментальные величины длин волн параметрической генерации. После сравнения проводилась оптимизация параметров  $L$  и  $k$  для дальнейшей аккуратной подгонки расчетных и экспериментальных графиков. Оптимизация проводилась до тех пор, пока графики не совпали.

На рис. 3.11 представлены диаграммы скалярного фазового синхронизма. Пустые и сплошные кружки соответствуют экспериментальной длине волны сигнального и холостого излучения, соответственно. Линии – расчетные графики. При проведении

эксперимента было обнаружено, что для двулучепреломляющего волоконного световода существуют две ветви скалярного синхронизма. Они соответствуют поляризации четырех взаимодействующих волн либо вдоль медленной, либо вдоль быстрой оси световода. Было предположено, что по аналогии с работой [70] ветвь с большим значением ДВНД соответствует поляризации волн вдоль быстрой оси, с меньшей – вдоль медленной оси. На врезке рис. 3.11 показана увеличенная область вблизи нуля дисперсии.

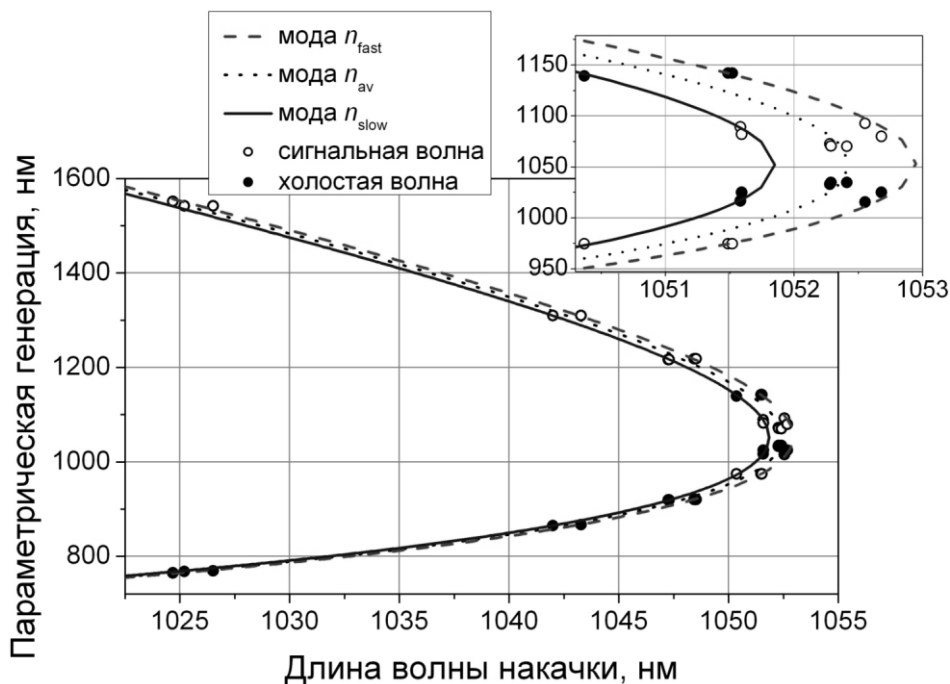


Рис. 3.11. Диаграммы фазового синхронизма для скалярного ЧВС в ФКВС LMA5-PM. Пустые и сплошные кружки соответствуют длине волны сигнального и холостого излучения в эксперименте, соответственно; сплошная, пунктирная и штриховая линии соответствуют численно рассчитанным диаграммам для  $n_{fast}$ ,  $n_{av}$  и  $n_{slow}$ , соответственно. Вставка показывает приближенную область около ДВНД.

К сожалению, программа CUDOS не предусматривает расчет  $n_{eff}(\omega)$  для двух осей световода в случае наведенного стержнями двулучепреломления. Таким образом, для простоты расчет эффективного показателя преломления быстрой  $n_{fast}(\omega)$  и медленной  $n_{slow}(\omega)$  осей

проводился в предположении разных коэффициентов заполнения слоев  $k$ , но одинакового среднего питча  $L = 3,25$  мкм. Выбор неизменного питча связан с тем, что его экспериментальная погрешность на порядок меньше, чем погрешность параметра  $k$ . Пунктирная линия на рис. 3.11 соответствует диаграмме фазового синхронизма для среднего показателя преломления  $n_{av} = (n_{fast} + n_{slow})/2$ , лежащего между соответствующими значениями  $n_{fast}(\omega)$  и  $n_{slow}(\omega)$ . В таблице 3.2 показаны используемые в расчете параметры  $L$ ,  $k$  и соответствующие им значения  $\lambda_0$ . Параметры  $\beta_{03}$ ,  $\beta_{04}$  и  $\beta_{05}$  обозначают третий, четвертый и пятый порядки дисперсии световода на частоте нулевой дисперсии  $\omega_0$  (см. выражение (1.17)). Видно, что используемые значения параметра  $k$  находятся в рамках экспериментальной погрешности.

Табл. 3.2. Параметры  $L$  и  $k$ , используемые для численного расчета  $\lambda_0$  и высших порядков дисперсии двулучепреломляющего ФКВС.

	$L$ , мкм	$k$	$\lambda_0$ , нм	$\beta_{03}$ , пс <sup>3</sup> /км×10 <sup>-2</sup>	$\beta_{04}$ , пс <sup>4</sup> /км×10 <sup>-4</sup>	$\beta_{05}$ , пс <sup>5</sup> /км×10 <sup>-7</sup>
быстрая ось	3,25	0,44161	1052,95	6,753	-1,001	2,753
средний $n_{av}(\omega)$	3,25	0,44325	1052,44	6,755	-1,001	2,673
медленная ось	3,25	0,44516	1051,85	6,756	-1,002	3,671

На рис. 3.12 приведен дисперсионный параметр  $D(\lambda)$ , рассчитанный для среднего значения показателя преломления  $n_{av}(\omega)$ .

Из рис. 3.11 видно хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями длин волн параметрической генерации для скалярного ЧВС, за исключением области вблизи ДВНД и области больших отстроек. Точная подгонка экспериментальных данных при больших частотных отстройках не удалась даже с изменением величин  $L$  и  $k$  в области их экспериментальной погрешности. Возможно, различие связано с некоторой неточностью расчета дисперсионной характеристики с

помощью программы CUDOS MOF, так как во время расчета не учитывается небольшая асимметрия воздушных отверстий, присущая реальному световоду.

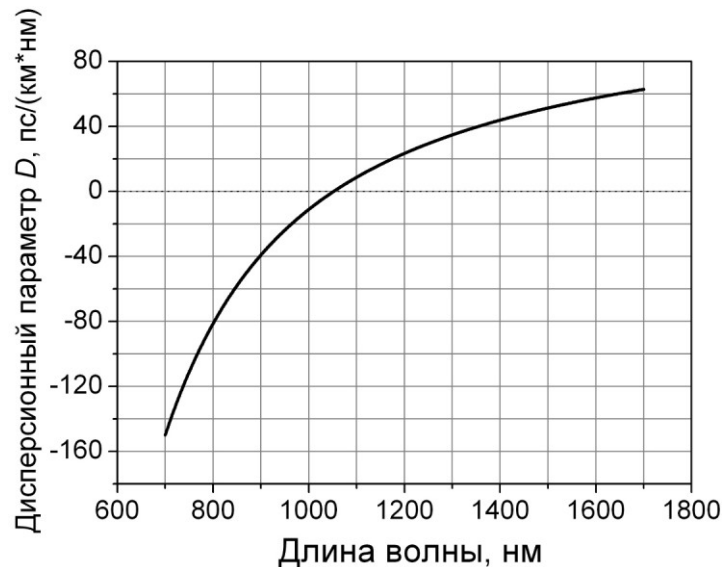


Рис. 3.12. Дисперсионный параметр ФКВС LMA5-PM при  $L = 3.25$  мкм и  $k = 0.44325$ . Поляризация в данном случае не учитывается.

Из вставки на рис. 3.11 может показаться, что некоторые экспериментальные точки принадлежат диаграмме фазового синхронизма, рассчитанной для  $n_{av}(\omega)$ , хотя на самом деле они принадлежат диаграмме синхронизма медленной оси и лежат в области отрицательной дисперсии волоконного световода. Расхождение расчета с экспериментом вблизи ДВНД возникает из-за неучтенного нелинейного вклада  $2\gamma P_0$  в условии фазового синхронизма (1.16).

На рис. 3.13 сплошная и штриховая линии соответствуют диаграммам фазового синхронизма, рассчитанным для волн, поляризованных вдоль медленной оси волоконного световода, с учетом и без учета нелинейного вклада  $2\gamma P_0$ , соответственно. Кружки показывают экспериментальные результаты. Нелинейный вклад оценивался при использовании значений  $\gamma = 10 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$  и  $P_0 \approx 2 \text{ Вт}$ , согласующихся с условиями эксперимента. Из рис. 3.13 ясно видно, что нелинейный вклад важно учитывать только в окрестностях ДВНД световода. При больших

параметрических отстройках графики совпадают, так как в этой области нелинейный вклад становится малым по сравнению с линейным.

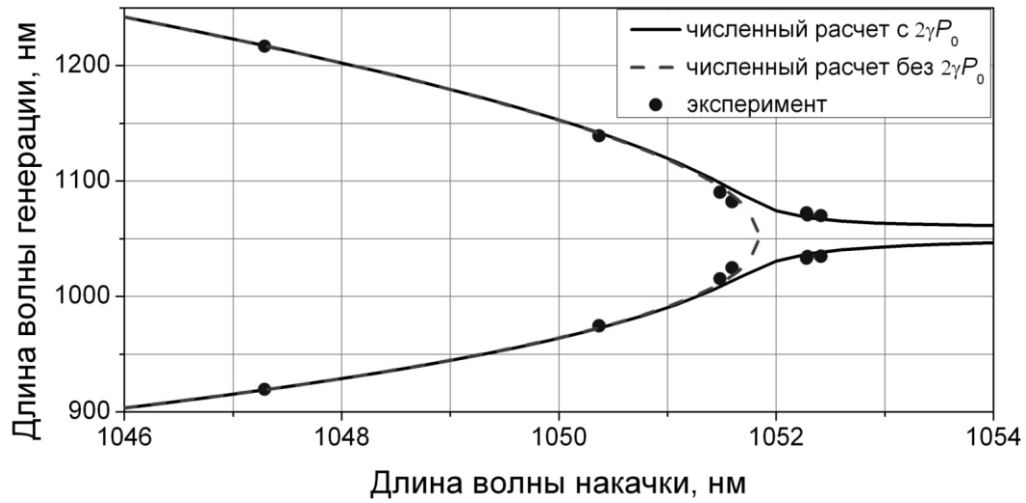


Рис. 3.13. Экспериментальные (кружки) и расчетные диаграммы фазового синхронизма для медленной оси ФКВС с учетом (сплошная линия) и без учета (прерывистая линия) нелинейного вклада в условии фазового синхронизма.

На рис. 3.14 представлены диаграммы векторного фазового синхронизма. Сплошные и пустые кружки обозначают экспериментальные длины волн холостого и сигнального излучения, соответственно. Сплошная и прерывистая линии соответствуют диаграммам фазового синхронизма, численно рассчитанным на основании уравнения (1.25) (нелинейный вклад  $\gamma P_p$  не учитывался). Постоянные распространения четырех волн находились относительно среднего показателя преломления  $\beta(\omega) = \omega n_{av}(\omega) / c$ . Подгонка расчета под экспериментальные данные проводилась при оптимизации значения двулучепреломления  $\delta n$ . На рис. 3.14  $\delta n = 1,83 \times 10^{-4}$ . По аналогии с работой [72] решение со знаком “-” в уравнении (1.25) соответствует положительной ветви векторного ЧВС, со знаком “+” - отрицательной ветви векторного ЧВС. В случае положительной ветви стоксова и антистоксова волны поляризованы вдоль медленной и быстрой оси световода, соответственно. Для отрицательной

ветви, наоборот, стоксова волна поляризована вдоль быстрой оси, антистоксова – вдоль медленной.

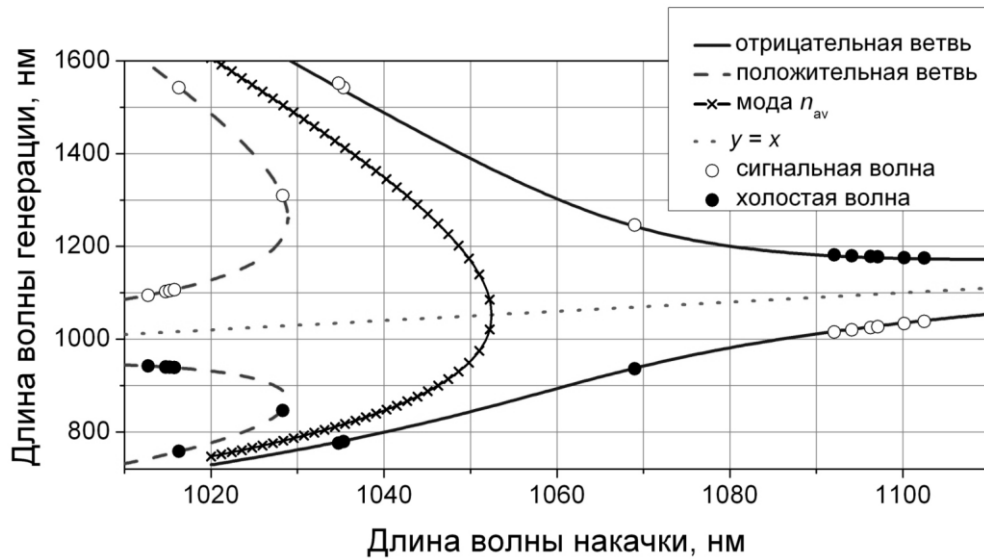


Рис. 3.14. Диаграммы фазового синхронизма для векторного ЧВС в ФКВС LMA5-PM: экспериментальные длины волн холостого (сплошные кружки) и сигнального (пустые кружки) излучения, отрицательная (сплошная линия) и положительные (штриховая линия) ветви векторного ЧВС. Крестиками обозначен скалярный синхронизм для  $n_{av}(\omega)$ , пунктирной линией функция  $y = x$ .

Из рис. 3.14 видно отличное согласие теоретических и экспериментальных графиков. Крестиками для сравнения построена диаграмма скалярного фазового синхронизма, рассчитанная для  $n_{av}(\omega)$ . Пунктиром обозначена линия  $\lambda_{s,a} = \lambda_p$ , относительно которой частотные отстройки стоксовой и антистоксовой волн равны. Минимальные длины волн параметрической генерации, полученные в эксперименте для векторного и скалярного ЧВС, равнялись 758 нм ( $\lambda_p = 1016$  нм) и 765 нм ( $\lambda_p = 1025$  нм), соответственно. Величина параметрической отстройки достигала 100 ТГц. Из рис. 3.14 очевидно, что отрицательная ветвь векторного ЧВС существует во всей дисперсионной области, в то время как положительные ветви сдвинуты от ДВНД в область положительной дисперсии световода и имеют точку поворота, в которой они сходятся.



Диаграммы векторного фазового синхронизма на рис. 3.14 стремятся к двум асимптотам. Первая асимптота – линия  $\lambda_{s,a} = \lambda_p$ . Величина параметрических отстроек уменьшается при продвижении в область отрицательной или положительной дисперсии световода. Другая асимптота описывает увеличение параметрических отстроек с уменьшением длины волны накачки и проходит вблизи решения для скалярного ЧВС.

На рис. 3.15 показаны экспериментальные спектры излучения, записанные с помощью АОС для скалярного (а) и векторного (б) фазового синхронизма. Спектры причислялись к тому или другому типу синхронизма на основе их сравнения с численными параметрическими отстройками на рис. 3.11 и 3.14.

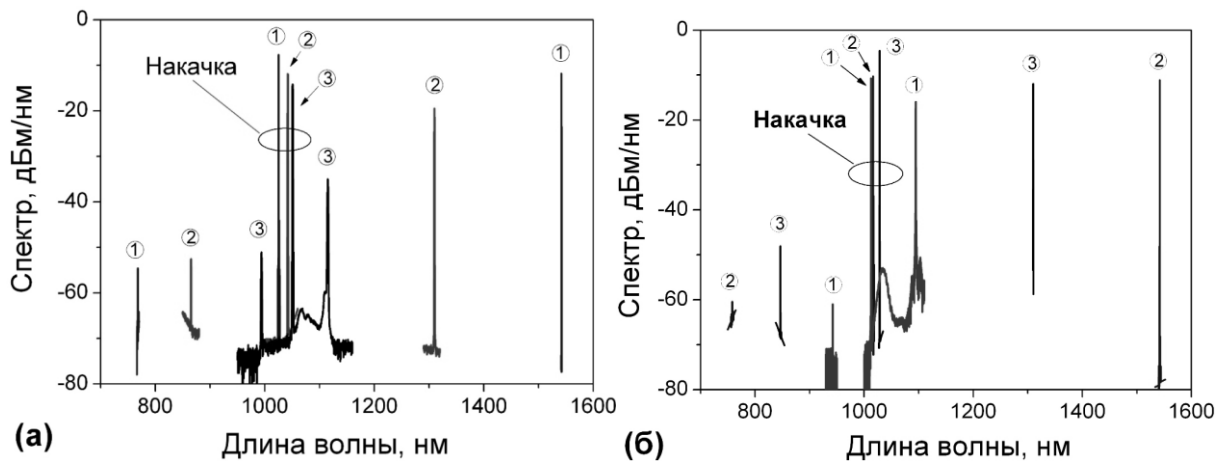


Рис. 3.15. Спектры с АОС при скалярном (а) и векторном (б) ЧВС: (а) 1, 2, 3 соответствуют длинам волн накачки 1025, 1041 и 1051 нм, соответственно; (б) 1, 2, 3 соответствуют длинам волн накачки 1013, 1016 и 1028 нм, соответственно.

Видно, что в случае скалярного ЧВС величины параметрических отстроек растут с отстройкой длины волны накачки в область положительной дисперсии. В случае векторного ЧВС частотные отстройки могут сильно отличаться при одинаковой длине волны накачки (спектры 1 и 2 на рис. 3.15б), если они принадлежат разным ветвям фазового синхронизма (см. рис. 3.14). Процесс ЧВС не имеет порога по накачке,

поэтому определяемая величина мощности параметрической генерации зависит от уровня шумов АОС. На рис. 3.15, фоновый шум и рассеянное излучение внутри АОС приводят к тому, что уровень накачки превышает уровень фонового шума на величину от 60 до 50 дБ (в зависимости от длины волны). Таким образом, при мощности накачки 1 Вт необходимо получить десятки мкВт мощности холостой волны для ее дальнейшей надежной регистрации. Довольно низкая эффективность преобразования при больших отстройках, вероятно, связана с влиянием неоднородности ФКВС.

Рисунок 3.16 объединяет описанные выше диаграммы скалярного и векторного фазового синхронизма для световода LMA5-PM.

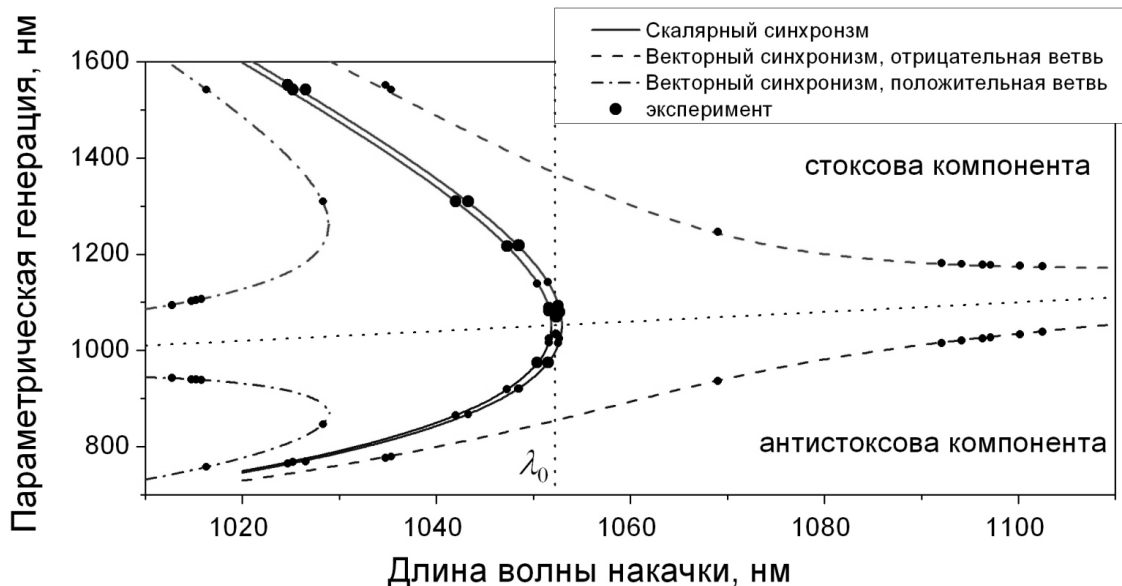


Рис. 3.16. Диаграммы скалярного и векторного фазового синхронизма в ФКВС LMA5-PM при накачке непрерывным ИВЛ: эксперимент (точки), численный расчет (линии). Сплошные линии соответствуют ветвям скалярного ЧВС; штриховая линия – отрицательная ветвь векторного ЧВС; штрихпунктирные линии – положительные ветви векторного ЧВС.

Видно, что отстройка  $\lambda_p$  от  $\lambda_0$  всего на 30 нм приводит к преобразованию излучения ИВЛ в диапазоне 750 – 1550 нм. Процесс векторного ЧВС позволяет варьировать длину волны накачки в широком

спектральном диапазоне, тогда как при скалярном ЧВС значение  $\lambda_p$  ограничивается областью вблизи ДВНД световода. Значение ширины линии параметрической генерации в эксперименте  $\sim 60$  пм определялось шириной линий генерации накачки и сигнала, которые на полувысоте не превышали 60 и 100 пм, соответственно.

### 3.2.4. Аналитическое решение для параметрических отстроек.

Численные решения для диаграмм фазового синхронизма хорошо согласуются с экспериментальными данными. Однако известное аналитическое решение (1.27) для отстроек векторного ЧВС уходит на бесконечность при приближении длины волны накачки к ДВНД световода. Это расхождение связано с тем, что при разложении волновой расстройки в ряд Тейлора в работе [91] не были учтены члены высших порядков. Для получения аналитического решения, более точно описывающего параметрические отстройки векторного ЧВС с накачкой вблизи ДВНД, в данной работе использовалось разложение  $\Delta\beta$  в ряд Тейлора вблизи  $\omega_0$  до 5 порядка ( $k = 5$  в формуле (1.17)). Расстройка волновых векторов переписывается в виде

$$\Delta\beta(\Omega) = \sum_{k=1}^5 \Delta\beta_k(\Omega) \pm \delta n \Omega / c$$

Здесь

$$\Delta\beta_1(\Omega) = 0,$$

$$\Delta\beta_2(\Omega) = 0, \text{ так как } \beta_{02} = 0,$$

$$\Delta\beta_3(\Omega) = \beta_{03} \delta\omega_p \Omega^2,$$

$$\Delta\beta_4(\Omega) = (\beta_{04}/12) (\Omega^4 + 6\delta\omega_p^2 \Omega^2),$$

$$\Delta\beta_5(\Omega) = (\beta_{05}/12) (\delta\omega_p \Omega^4 + 2\delta\omega_p^3 \Omega^2),$$

$\delta\omega_p = \omega_p - \omega_0$  – отстройка частоты накачки от частоты нулевой дисперсии световода.

Таким образом, получаем кубическое уравнение на  $\Omega$

$$\Omega^3 + p\Omega + q = 0 \quad (3.9)$$

с коэффициентами  $p = \frac{12\beta_{03}\delta\omega_p + 6\beta_{04}\delta\omega_p^2 + 2\beta_{05}\delta\omega_p^3}{\beta_{04} + \beta_{05}\delta\omega_p}$  и  $q = \pm \frac{12\delta n}{c(\beta_{04} + \delta\omega_p\beta_{05})}$ .

Для упрощения расчетов будем пренебрегать пятым порядком  $\beta_{05}$  по причине его малости. Тогда коэффициенты переписутся как

$$p = 12(\beta_{03}/\beta_{04})\delta\omega_p + 6\delta\omega_p^2 \quad (3.10)$$

$$q = \pm 12\delta n/(c\beta_{04}) \quad (3.11)$$

Здесь не рассматривается нелинейный вклад  $\gamma P_p$ , так как он мал для больших параметрических отстроек. Для определенности будем считать частотные отстройки положительными, так как смена знака  $\Omega$  равнозначна смене знака  $q$  и переходу к другой ветви синхронизма. Уравнение (3.9) решается по известной формуле Кардано и имеет до трех вещественных корней в зависимости от знака дискриминанта  $Q = (p/3)^3 + (q/2)^2$ .

В случае скалярного ЧВС, когда  $q = 0$ , уравнение (3.9) переходит в квадратичное

$$\Omega^2 + p = 0,$$

и решение выглядит как в формуле (1.21), где  $\beta(\omega)$  раскладывается в ряд Тейлора вблизи частоты накачки:

$$\Omega(\omega_p) = \sqrt{-p} = \sqrt{-\left(12\frac{\beta_{03}}{\beta_{04}}\delta\omega_p + 6\delta\omega_p^2\right)} \quad (3.12)$$

Отношение параметров  $\beta_{03}/\beta_{04}$  влияет на наклон диаграммы фазового синхронизма скалярного ЧВС. В случае небольших параметрических отстроек нужно учесть нелинейный вклад  $2\gamma P_0$ , тогда формула (3.12) переписется как

$$\Omega(\omega_p) = \sqrt{\frac{-p}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - \frac{24\gamma P_0}{\beta_{04}}}} \quad (3.13)$$

Рассмотрим случай векторного ЧВС, когда  $q \neq 0$ .

Отрицательная ветвь (положительное  $q$ ) имеет одно решение

$$\Omega = \frac{(Q^{1/2} - q/2)^{2/3} - p/3}{(Q^{1/2} - q/2)^{1/3}} \quad (3.14)$$

При  $Q < 0$  его можно переписать в тригонометрической форме [124] как

$$\Omega = 2r_0 \cos(\theta/3), \quad (3.15)$$

где  $r_0 = \sqrt{-p/3}$  и  $\theta = \arccos(q/2r_0^3)$ ,  $0 < \theta < \pi/2$ .

В пределе, когда частота накачки находится далеко в области отрицательной дисперсии  $\delta\omega_p \rightarrow \infty$ , параметрические отстройки стремятся к

$$\Omega \rightarrow \left| \frac{q}{p} \right| = \frac{\delta n}{c \left| \beta_{03} \delta\omega_p + \beta_{04} \delta\omega_p^2 / 2 \right|} \quad (3.16)$$

С учетом формулы (1.18) выражение (3.16) стремится к решению (1.27), описывающему параметрические отстройки при накачке вдали от ДВНД волоконного световода.

Уравнение (3.9) имеет еще два решения, которые соответствуют положительным ветвям векторного фазового синхронизма (отрицательное значение  $q$ ):

$$\Omega_1 = 2r_0 \cos[(\pi - \theta)/3] \quad (3.17)$$

$$\Omega_2 = 2r_0 \cos[(\pi + \theta)/3] \quad (3.18)$$

При отстройке частоты накачки далеко в область положительной дисперсии световода  $\delta\omega_p \rightarrow \infty$ , решение (3.18) стремится к решению (1.27).

При  $Q \rightarrow 0$  ветви  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  сходятся к одной точке, которая является точкой поворота положительных ветвей

$$\Omega_{turn} = (q/2)^{1/3} = (-p/3)^{1/2}$$

В точке поворота отстройка частоты накачки  $\delta\omega_{turn}$  и параметрическая частота  $\Omega_{turn}$  выглядят следующим образом

$$\delta\omega_{turn} = -(\beta_{03}/\beta_{04}) + \left[ (\beta_{03}/\beta_{04})^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{6\delta n}{c\beta_{04}} \right)^{2/3} \right]^{1/2},$$

$$\Omega_{turn} = \left( -\frac{6\delta n}{c\beta_{04}} \right)^{1/3}$$

Очевидно, что все аналитические решения для параметрических отстроек могут быть вычислены на основе параметров  $\omega_0$  и  $\beta_{03}/\beta_{04}$ ,  $\delta n/\beta_{04}$ . Отношение  $\beta_{03}/\beta_{04}$  и частота  $\omega_0$  находятся при подгонке экспериментальных данных формулой (3.12). Отношение  $\delta n/\beta_{04}$  находится при подгонке экспериментальных данных формулой (3.16), когда длина волны накачки расположена вдали от ДВНД световода. Увеличение значения двулучепреломления волоконного световода  $\delta n$  приводит к росту  $\delta\omega_{turn}$ , следовательно, точка поворота сдвигается в область положительной дисперсии. Для световодов со слабым двулучепреломлением она приближается к  $\omega_0$ .

Указанные аналитические решения для параметрических отстроек в ФКВС LMA5-PM показаны на рис. 3.18. Сплошная линия соответствует численному моделированию, кружки соответствуют аналитическому расчету. Параметрические отстройки, полученные с помощью аналитического и численного расчета, хорошо согласуются при малых значениях, однако начинают расходиться при больших. Так, применимость аналитического решения для скалярного ЧВС и отрицательной ветви векторного ЧВС ограничена частотными отстройками 100 ТГц. Решение для положительных ветвей векторного ЧВС корректно при отстройках до 60 ТГц. Штриховая кривая на рис. 3.18 соответствует известному решению (1.27). Очевидно, что полученное в данной главе аналитическое решение для параметрических отстроек находится в хорошем согласии с численным расчетом, в то время как решение (1.27) стремится к бесконечности при накачке вблизи ДВНД световода. При накачке вдали от ДВНД графики совпадают. Таким образом, найдены явные аналитические решения для параметрических отстроек векторного ЧВС (накачка поляризована вдоль двух осей волоконного световода), которые объясняют наблюдаемое положение диаграмм фазового синхронизма и описывают их асимптоты.

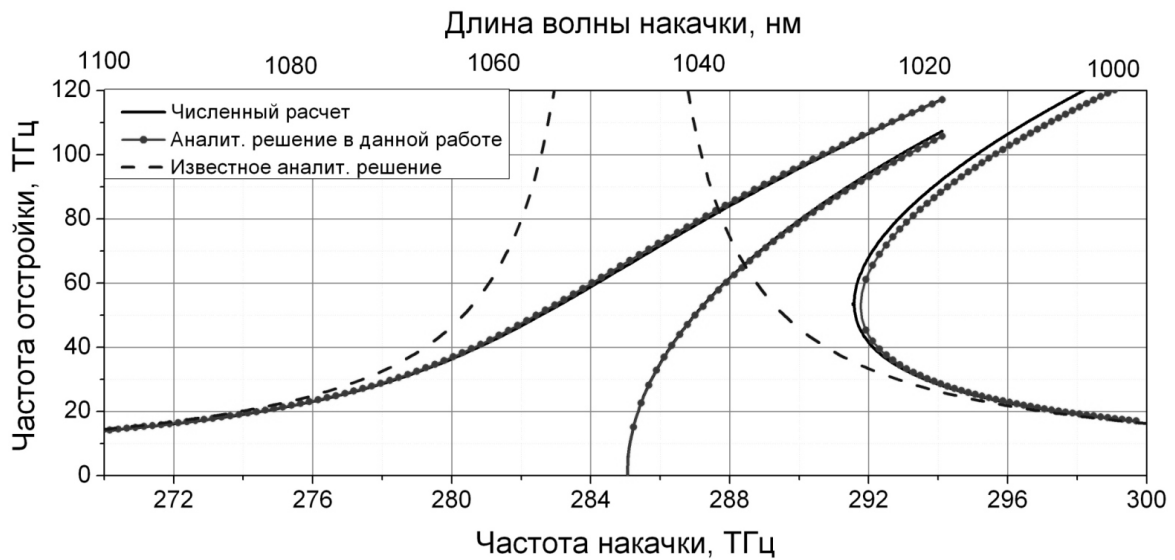


Рис. 3.18. Зависимость частоты параметрических отстройек от частоты накачки: сплошная линия – численный расчет, кружки – аналитический расчет в данной работе, штриховая линия - аналитическое решение (1.27).

### 3.2.5. Эффективность преобразования для скалярного ЧВС.

В предыдущем разделе рассматривались возможные длины волн параметрической генерации в ФКВС с накачкой ИВЛ. Следующим шагом следует провести оценку эффективности параметрического преобразования. Для этого был выбран скалярный ЧВС. Во-первых, коэффициент параметрического усиления для скалярного ЧВС больше, чем для векторного из-за большего значения коэффициента нелинейности  $\gamma$ . Во-вторых, довольно большая ширина скалярного фазового синхронизма вблизи ДВНД позволяет уменьшить влияние неоднородности волоконного световода на эффективность преобразования.

На рис. 3.19 показана схема экспериментальной установки. Источником накачки служил непрерывный ИВЛ с кольцевым резонатором. Длина волны ИВЛ перестраивалась вблизи 1050 нм, а выходная мощность неполяризованного излучения достигала 10 Вт. В качестве сигнального лазера использовался непрерывный ИВЛ с линейным резонатором, схема которого аналогична схеме, описанной в разделе 2.2. Сигнальный ИВЛ

генерировал излучение на длине волны 1115 нм с выходной мощностью до 3,5 Вт.

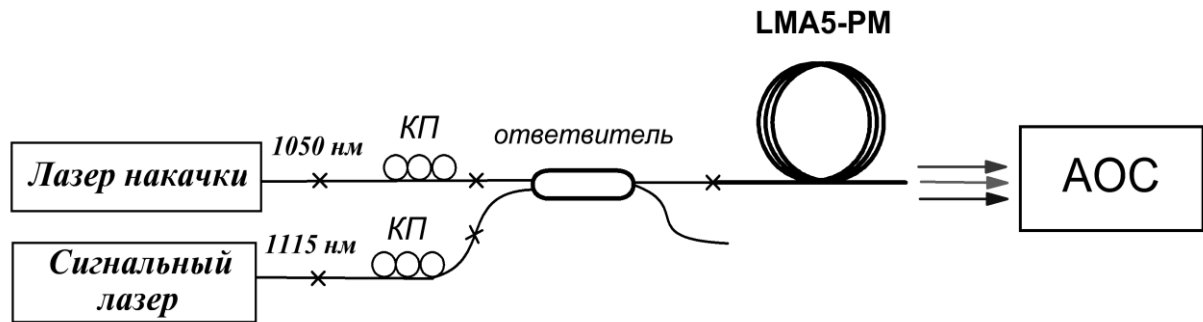


Рис.3.19. Схема экспериментальной установки.

В эксперименте излучение накачки и сигнала заводилось через волоконный ответвитель с коэффициентом деления 30:70 в ФКВС LMA5-PM разной длины. Параметрический процесс чувствителен к поляризации волн, поэтому на выходе лазеров были помещены волоконные контроллеры поляризации (КП). Для обеспечения фазового синхронизма длина волны накачки подстраивалась согласно диаграммам на рис. 3.11. В результате при  $\lambda_p \approx 1052$  нм на выходе наблюдалась параметрическая генерация вблизи 996 нм. Величина частотных отстроек составляла  $\sim 16$  ТГц.

Ширина фазового синхронизма ЧВС находилась путем перестройки длины волны накачки при неизменной длине волны сигнальной затравки. На рис. 3.20а, б, в показаны спектры параметрической генерации при изменении  $\lambda_p$  для отрезков ФКВС длиной 1, 5 и 18 м, соответственно. Для LMA5-PM длиной 1 м контур усиления широкий и имеет один максимум, для 5-метрового отрезка обозначаются два максимума усиления, а для 18-метрового отрезка четко видны два контура усиления, соответствующие поляризации излучения накачки вдоль одной из осей двулучепреломляющего световода. В случае 1-метрового световода контуры усиления для разных поляризационных мод перекрываются. В эксперименте при увеличении длины световода с 1 до 18 м ширина



фазового синхронизма уменьшается с 10 до 0,5 нм, т.е. в 20 раз, что соответствует теоретической зависимости  $\Delta\Omega_{sc} \sim 1/L$  в формуле (1.23).

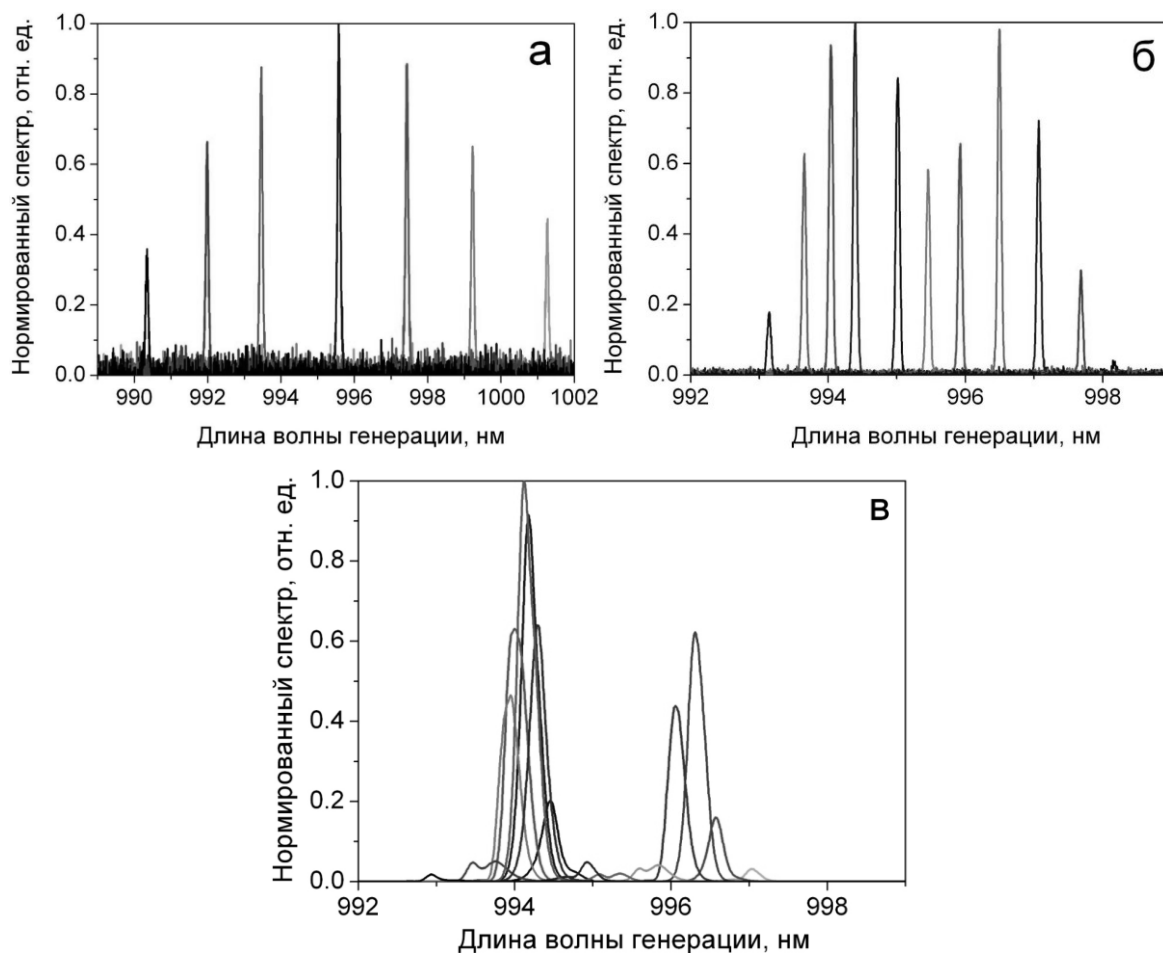


Рис. 3.20. Изменение спектров генерации при перестройке длины волны накачки для LMA5-PM длиной 1 м (а), 5 м (б) и 18 м (в).

На рис. 3.21 точками построена экспериментальная зависимость мощности холостого излучения на длине волны 996 нм от мощности накачки на выходе световода LMA5-PM длиной 1, 5 и 18 м при одинаковой мощности сигнального излучения  $P_s(0) \approx 0,5$  Вт. Подстройка двух КП позволяла настраиваться на максимальное значение генерируемой мощности. Считаем, что мощность накачки не истощается в результате ЧВС, и ее величина на входе в LMA примерно равна величине на выходе из световода. Так как значение нормированной мощности накачки в эксперименте небольшое  $\xi \approx 0,7$  ( $L = 18$  м и  $P_0 = 4$  Вт), можно предположить, что мощность холостой волны квадратично растет с

мощностью накачки (см. формулу (3.3)). На рис. 3.21 сплошными линиями показана подгонка экспериментальных точек параболой. Видно, что экспериментальная зависимость не отклоняется от квадратичного закона, следовательно, неоднородность волоконного световода слабо влияет на эффективность преобразования при  $\Omega \approx 16$  ТГц.

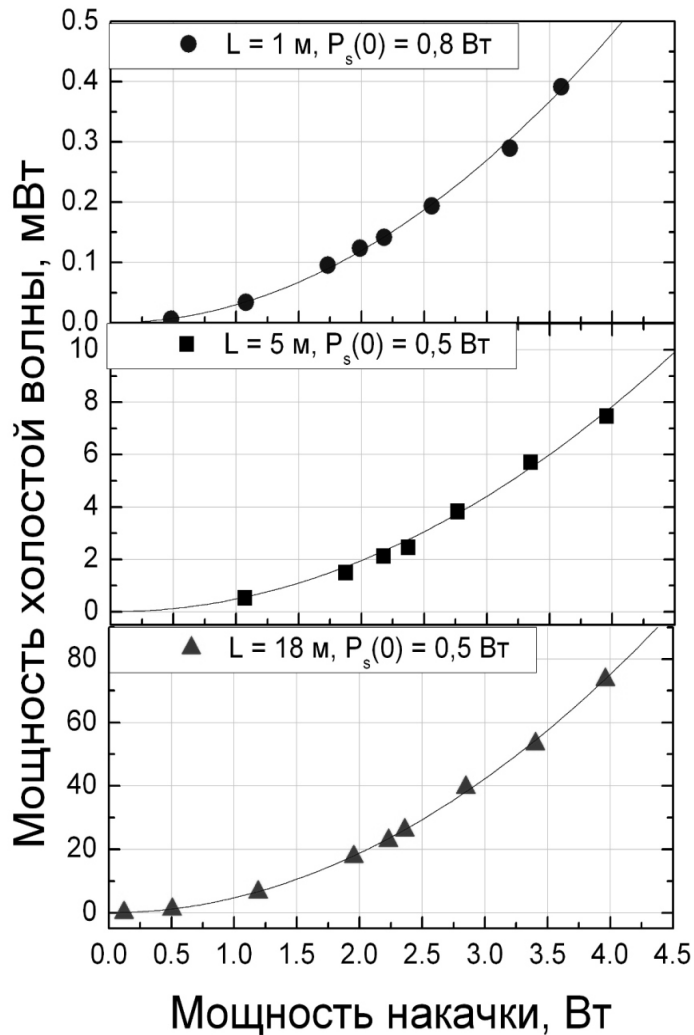


Рис. 3.21. Экспериментальная зависимость мощности холостого излучения от выходной мощности накачки при скалярном ЧВС в ФКВС LMA5-PM длиной 1 м (кружки), 5 м (квадраты) и 18 м (треугольники). Сплошные линии соответствуют подгонке экспериментальных точек параболой.

На рис. 3.22 кружками показана экспериментальная зависимость мощности холостого излучения от выходной мощности накачки для LMA длиной 18 м. Штриховой и сплошной линией обозначены теоретические

зависимости, рассчитанные по формуле (3.3) с использованием значений мощностей  $P_0$  и  $P_s(0)$  (излучение накачки и сигнала линейно поляризовано) и  $P_0/2$  и  $P_s(0)/2$  (излучение накачки и сигнала не поляризовано), соответственно. Экспериментальные точки лежат между расчетными графиками, следовательно, излучение было частично поляризованным. О частичной степени поляризации можно судить и по рис. 3.20в, так как в спектре присутствуют компоненты двух ветвей скалярного синхронизма.

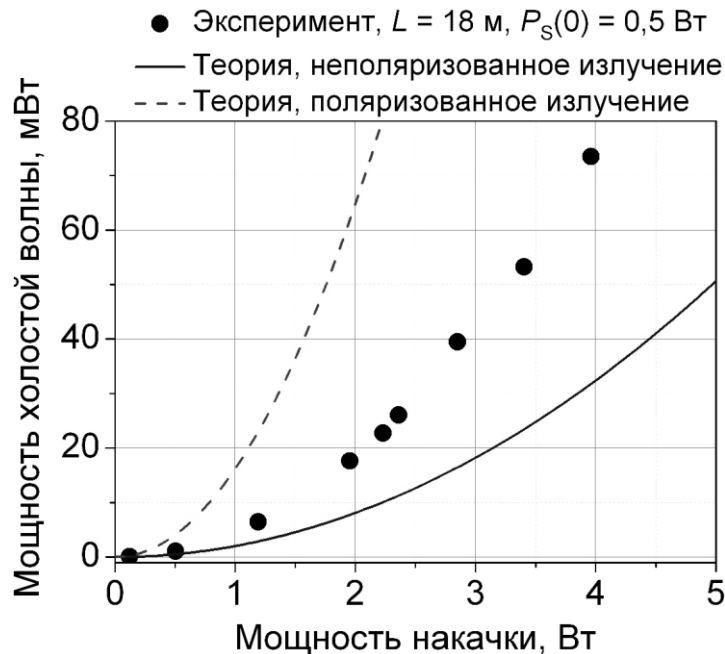


Рис. 3.22. Зависимость мощности холостой волны от выходной мощности накачки для ФКВС LMA5-PM длиной 18 м. Точки – эксперимент, сплошная линия – расчет для неполяризованного излучения, штриховая линия – расчет для линейно поляризованного излучения.

Таким образом, максимальная мощность холостой волны достигала значения 75 мВт, что соответствует эффективности параметрического преобразования  $P_i(L)/P_s(0) = 15\%$ . Такой величины достаточно, чтобы реализовать полностью волоконный оптический параметрический генератор на основе скалярного ЧВС и отказаться от использования сигнального лазера. Эксперименты по созданию ВОПГ описаны в главе 4.

### 3.3. Выводы к главе 3

В данной главе представлены результаты исследования непрерывного параметрического процесса в однопроходной схеме со стандартным (PM980-XP) и фотонно-кристаллическим (LMA5-PM) двулучепреломляющими световодами. Так как мощность непрерывной накачки была относительно невелика (менее 5 Вт), в обоих случаях использовалась сигнальная затравка на длине волны стоксовой или антистоксовой компоненты. В волоконном световоде PM980-XP длиной 85 м с помощью векторного ЧВС получена генерация на длине волны 1017 нм с выходной мощностью и эффективностью преобразования сигнальной затравки в холостую волну 40 мВт и 3,3%, соответственно. Экспериментальные данные находятся в хорошем соответствии с теорией для относительно малых значений нормированной мощности накачки  $\xi < 1$ . Насыщение мощности генерации с увеличением сигнальной мощности объясняется уширением спектров излучения используемых лазеров за пределы области фазового синхронизма.

Для увеличения параметрических отстроек стандартный двулучепреломляющий световод был заменен ФКВС LMA5-PM. Численно рассчитаны и экспериментально измерены возможные параметрические отстройки в ФКВС LMA5-PM при накачке непрерывным неполяризованным излучением ИВЛ. Показано, что область параметрического преобразования может достигать 800 нм (с 750 до 1550 нм) при перестройке длины волны накачки всего на 30 нм вблизи ДВНД световода. Впервые получены аналитические решения для частотных отстроек векторного ЧВС, хорошо согласующиеся с численным расчетом при накачке вблизи ДВНД волоконного световода. Для вывода решений использовалось разложение расстройки волновых векторов в ряд Тейлора до 5 порядка вблизи ДВНД.

Исследована экспериментальная ширина фазового синхронизма и эффективность параметрического преобразования для скалярного ЧВС в ФКВС. Показано, что в световоде длиной 1 м контуры синхронизма перекрываются, и вся мощность неполяризованной накачки участвует в преобразовании. В световоде длиной 18 м контуры синхронизма расщепляются, и только часть мощности накачки с определенной поляризацией участвует в процессе. Мощность холостой волны достигала 75 мВт, что соответствует эффективности параметрического преобразования  $P_i(L)/P_s(0) = 15\%$ . Такой величины достаточно для реализации полностью волоконного оптического параметрического генератора без использования сигнальной затравки.

## ГЛАВА 4. НЕПРЕРЫВНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР

### 4.1. Волоконно-оптический параметрический генератор на основе стандартного двулучепреломляющего волоконного световода

В экспериментальных установках, описанных в разделах 3.1 и 3.2, для получения непрерывной параметрической генерации помимо лазера накачки используется дополнительный сигнальный лазер, что усложняет экспериментальную схему. Для исключения его из установки был разработан волоконно-оптический параметрический генератор.

Вначале был реализован непрерывный ВОПГ на основе векторного ЧВС в стандартном двулучепреломляющем волоконном световоде PM980-XP. Насколько известно, это первый ВОПГ, использующий векторный принцип согласования фаз. Схема установки представлена на рис. 4.1. Лазером накачки служил непрерывный ИВЛ с кольцевым резонатором и длиной волны генерации, перестраиваемой вблизи 1080 нм. Максимальная мощность излучения ИВЛ достигала 12 Вт. Резонатор ВОПГ формировался парой плотных согласованных ВБР с резонансной длиной волны 1115 нм и коэффициентом отражения 99%. Частота параметрической отстройки выбиралась таким образом, чтобы попасть в полосу комбинационного усиления накачки. Излучение неполяризованной накачки заводилось в световод PM980-XP, в котором в основном благодаря процессу вынужденного комбинационного рассеяния генерировалось излучение на стоксовой длине волны. Это излучение, усиливаясь в резонаторе, приводило к генерации антистоксовой волны ЧВС. Длина волны параметрической генерации была 1042,2 нм для  $\lambda_p = 1077,4$ , что соответствует частотной отстройке 9,4 ТГц. Таким образом, был

реализован однорезонансный полностью волоконный параметрический генератор с резонатором для стоксовой компоненты. На рис. 4.2 представлен выходной спектр ВОПГ для волоконного световода длиной 30 м. Четко видны спектральные линии, соответствующие излучению накачки, стоксовой и антистоксовой компонент.

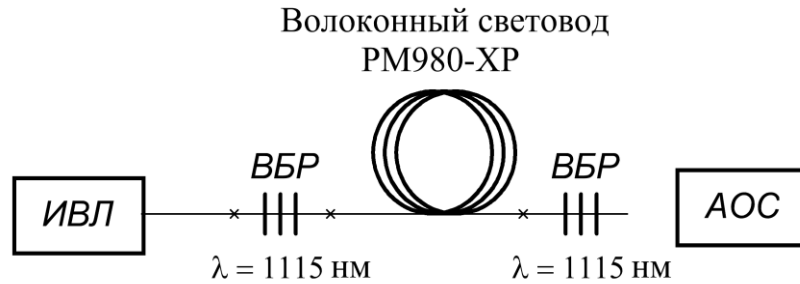


Рис. 4.1. Схема ВОПГ с векторным согласованием фаз.

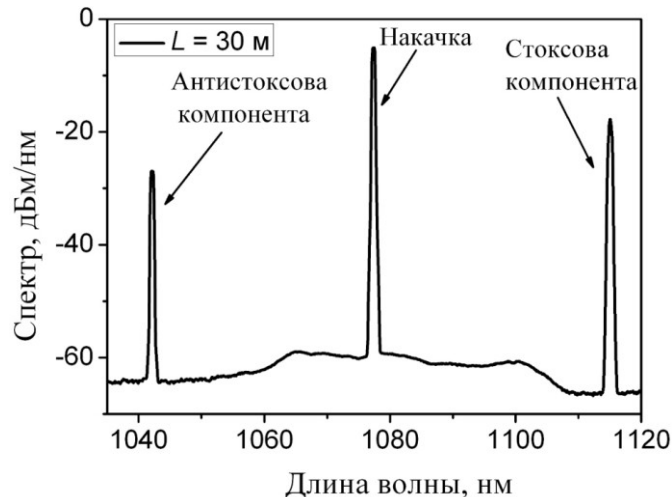


Рис. 4.2. Выходной спектр ВОПГ для световода PM980-XP длиной 30 м.

Мощностные характеристики находились из записанных с помощью АОС спектров излучения, как описано в разделе 3.1.5. Экспериментальные зависимости мощности генерации ВОПГ от мощности накачки для световода длиной 25 м (кружки), 30 м (треугольники) и 85 м (квадраты) показаны на рис. 4.3а и б для стоксового и антистоксового излучения, соответственно. Стоксова компонента заперта в плотном резонаторе, поэтому графики на рис. 4.3б соответствуют излучению, вышедшему за пределы спектра отражения выходной ВБР. Они во многом показывают эффект спектрального уширения стоксовой компоненты ВКР. Для

антистоксовой волны наблюдается зависимость с явно выраженным порогом по мощности накачки. Величина пороговой мощности растет с уменьшением длины световода. Порог генерации стоксовой и антистоксовой компонент практически одинаков. Внешняя дифференциальная эффективность преобразования для  $L = 85$  м, рассчитанная из графика на рис. 4.3а как величина наклона мощностной характеристики, достигала 22%.

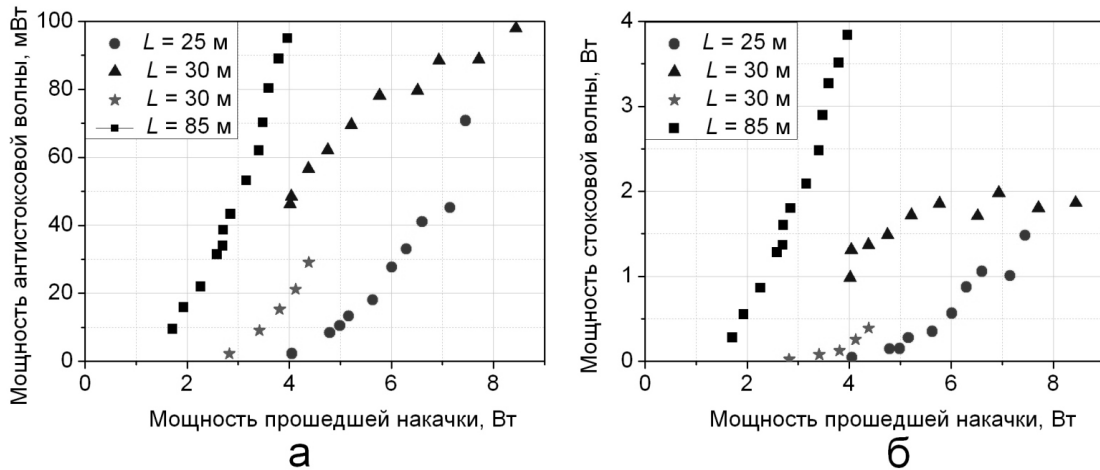


Рис. 4.3 Зависимость мощности антистоксовой (а) и стоксовой (б) компонент от мощности прошедшей накачки. Квадраты, треугольники и звездочки, кружки соответствуют длине световода 85, 30 и 25 м, соответственно.

Мощность антистоксовой компоненты составила 100 мВт при мощности накачки на входе световода PM980-XP  $P_p(0) \approx 11$  Вт. Таким образом, полная эффективность преобразования в световодах длиной 30 и 85 м была  $P_a(L)/P_p(0) = 0,9\%$ . Максимум комбинационного усиления в кварцевом стекле наблюдается при частотной отстройке 14 ТГц от излучения накачки. Следовательно, используя резонатор для стоксовой компоненты с таким сдвигом, можно увеличить коэффициент усиления в длинноволновой области. Это приведет к увеличению мощности генерации в коротковолновой области. Однако в используемой схеме ВОПГ мощность генерации не воспроизводилась при каждом новом



включении установки. Возможно, нестабильность генерации связана с конкуренцией комбинационного и параметрического усиления. Для устранения этого эффекта был реализован ВОПГ с величиной параметрических отстроек больше, чем полоса усиления ВКР. Он описан в следующем разделе.

## **4.2. Волоконно-оптический параметрический генератор на основе двулучепреломляющего фотонно-кристаллического волоконного световода**

### **4.2.1. Влияние ширины фазового синхронизма и линии накачки.**

#### **4.2.1.1. Объяснение эффекта.**

Этот раздел посвящен описанию первого непрерывного ВОПГ на основе ФКВС с накачкой ИВЛ, генерирующего перестраиваемое излучение в спектральном диапазоне менее 1 мкм [74]. Как отмечалось во введении, непрерывный параметрический процесс в этой области исследовался только в схеме с затравочным излучением, при этом эффективность преобразования была скромной – до 0,3% [61, 62]. В разделе 3.2.5 приводятся результаты по исследованию скалярного ЧВС в однопроходной схеме с ФКВС LMA5-PM. Эффективность преобразования вблизи 996 нм достигала 15%, что достаточно для разработки схемы полностью волоконного параметрического генератора.

Из рис. 1.3 видно, что область фазового синхронизма сильно сужается с ростом параметрической отстройки. Рассмотрим влияние ширины линии накачки на эффективность преобразования в ФКВС LMA5-PM при больших отстройках. На рис. 4.4а и б схематически показано, как с изменением длины волны накачки  $\delta\lambda$  меняется положение контуров параметрического усиления вблизи 930 и 975 нм, соответственно (длина

волоконного световода 18 м). Сплошная, штриховая и пунктирная линии соответствуют  $\delta\lambda_p = 0; 0,1; 0,2$  нм. С ростом величины  $\delta\lambda_p$  расстояние между максимумами контуров  $\delta\lambda_a$  увеличивается, при этом перекрытие спектров уменьшается. Из рис. 4.4 видно, что перекрытие спектров меньше при меньшем значении ширины фазового синхронизма  $\Delta\lambda_a$ . Уширение спектра накачки приводит к уширению спектра интегрального усиления и уменьшению его максимальной амплитуды.

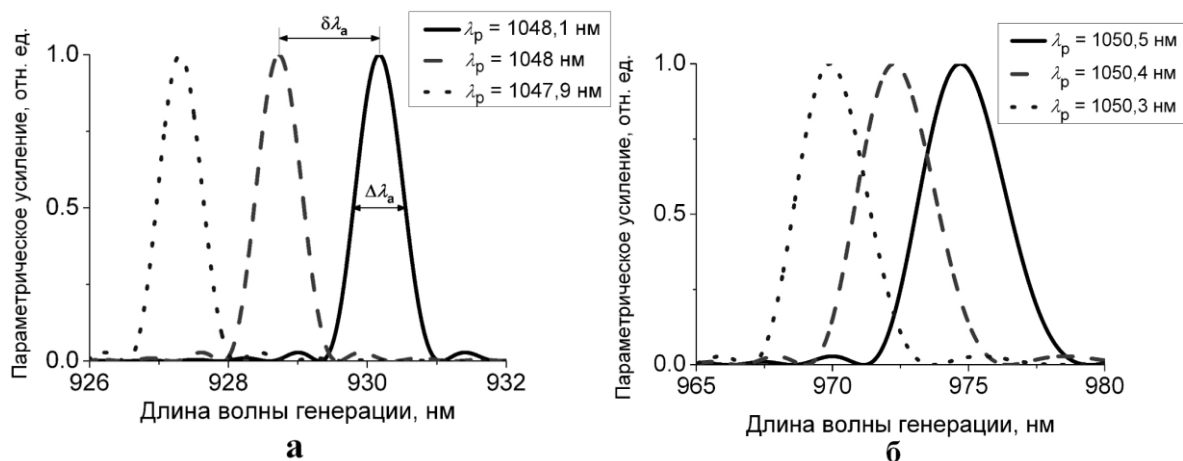


Рис. 4.4. Спектры параметрического усиления вблизи 930 нм (а) и 975 нм (б) при изменении длины волны накачки на  $\delta\lambda_p = 0$  нм (сплошная линия), 0,1 нм (штриховая линия) и 0,2 нм (пунктирная линия).

Для оценки величины уширения необходимо сравнить сдвиг положения контура усиления с шириной синхронизма. На рис. 4.5 кружками показана зависимость ширины фазового синхронизма  $\Delta\lambda_a$  от длины волны параметрической генерации для LMA5-PM длиной 18 м. Штриховая, пунктирная и штрихпунктирная линии соответствуют смещению резонанса  $\delta\lambda_a$  при сдвиге линии накачки  $\delta\lambda_p = 0,1, 0,15$  и  $0,2$  нм. Можно сказать, что в области  $\Delta\lambda_a > \delta\lambda_a$  ширина линии накачки  $\Delta\lambda_p \leq \delta\lambda_p$  слабо влияет на максимальный коэффициент параметрического усиления, так как сдвиг контуров усиления происходит в пределах ширины синхронизма. Следовательно, параметрическая генерация эффективно протекает на длинах волн более 965 нм при ширине линии накачки  $\Delta\lambda_p = 0,1$  нм; более 975 нм  $\Delta\lambda_p = 0,15$  нм; более 985 нм при  $\Delta\lambda_p = 0,2$  нм.

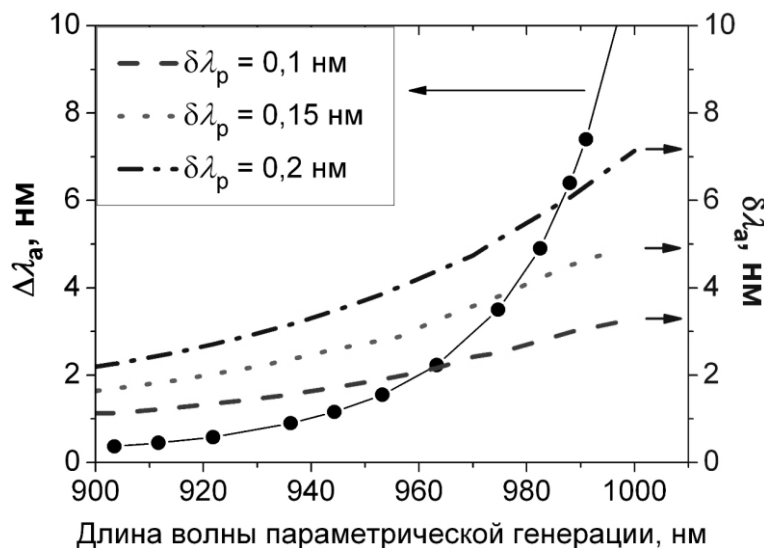


Рис. 4.5. Зависимость ширины фазового синхронизма  $\Delta\lambda_a$  (кружки) и расхождения максимумов контуров фазового синхронизма  $\delta\lambda_a$  для  $\delta\lambda_p = 0,1$  нм (штриховая линия),  $0,15$  нм (пунктирная линия) и  $0,2$  нм (штрихпунктирная линия) от длины волны параметрической генерации.

Для экспериментальной проверки влияния ширины линии накачки на параметрический процесс были собраны две схемы ВОПГ с резонаторами, оптимизированными для стоксовой длины волны  $1135$  и  $1205$  нм, соответственно. Согласно диаграммам фазового синхронизма на рис. 3.12 эти значения соответствуют антистоксовым длинам волн  $\approx 975$  и  $930$  нм. В тексте данные генераторы будут называться ВОПГ на  $975$  нм и ВОПГ на  $930$  нм.

#### 4.2.1.2. Экспериментальная установка.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 4.6.

В качестве источника накачки ВОПГ на  $975$  нм использовался ИВЛ с кольцевым резонатором (см. раздел 2.2), генерирующий непрерывное неполяризованное излучение. Длина волны излучения перестраивалась в области  $1040 - 1070$  нм, выходная мощность достигала  $11$  Вт. Изменение рабочей длины волны лазера осуществлялось осевым сжатием ВБР. Было

обнаружено, что ширина спектра генерации ИВЛ  $\Delta\lambda_p$  произвольно меняется в процессе перестройки с 30 до 200 пм при использовании имеющегося конструктива ВБР. Требуемое значение  $\Delta\lambda_p$  достигалось путем повторяющейся подстройки брэгговской решетки на рабочую длину волны.

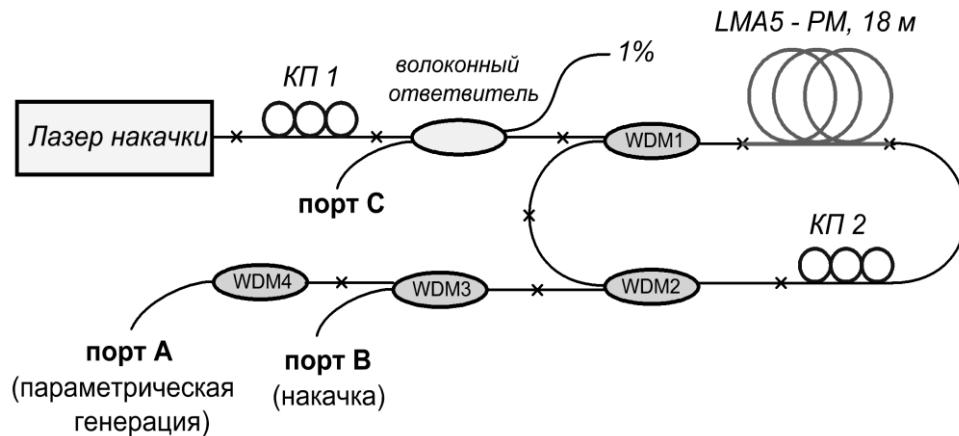


Рис. 4.6 Схема непрерывного ВОПГ, генерирующего излучение в спектральном диапазоне менее 1 мкм.

В качестве источника накачки ВОПГ на 930 нм использовался ИВЛ с линейным резонатором из пары согласованных на длине волны  $\approx 1048$  нм ВБР (см. рис. 4.7). Каждая ВБР находилась в термостате, который позволял менять ее температуру и согласовывать/рассогласовывать их резонансные длины волн, таким образом контролируя ширину спектра потерь в резонаторе лазера. Эта методика позволяла управлять значением  $\Delta\lambda_p$ . Выходная мощность неполяризованного непрерывного излучения линейного ИВЛ достигала 16 Вт.

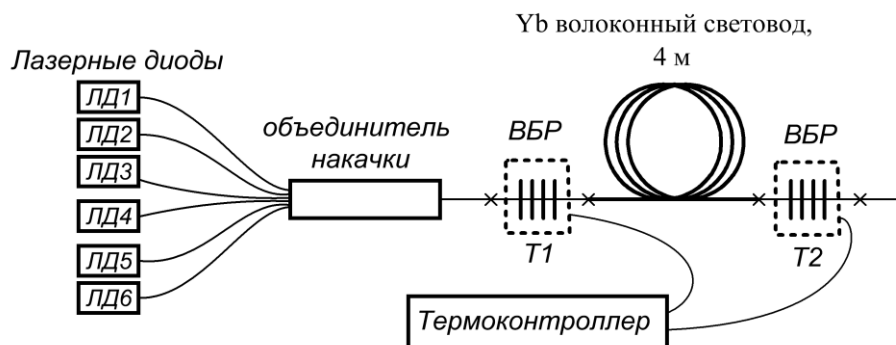


Рис. 4.7. Схема ИВЛ с линейным резонатором.

Контроллер поляризации *KП1* на рис. 4.6 использовался для подстройки состояния поляризации излучения накачки. Излучение накачки заводилось в кольцевой резонатор ВОПГ через волоконный селективный ответвитель *WDM1*, контроллер поляризации *KП2* и затем распространялось в ФКВС LMA5-PM длиной 18 м. ДВНД световода для быстрой и медленной осей составляли  $\sim 1053$  и  $\sim 1052$  нм, соответственно. Излучение накачки, проходя через нелинейный световод, за счет процесса ЧВС генерировало излучение на стоксовой и антистоксовой длинах волн. Антистоксова компонента ЧВС выводилась из резонатора через *WDM2*, а стоксова компонента запускалась обратно в световод LMA через *WDM1*. Таким образом, был реализован полностью волоконный однорезонаторный генератор с кольцевым резонатором для стоксовой компоненты. Излучение накачки выводилось из резонатора через *WDM1* и *WDM2*. Селективные ответвители *WDM3* и *WDM4* применялись для фильтрации выходной мощности ВОПГ от мощности накачки. Контроллер поляризации *KП2* использовался для подстройки состояния поляризации внутри резонатора. Потери в двух местах сварки ФКВС с волоконным световодом 1060 XR составляли 20% на длине волны 975 нм. Для ВОПГ на 930 нм после *KП1* был помещен волоконный ответвитель с коэффициентом деления 99:1, который позволял следить за мощностью накачки, заводимой в резонатор ВОПГ и за мощностью обратного излучения, распространяющегося в сторону ИВЛ (порт С).

Рисунки 4.8 и 4.9 показывают спектральные потери за обход резонатора (а) и коэффициент прохождения излучения на выходе порта А (б) для ВОПГ на 975 и 930 нм, соответственно. Спектральные потери за обход резонатора рассчитывались при учете спектральных характеристик селективных ответвителей *WDM1*, *WDM2* и 20%-ых потерь в местах сварки ФКВС со световодом 1060XR. Видно, что резонаторы двух ВОПГ оптимизированы на длины волн 1135 и 1205 нм, для которых потери

минимальны и равняются  $\approx 30\%$ . Спектральный коэффициент прохождения излучения с выхода ФКВС до порта *A* рассчитывался при учете спектральных характеристик *WDM2*, *WDM3*, *WDM4* и 10%-ых потерь на выходной сварке ФКВС.

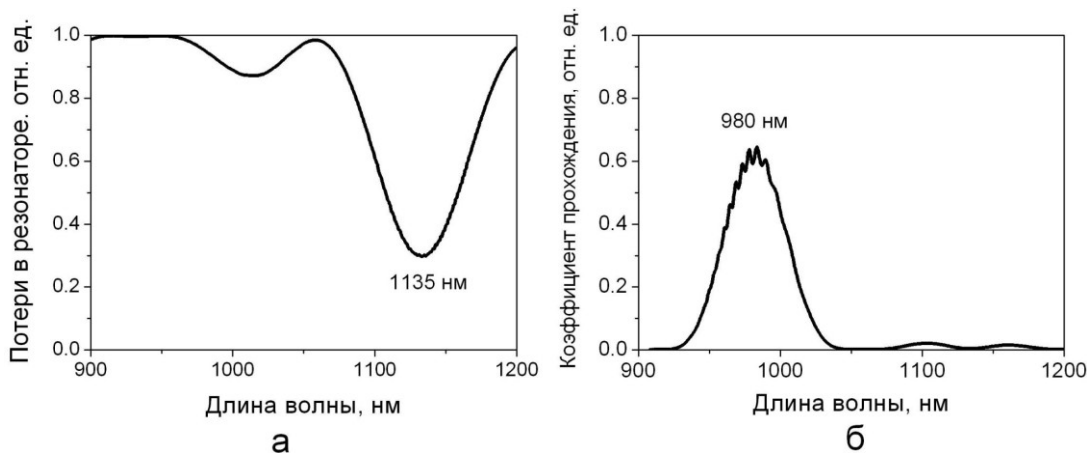


Рис. 4.8. Спектральные характеристики ВОПГ на 975 нм: а) потери за обход резонатора; б) коэффициент прохождения излучения на выходе порта *A*.

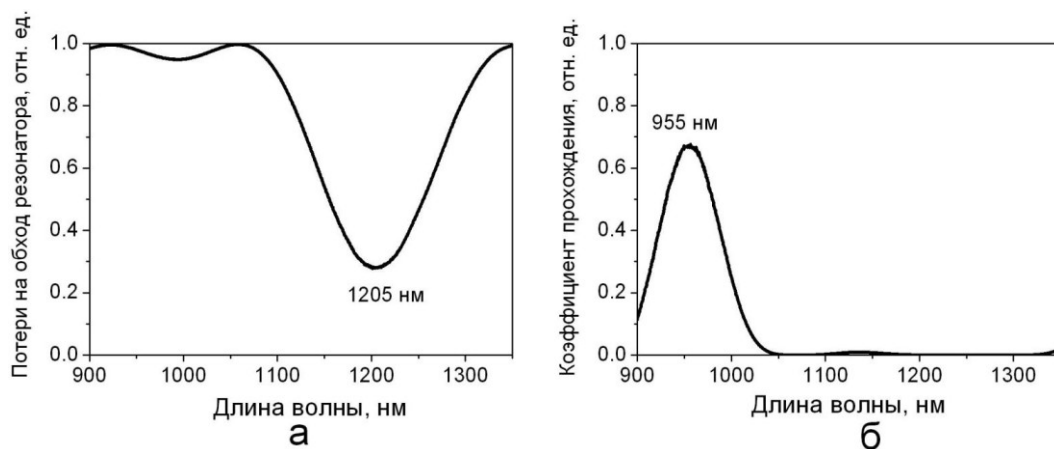


Рис. 4.9. Спектральные характеристики ВОПГ на 930 нм: а) потери за обход резонатора; б) коэффициент прохождения излучения на выходе порта *A*.

#### 4.2.1.3. Спектры генерации.

Перестройка длины волны генерации ВОПГ на 975 нм осуществлялась за счет отстройки длины волны накачки в область положительной дисперсии волоконного световода. ФКВС LMA5-PM

поддерживает две поляризационные моды, поэтому излучение накачки распространялось по двум ортогональным поляризационным осям световода. Параметрические сдвиги определялись из условия фазового синхронизма и рассчитывались по формулам (3.11) и (3.13) с подстановкой следующих параметров световода:  $\gamma = 10 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ ;  $P_0 = 9 \text{ Вт}$ ,  $\beta_{03} \approx 6,75 \times 10^{-2} \text{ пс}^3\text{км}^{-1}$  и  $\beta_{04} \approx -1 \times 10^{-4} \text{ пс}^4\text{км}^{-1}$ ;  $\lambda_0^{\text{fast}} = 1052,95 \text{ нм}$  и  $\lambda_0^{\text{slow}} = 1051,85 \text{ нм}$ .

На рис. 4.10 представлены экспериментальные (точки) и теоретические (линии) диаграммы фазового синхронизма для двух поляризационных мод излучения накачки. Длина волны накачки  $\lambda_p \sim 1051 \text{ нм}$  поддерживалась вблизи ДВНД световода, чтобы обеспечить малые параметрические отстройки (до 25 ТГц) и уменьшить влияние флуктуаций дисперсии световода (неоднородности) на эффективность параметрического процесса. Видно, что теоретический расчет хорошо согласуется с экспериментом для всех длин волн, хотя параметрическая генерация в области более 1010 нм конкурирует с процессом ВКР.

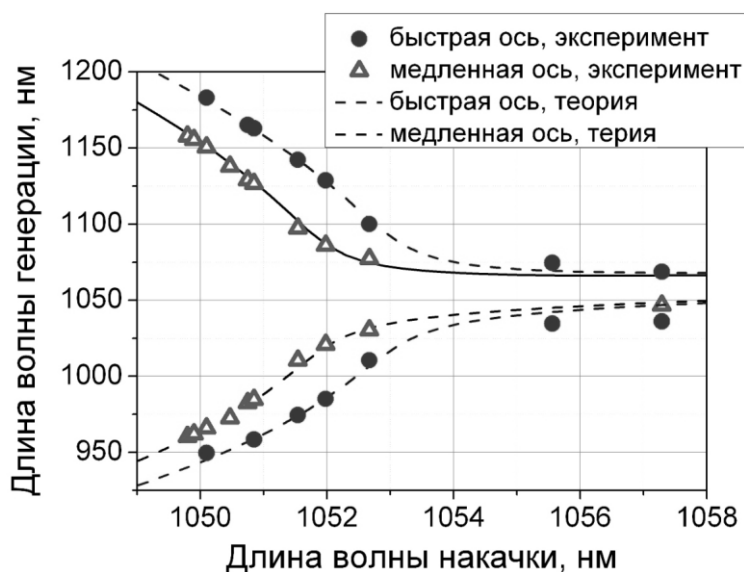


Рис. 4.10. Диаграммы скалярного фазового синхронизма в ФКВС LMA5-PM, точки соответствуют экспериментальным данным, линии — теоретический расчет.

На рис. 4.11 показаны спектры ВОПГ на выходе порта  $B$  при отстройке  $\lambda_p$  в область положительной дисперсии световода. Излучение

поляризовано вдоль медленной оси световода. Подстройка поляризации в эксперименте осуществлялась для каждой длины волны генерации, чтобы достичь максимальной выходной мощности. Спектральная ширина WDM-ов довольно большая (см. рис. 4.8), поэтому ширина линии генерации определяется шириной фазового синхронизма и линии накачки. Из рис. 4.11 видно, что когда антистоксовая длина волны доходит до 965 нм, генерация пропадает. Это объясняется тем, что резонаторные потери для стоковой волны увеличиваются с ростом частотных отстроек из-за спектральных характеристик селективных ответвителей (см. рис. 4.8а). В результате порог ВОПГ возрастет, ограничивая область перестройки генератора в коротковолновом диапазоне.

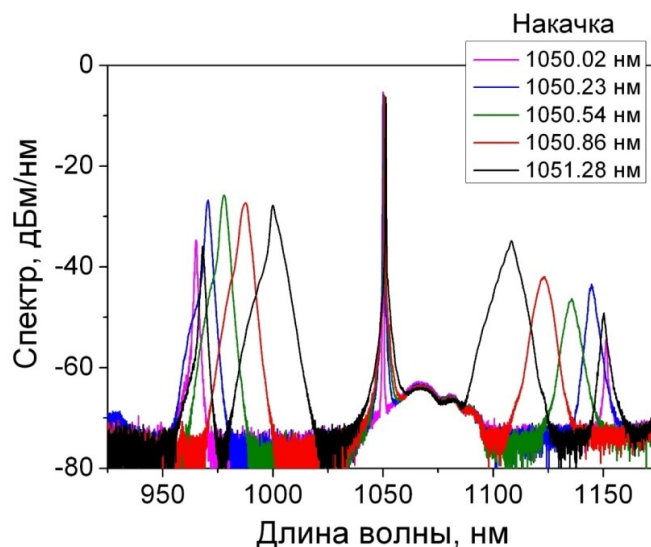


Рис. 4.11. Спектры ВОПГ на 975 нм при перестройке длины волны накачки.

С другой стороны, параметрическая генерация не ограничена для малых параметрических отстроек. Однако спектры излучения с длиной волны более 1010 нм здесь не приводятся, так как в этой области параметрическое усиление конкурирует с комбинационным усилением. Более того, полная ширина спектров на полувысоте превышает 7 нм из-за увеличения ширины фазового синхронизма. Таким образом, был реализован ВОПГ с диапазоном перестройки от 950 (см. рис. 4.10) до 1010



нм. Ширина линии генерации на длине волны 972 нм составляла величину 3,7 нм при накачке излучением с  $\lambda_p = 1050,3$  нм и  $P_0 = 9$  Вт. Для многих практических применений необходима более узкая линия генерации, которую можно получить, поместив внутрь резонатора дополнительный селективный элемент. Так, авторы работы [125] уменьшили ширину спектра параметрической генерации до 400 кГц, используя два узкополосных фильтра. В работе [58] с помощью комбинации из трех фильтров получена ширина линии 1,5 кГц.

На рис. 4.12 представлен спектр генерации ВОПГ на 930 нм (порт *A*) при накачке ИВЛ с  $\lambda_p = 1048$  нм. Длины волн стоксовой и антистоксовой компонент находятся вблизи 1200 и 931 нм, соответственно. Ширина линии антистоксового излучения составляет величину 1,5 нм при мощности излучения накачки на входе в ФКВС  $\approx 13,5$  Вт.

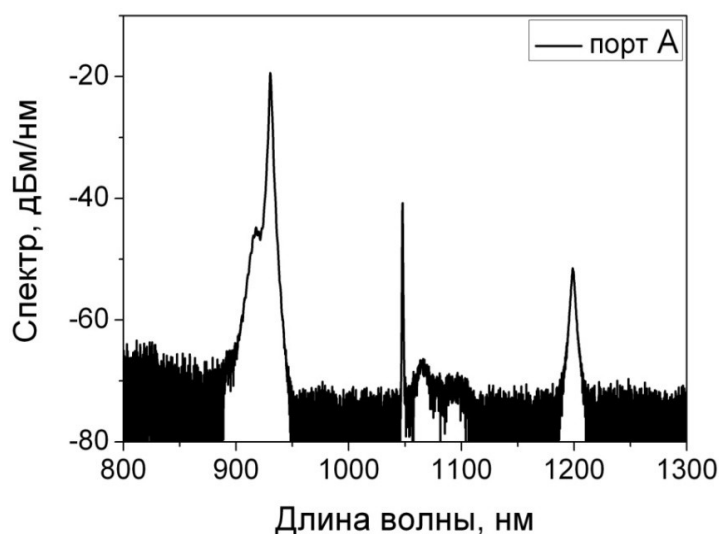


Рис. 4.12. Спектр ВОПГ на 930 нм (порт *A*) при мощности накачки  $\sim 13,5$  Вт на входе в ФКВС LMA5-PM.

#### 4.2.1.4. Временная динамика излучения и мощность генерации.

Временная динамика выходного излучения ВОПГ регистрировалась быстрым фотодетектором и цифровым осциллографом. На рис. 4.13 показаны осциллограммы излучения накачки (порт *B*) и антистоксовой

компоненты (порт  $A$ ) для генерации вблизи 972 нм (а) и 931 нм (б), соответственно. Осциллограммы записаны для спектральной ширины накачки  $\Delta\lambda_p \approx 150$  пм. Из рис. 4.13 видно, что излучение накачки флуктуирует во времени вблизи постоянного значения. Стохастический шум связан с генерацией большого числа продольных мод ИВЛ, так как лазер накачки имеет конечную ширину линии генерации, и шумами детектора, находящимися на уровне  $\pm 3$  мВ. Амплитуды стохастического шума усиливаются при параметрическом преобразовании. Тем не менее, ВОПГ работает в непрерывном режиме. Появление небольших импульсов на длине волны  $\lambda_a = 931$  нм (рис. 4.13б), возможно, связано с временными флуктуациями поляризации излучения накачки.

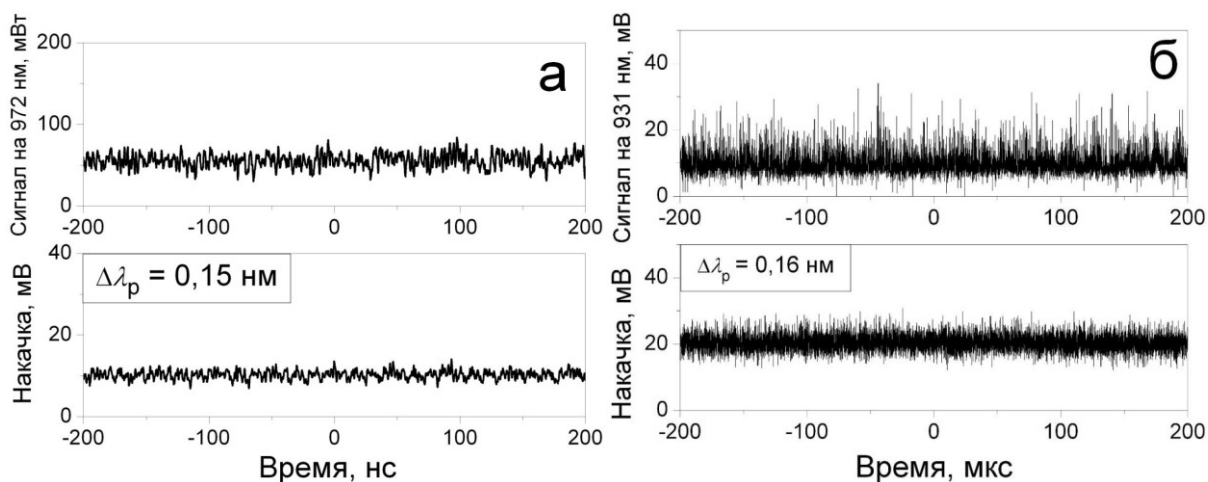


Рис. 4.13. Осциллограммы излучения накачки и параметрической генерации на длинах волн 972 нм (а) и 931 нм (б).

Перейдем к рассмотрению мощности генерации двух ВОПГ. На рис. 4.14 построена зависимость мощности антистоксовой волны на  $\lambda_a = 972$  нм (порт  $A$ ) от мощности накачки на входе в LMA после учета 10%-ых потерь на сварку с входным торцом ФКВС. Измерения проводились для нескольких значений  $\Delta\lambda_p = 0,1 - 0,14$  нм. Видно, что наклон графиков на рис. 4.14, определяющий дифференциальную эффективность ВОПГ, и величина пороговой мощности  $\approx 5,1$  Вт одинаковы для различных значений  $\Delta\lambda_p$ . Таким образом, можно сделать вывод о том, что есть область

параметров  $\Delta\lambda_p$ , для которых максимальное значение параметрического усиления и порог ВОПГ не меняются. Следовательно, не обязательно использовать одночастотное излучение накачки, чтобы повысить эффективность генерации. Из рис. 4.5 также следует, что изменение ширины линии накачки в пределах 0,1 - 0,14 нм не влияет на процесс параметрического преобразования.

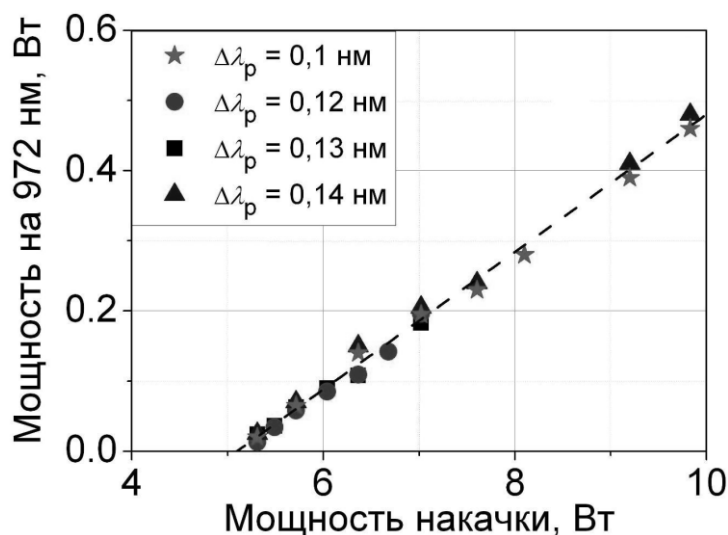


Рис. 4.14. Зависимость мощности генерации ВОПГ на длине волны 972 нм от мощности накачки на входе в ФКВС при  $\Delta\lambda_p > 0,1$  нм. Точки соответствуют эксперименту, штриховая линия – подгонка экспериментальных данных линейной функцией.

Дифференциальная эффективность и мощность генерации ВОПГ достигали 9,4% и 460 мВт, соответственно. Пороговая мощность в эксперименте  $\approx 5,1$  Вт была больше величины 3,5 Вт, рассчитанной по формуле (1.24) с использованием параметров  $L = 18$  м,  $\alpha^* = 0,3$ ,  $\alpha_L = 1,18$  км<sup>-1</sup>. Отличие можно объяснить частично поляризованным излучением накачки, когда только часть мощности накачки в подходящей поляризационной моде со значением  $\geq 0,5P_0$  участвует в параметрическом процессе. Кроме того, неоднородность волоконного световода также может вносить вклад в увеличение порога ВОПГ.

Для ВОПГ на 930 нм в качестве лазера накачки использовался ИВЛ с линейным резонатором (см. рис. 4.7). В схеме с согласованными ВБР ширина линии накачки на выходе порта  $B$  достигала  $\Delta\lambda_p = 0,4$  нм при выходной мощности ИВЛ 16 Вт. Параметрический процесс в данном случае не наблюдался. Рассогласование положения резонансов ВБР на 0,12 нм с помощью разницы температур в двух термостатах позволило уменьшить спектральную ширину линии до  $\Delta\lambda_p = 0,2$  нм (порт  $B$ ) и достичь порога параметрической генерации. Рисунок 4.15 демонстрирует зависимость генерируемой мощности на длине волны 931 нм от мощности излучения накачки на входе в ФКВС при  $\Delta\lambda_p = 0,16$  нм (треугольники) и 0,2 нм (квадраты). Поддержка определенной ширины спектра накачки осуществлялась путем подстройки температуры плотной ВБР для каждой записанной точки. Штриховые линии на рис. 4.15 показывают результат линейно аппроксимации экспериментальных данных.

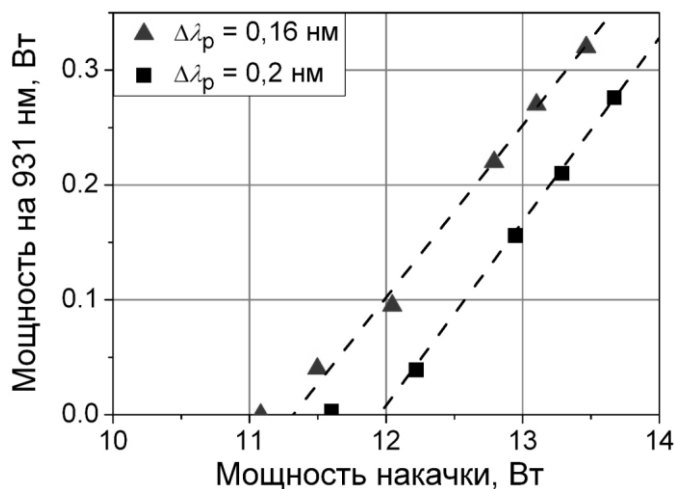


Рис. 4.15. Зависимость мощности параметрической генерации на длине волны 931 нм от мощности накачки, заводимой в световод LMA, при  $\Delta\lambda_p = 0,16$  нм (треугольники) и 0,2 нм (квадраты).

Дифференциальная эффективность для разных значений  $\Delta\lambda_p$  была примерно одинаковой и равнялась 15%. Максимальная мощность генерации на длине волны 931 нм достигала 320 мВт при ширине линии параметрической генерации 1,5 нм. Пороговая мощность ВОПГ на 930 нм

( $P_{th} = 11,3$  Вт) возросла вдвое по сравнению с пороговой мощностью ВОПГ на 975 нм ( $P_{th} = 5,1$  Вт) при одной и той же ширине линии накачки  $\Delta\lambda_p \approx 0,15$  нм. Это можно объяснить увеличением влияния  $\Delta\lambda_p$  из-за меньшего перекрытия спектров усиления вблизи 930 нм (штриховая и сплошная линии на рис. 4.4а) и неоднородности волоконного световода по длине на максимум интегрального параметрического усиления. Из рис. 4.15 также видно, что для больших параметрических отстроек необходимо оптимизировать ширину линии накачки, так как увеличение  $\Delta\lambda_p$  с 0,16 до 0,2 нм приводит к заметному росту порога ВОПГ с 11,3 до 12 Вт.

#### 4.2.2. Влияние поляризации излучения.

Линейно поляризованное излучение накачки генерировалось в схеме волоконного задающего генератора-усилителя мощности (master oscillator power amplifier - MOPA), представленной на рис. 4.16.

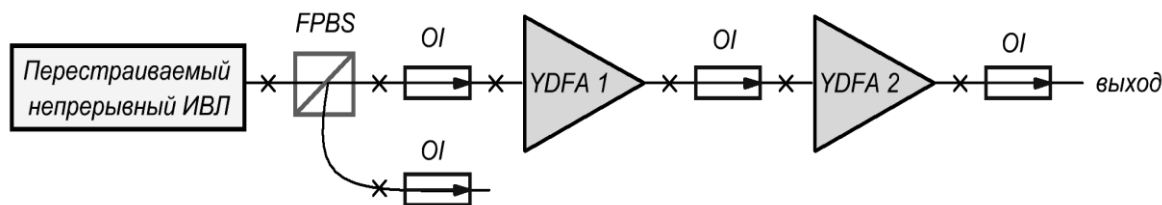


Рис. 4.16. Схема источника накачки: *FPBS* (fiber polarization beam splitter) – волоконный делитель поляризации, *OI* (optical isolator) – оптический изолятор, *YDFA* (Yb-doped fiber amplifier) – иттербиевый волоконный усилитель.

Источник состоит из задающего осциллятора и двух каскадов усилителей. Задающий осциллятор представляет собой кольцевой ИВЛ с неполяризованным излучением и областью перестройки 1,04 – 1,07 мкм. Усилители на основе иттербиевого волоконного световода *YDFA1* и *YDFA2* изготовлены из компонент с сохранением поляризации. Волоконный делитель поляризации *FPBS* выделяет одну линейно

поляризованную компоненту, которая затем запускается в первый каскад усиления  $YDFA1$ . Второй каскад усиления  $YDFA2$  необходим для увеличения выходной мощности без потери стабильности усиления. Оптические изоляторы  $OI$  защищают лазер накачки от паразитной обратной связи. При мощности задающего генератора 1,2 Вт на выходе лазера накачки после двух усилителей генерируется поляризованное излучение мощностью до 8 Вт на длине волны 1050 нм. Схема ВОПГ показана на рис. 4.6. Излучение накачки запускалось вдоль одной из осей ФКВС при вращении контроллера поляризации  $KPI$ . В ходе эксперимента было обнаружено, что ширина линии накачки  $\Delta\lambda_p$  сужается до 30 – 60 пм при перестройке в длинноволновую область спектра (разжимание ВБР в ИВЛ) и уширяется до 90 - 130 пм при перестройке в коротковолновую область (сжатие ВБР в ИВЛ). Напомним, что данный эффект использовался ранее для изменения  $\Delta\lambda_p$  в ВОПГ на 975 нм.

На рис. 4.17а показаны осциллограммы излучения параметрической генерации на длине волны 938 нм и накачки, зарегистрированных с портов  $A$  и  $B$ , соответственно, при  $\Delta\lambda_p = 110$  пм. Они демонстрируют непрерывный режим генерации ВОПГ.

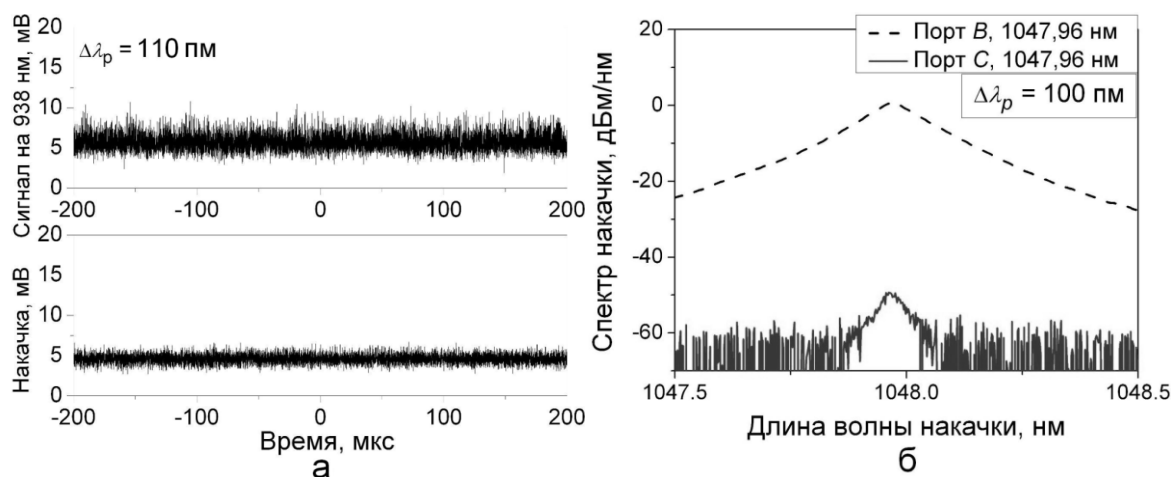


Рис. 4.17. Характеристики ВОПГ при  $\Delta\lambda_p \approx 100$  пм: а) Осциллограммы излучения накачки (порт  $B$ ) и параметрической генерации на длине волны 938 нм (порт  $A$ ) при  $\Delta\lambda_p = 110$  пм; б) Спектры накачки на выходе порта  $B$  (штриховая линия) и  $C$  (сплошная линия).

На рис. 4.17б представлены спектры накачки на выходе порта *B* (штриховая линия) и *C* (сплошная линия) при  $\Delta\lambda_p = 100$  нм. Видно, что длины волны излучения накачки, распространяющегося вперед (порт *B*) и назад (порт *C*), совпадают. В обратном направлении распространяется излучение, соответствующее рэлеевскому рассеянию волны накачки. Нелинейный процесс вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна не наблюдается (его влияние будет рассматриваться в разделе 4.2.3).

Спектры генерации ВОПГ (порт *B*) при изменении длины волны накачки с 1047,5 до 1051,4 нм представлены на рис. 4.18. Излучение поляризовано вдоль медленной оси световода. Видно, что диапазон перестройки ВОПГ составлял 80 нм (с 923 до 1005 нм) при изменении  $\lambda_p$  всего на 4 нм. Величина параметрических отстроек достигала 38 ТГц. Ширина линии генерации определялась шириной фазового синхронизма и уменьшалась с 5 до 0,7 нм при продвижении в коротковолновую область спектра. Излучение с длиной волны  $>1005$  нм в данной работе подробно не рассматривалось, так как ширина спектра генерации в этом случае превышала 5 нм.

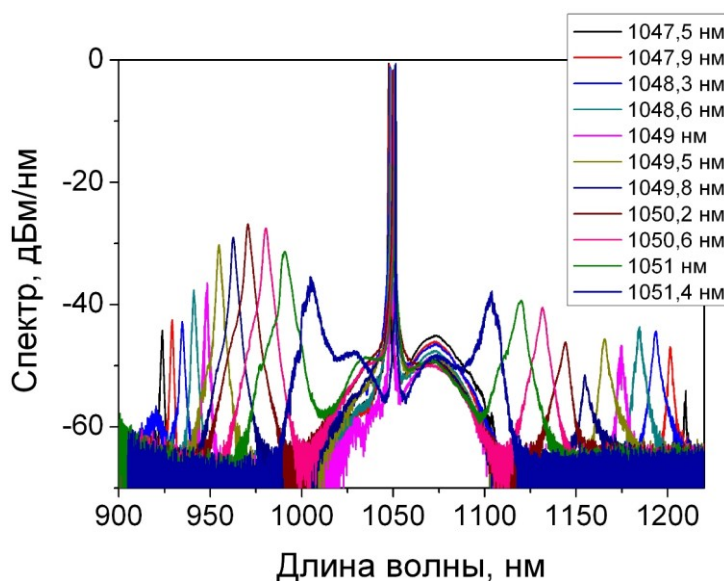


Рис. 4.18. Спектры ВОПГ на выходе порта *B* при перестройке длины волны накачки.

На рис. 4.19. показана экспериментальная зависимость пороговой мощности ВОПГ от длины волны генерации. Резонатор ВОПГ оптимизирован для максимальной выходной мощности генерации  $\sim 930$  нм. Однако минимальная пороговая мощность накачки на рис. 4.19 соответствует длине волны вблизи 946 нм. Такое несоответствие связано с увеличением порога ВОПГ при больших параметрических отстройках из-за неоднородности волоконного световода и достаточно широкого спектра накачки (штриховая линия на рис. 4.5).

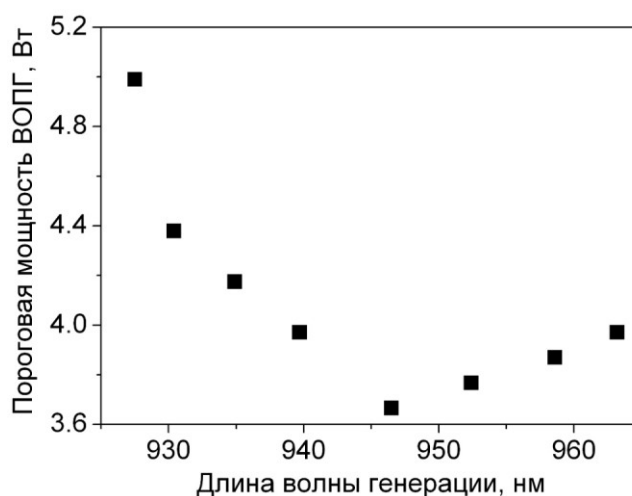


Рис. 4.19. Зависимость пороговой мощности ВОПГ от длины волны параметрической генерации.

На рис. 4.20 показана экспериментальная зависимость антистоксовой мощности на выходе порта *A* от мощности накачки на входе в световод LMA для двух длин волн параметрической генерации – 931 нм (треугольники) и 942 нм (кружки). Экспериментальные данные получены при  $\Delta\lambda_p = 90$  нм. Графики также демонстрируют, что пороговая мощность увеличивается при продвижении в коротковолновую область спектра. Внешняя дифференциальная эффективность ВОПГ на  $\lambda_a = 931$  нм была  $\approx 18\%$ , что сравнимо с величиной для неполяризованного излучения накачки на той же длине волны и в 2 раза больше, чем на  $\lambda_a = 975$  нм. Мощность генерации достигала 230 мВт на длине волны 942 нм. Ширина линии генерации была  $\sim 1$  нм.



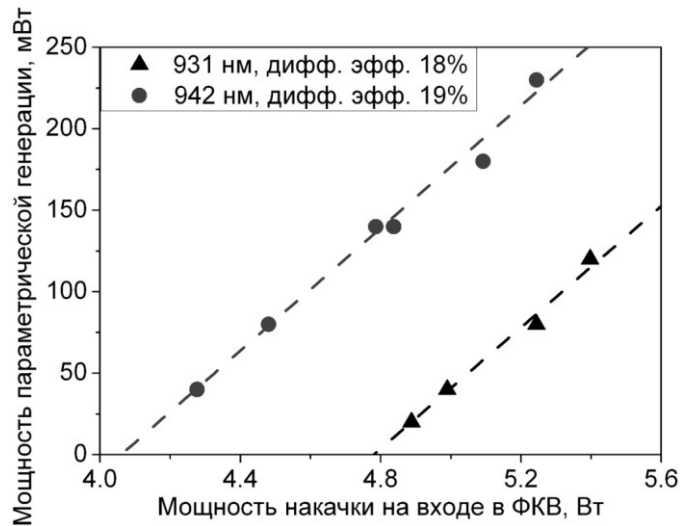


Рис. 4.20. Зависимости мощности генерации от мощности линейно поляризованной накачки на входе в ФКВС для длин волн 931 (треугольники) и 942 нм (кружки).

Для сравнения результатов, полученных с неполяризованным и поляризованным излучением накачки, на рис. 4.21 показаны графики зависимости мощности параметрической генерации на  $\lambda_a = 931$  нм при накачке ИВЛ с линейным резонатором (квадраты) и РМ МОРА (кружки).

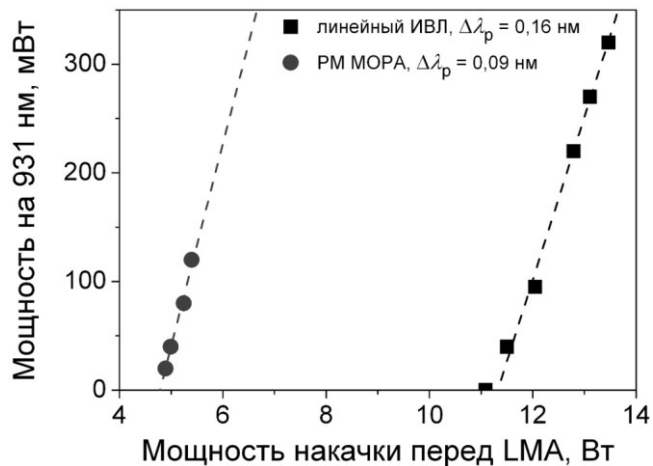


Рис. 4.21. Зависимость параметрической мощности на длине волны 931 нм от мощности накачки на входе в LMA для неполяризованного (квадраты) и поляризованного (кружки) излучения накачки.

Видно, что порог генерации ВОПГ снижается примерно в два раза для поляризованного излучения, так как в этом случае вся мощность

накачки участвует в параметрическом преобразовании. Стоит учесть, что эксперимент проводился при разных значениях  $\Delta\lambda_p$ , однако влияние ширины линии накачки в этом случае не настолько велико согласно рис. 4.15. Дифференциальная эффективность ВОПГ для поляризованного и неполяризованного излучения накачки практически одинакова.

#### 4.2.3. Влияние конкурирующих нелинейных эффектов.

Кроме эффекта ЧВС в волоконном световоде могут возникать другие нелинейные процессы, конкурирующие с параметрическим усилением. Для повышения эффективности параметрической генерации необходимо использовать узкополосное излучение накачки, чтобы сдвиг контуров усиления на масштабах ширины линии накачки не превышал ширины фазового синхронизма. Однако при достаточно узком спектре накачки может возникнуть нелинейный эффект ВРМБ.

На рис. 4.22а и б представлены спектры накачки с порта *B* и *C* (см. рис. 4.6) и осциллограммы накачки и параметрической генерации на длине волны 931 нм при сужении спектра накачки РМ МОРА до 30 пм, соответственно. Отметим, что ширина  $\Delta\lambda_p$  большей частью определяется вкладом аппаратной функции используемого спектроанализатора

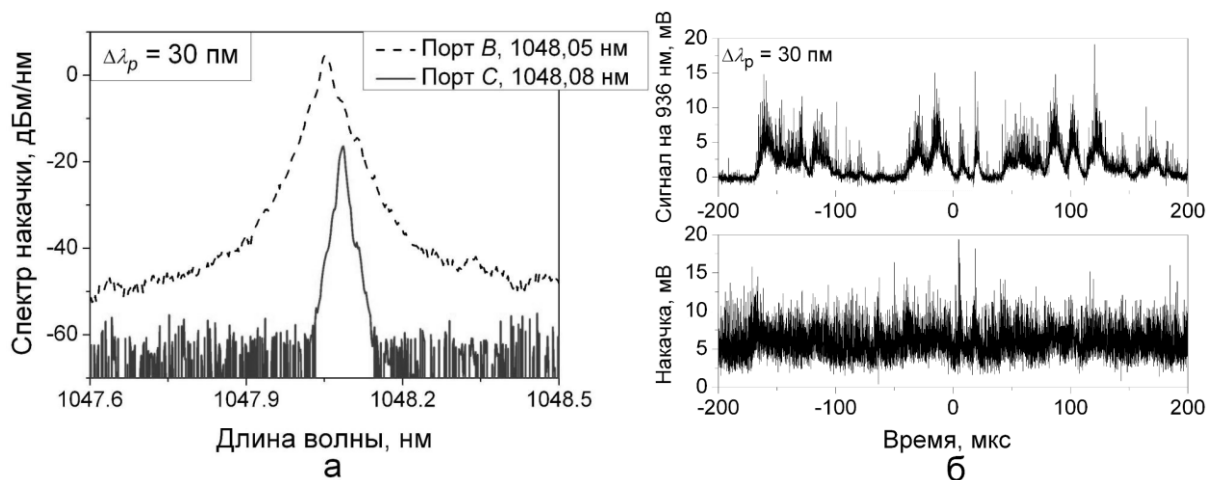


Рис. 4.22. Характеристики ВОПГ при  $\Delta\lambda_p \approx 30$  пм: а) Спектры накачки на выходе порта *B* (штриховая линия) и *C* (сплошная линия); б)

Осциллограммы излучения накачки (порт  $B$ ) и параметрической генерации на длине волны 936 нм (порт  $A$ ).

Из рис. 4.22а видно, что длина волны идущего назад излучения (сплошная линия) сдвинута относительно длины волны накачки, распространяющейся в прямом направлении (штриховая линия). Величина сдвига близка к отстройке процесса ВРМБ. ВРМБ возникал в резонаторном кольце ВОПГ, причем обратная связь на лазер накачки была подавлена с помощью изоляторов  $OI$  (см. рис. 4.16). Из осциллограмм на рис. 4.22б видно, что в присутствии этого нелинейного эффекта излучение накачки и параметрической генерации хаотически менялось во времени. При этом их средние мощности в эксперименте уменьшались по сравнению со значениями в непрерывном режиме.

Однако если при ВРМБ возникает обратная связь на лазер накачки, мощность и эффективность параметрической генерации могут увеличиться. На рис. 4.23 показаны осциллограммы излучения накачки (порт  $B$ ) и генерации ВОПГ на 975 нм (порт  $A$ ) при сужении спектра накачки до  $\sim 40$  пм. Осциллограммы регистрировались одновременно с помощью быстрых фотодетекторов при  $P_0 = 9$  Вт.

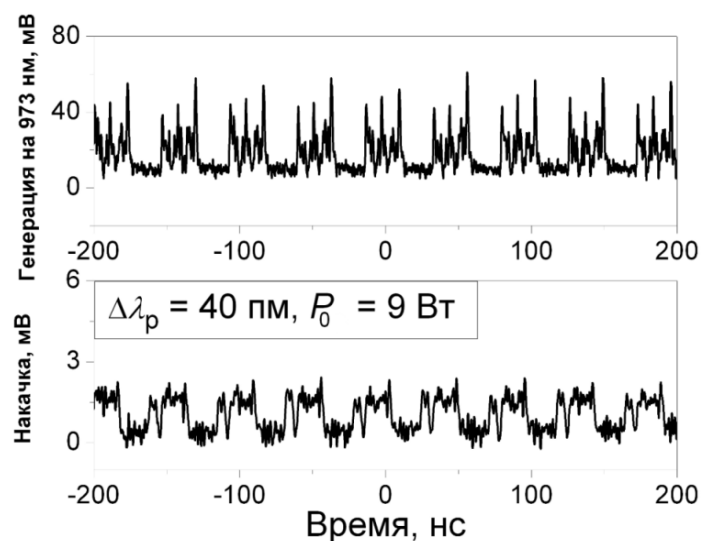


Рис. 4.23. Осциллограммы излучения параметрической генерации на длине волны 973 нм и накачки при  $\Delta\lambda_p = 40$  пм.

Уменьшение значения  $\Delta\lambda_p$  приводило к возникновению временной модуляции излучения с периодом и коэффициентом заполнения  $\approx 48$  нс и  $\sim 50\%$ , соответственно. Из рис. 4.24 видно, что в таком импульсном режиме генерации мощность антистоксовой волны на  $\lambda_a = 974$  нм превышала 1,1 Вт при  $P_0 \approx 9,8$  Вт. Внешняя дифференциальная эффективность ВОПГ возросла практически в 3 раза по сравнению с непрерывным режимом (см. рис. 4.14), и составила величину 25%. Однако пороговая мощность ВОПГ осталась на уровне 5,3 Вт.

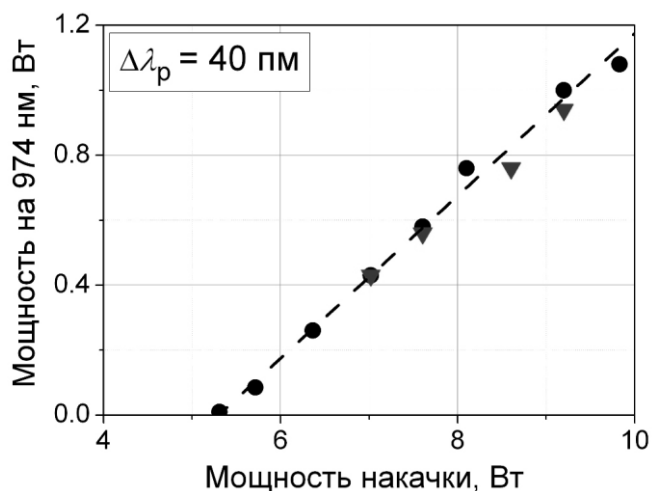


Рис. 4.24. Зависимость мощности генерации ВОПГ на длине волны 974 нм от мощности накачки на входе в ФКВС при  $\Delta\lambda_p = 40$  пм. Точки соответствуют экспериментальным данным, штриховая линия – подгонка эксперимента линейной функцией.

Для выяснения, возникает ли этот режим в резонаторе ВОПГ или резонаторе ИВЛ, была исследована временная динамика излучения лазера накачки. Схема экспериментальной установки показана на рис. 4.25.

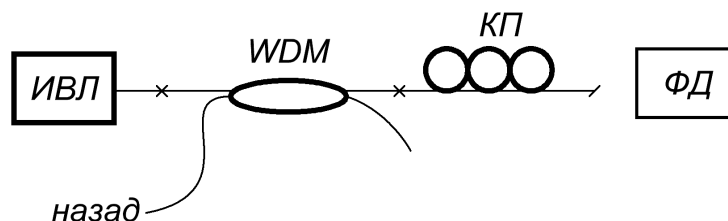


Рис. 4.25. Схема измерения временной динамики излучения кольцевого ИВЛ.

Излучение ИВЛ проходило последовательно через селективный ответвитель *WDM*, контроллер поляризации *KП* и попадало на быстрый фотодетектор *ФД*. Косой скос на выходе световода за *KП* позволял избежать 4%-ого френелевского отражения от выходного торца. С помощью *WDM* наблюдалась временная динамика излучения, распространяющегося назад. При мощности генерации до 3 Вт излучение было непрерывным, в спектре присутствовали компоненты ВРМБ. При мощности генерации  $>3$  Вт излучение переходило в импульсный режим. Более того, подстройка *KП* значительно влияла на режим генерации (рис. 4.26). При определенной настройке *KП* наблюдался переход от непрерывной генерации к импульсной с коэффициентом заполнения 50%.

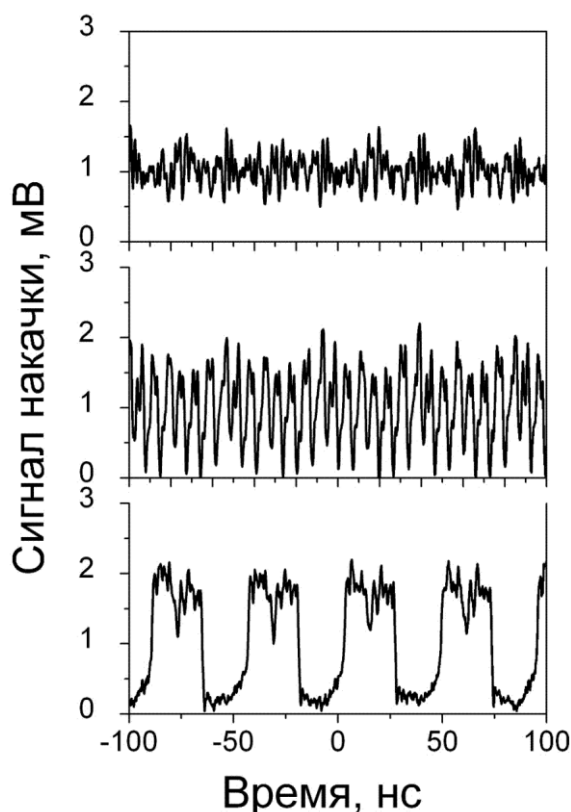


Рис. 4.26. Осциллограммы излучения кольцевого ИВЛ, полученные для разных настроек *KП*. Выходная мощность генерации 3 Вт.

Период модуляции  $\sim 48$  нс соответствовал времени обхода резонатора ИВЛ. Возможно, временная модуляция возникла из-за

рассеянного назад излучения, которое создавало дополнительную обратную связь в резонаторе ИВЛ. Пиковая мощность в импульсном режиме и коэффициент параметрического усиления увеличивались. В результате значения выходной мощности и дифференциальной эффективности ВОПГ подрастали по сравнению с непрерывным режимом. Так как модуляция излучения возникала при узкой линии накачки  $\Delta\lambda_p \approx 40$  нм, она скорее всего связана с процессом ВРМБ. Подробное исследование данного режима генерации не проводилось.

Стоит отметить, что процесс ВРМБ препятствует сужению ширины линии накачки при повышении эффективности непрерывной параметрической генерации с большими параметрическими отстройками. Однако его влияние можно подавить несколькими способами: с помощью тщательного контроля длины резонатора (метод подходит для кольцевых резонаторов длиной  $< 2$  м) [126] или с помощью модуляции фазы волны накачки, которая применялась для одночастотного излучения [26, 51, 52, 56, 57]. Для импульсных ВОПГ используют импульсы длительностью менее 2 нс, чтобы процесс ВРМБ не успевал развиваться [46, 50].

Другим нелинейным эффектом, конкурирующим с параметрической генерацией в волоконном световоде, являлся процесс ВКР. На рис. 4.27 представлены спектры генерации ВОПГ на 975 нм, записанные с порта *B*, при двух настройках контроллеров поляризации *KП1* и *KП2* (см. рис. 4.6).

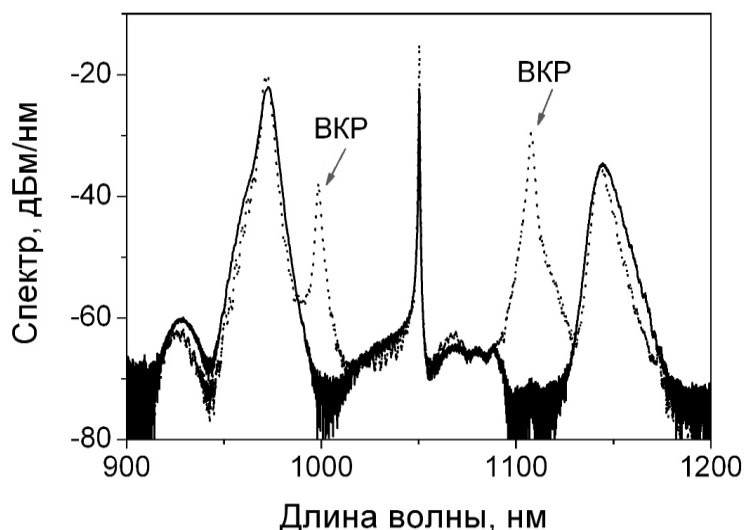


Рис. 4.27. Спектры генерации ВОПГ на 975 нм при разных настройках КП1 и КП2. Мощность накачки на входе в ФКВС  $\approx 6$  Вт.

Видно, что при определенной настройке в выходном спектре появляются составляющие, соответствующие стоксовой и антистоксовой компонентам ВКР (пунктирная линия). Вероятно, при настройке КП мощность накачки в определенной поляризационной моде уменьшается, увеличивая порог параметрической генерации. Когда порог ВКР становится меньше порога ЧВС, возникает конкурирующий нелинейный эффект вынужденного комбинационного рассеяния. Следует отметить, что подавление процесса ВКР в резонаторе ВОПГ возможно с помощью специальных спектральных характеристик селективных ответвителей. Так, потери в резонаторе для стоксовой волны ВКР вблизи 1110 нм были 47% и 85% для ВОПГ на 975 и ВОПГ на 930 нм, соответственно (см. рис. 4.8а и 4.9а). Поэтому в эксперименте с ВОПГ 930 нм компоненты процесса ВКР не наблюдались.

#### 4.2.4. Обсуждение результатов.

В представленной работе продемонстрированы параметрические отстройки  $\sim 38$  ТГц и выходная мощность непрерывной генерации ВОПГ более 100 мВт (460 мВт на  $\lambda = 972$  нм и 320 мВт на  $\lambda = 931$  нм). Данные результаты в разы превышают значения, полученные для непрерывных ВОПГ с преобразованием частоты вверх. Так, величина отстроек разработанных ранее непрерывных ВОПГ ограничивалась значением 15 ТГц, которое сравнимо со сдвигом частоты в процессе ВКР [28, 56]. Поэтому мощность стоксовой компоненты увеличивалась за счет совместного комбинационного и параметрического усиления и достигала максимального значения  $\sim 1$  Вт [28]. Мощность излучения антистоксовой компоненты не превышала 100 мВт [28, 56]. Значение нормированной

мощности накачки, определяющей величину параметрического усиления, в настоящей работе равнялось  $\xi = 1,8$ , что в несколько раз меньше величин, используемых в указанных статьях  $\xi = 6-10$ . Однако, несмотря на это, получены большие параметрические отстройки и эффективность генерации благодаря оптимизации потерь в кольцевом резонаторе разработанного ВОПГ. Использование двух селективных ответвителей позволило увеличить выводимую из резонатора долю антистоксовой мощности и уменьшить внутрирезонаторные потери для сигнальной стоксовой волны до 30% (из них 20% связаны с потерями в местах сварки ФКВС со стандартным волоконным световодом).

Создание усиления для одной параметрической компоненты и выведение из резонатора другой ранее использовалось в линейной схеме волоконных резонаторов ВОПГ [45, 53, 55]. Кольцевые волоконные резонаторы обычно разрабатывались на основе входного WDM и выходного ответвителя, чтобы получить генерацию как стоксовой, так и антистоксовой компоненты. При этом либо потери для сигнальной волны были довольно большими  $\sim 80-95\%$  [28, 32, 40, 41], либо из резонатора выводилась довольно малая часть мощности генерации [48, 56]. Кольцевые волоконные резонаторы ВОПГ на основе циркуляторов также обладали большими внутрирезонаторными потерями для сигнальной волны [54], либо малым коэффициентом выведения излучения из резонатора [57]. Другим способом оптимизации потерь в данной работе являлось использование довольно короткого отрезка ФКВС длиной 18 м (в непрерывных ВОПГ применялись световоды длиной более 100 м). Уменьшение длины световода позволило снизить влияние неоднородности по длине на величины параметрического усиления и величину линейных потерь световода.

Также, насколько известно, впервые экспериментально исследована эффективность генерации ВОПГ от ширины линии накачки. С одной стороны, уширение линии накачки приводит к увеличению порога ВОПГ



(рис. 4.15) за счет снижения интегрального параметрического усиления. С другой стороны, есть область параметров  $\Delta\lambda_p$ , для которых амплитуда контура усиления и порог ВОПГ не меняются (рис. 4.14). Таким образом, для повышения эффективности параметрической генерации не обязательно использовать одночастотное излучение накачки. Также экспериментально показано, что уменьшение ширины линии накачки приводит к переходу в импульсный режим параметрической генерации из-за влияния процесса ВРМБ.

### 4.3. Выводы к главе 4

В данной главе представлены результаты по созданию первого непрерывного волоконно-оптического параметрического генератора с длиной волны генерации менее 1 мкм. Вначале рассматривалась возможность разработки ВОПГ с использованием процесса векторного ЧВС. Резонатор ВОПГ позволял усиливать излучение на стоксовой длине волны за счет совместного параметрического и комбинационного усиления. В результате на выходе генерировалось излучение на длине волны 1042 нм мощностью 100 мВт.

Для увеличения параметрических отстроек были разработаны две схемы ВОПГ на основе скалярного ЧВС в ФКВС LMA5-PM с генерацией вблизи 975 и 930 нм. Максимальный диапазон перестройки длины волны ВОПГ простирался с 923 до 1005 нм, при этом параметрические отстройки доходили до 38 ТГц. Дифференциальная эффективность (мощность) непрерывной генерации достигла 9,4% (460 мВт) и 15% (320 мВт) на  $\lambda_a = 972$  и 931 нм, соответственно. Экспериментально показано, что порог ВОПГ растет с увеличением ширины линии накачки при достаточно узком спектре фазового синхронизма. Для поляризованного излучения накачки порог ВОПГ снижается примерно в 2 раза (однако дифференциальная эффективность практически не меняется). Обнаружено, что при некоторых

условиях в волоконном световоде наблюдаются конкурирующие нелинейные эффекты – ВКР и ВРМБ. ВРМБ возникает при сужении линии накачки до 40 пм и приводит либо к уменьшению мощности параметрической генерации (нет обратной связи на лазер накачки), либо к модуляции излучения накачки, в результате которой возникает импульсная параметрическая генерация с дифференциальной эффективностью 25% и мощностью более 1,1 Вт.

Рассмотрим ограничения, возникающие при переходе в спектральный диапазон с длиной волны генерации менее 900 нм. Теоретически параметрический процесс в ФКВС LMA5-PM с накачкой ИВЛ позволяет генерировать излучение от 750 до 1500 мкм (см. раздел 3.2). Таким образом, есть предпосылки для создания компактного, простого в эксплуатации непрерывного ВОПГ на основе данного световода с перестройкой вблизи 750 нм. Такой генератор послужил бы альтернативой непрерывному титан-сапфировому лазеру. Для его разработки, во-первых, необходимо использовать непрерывную накачку с более мощным узкополосным излучением вблизи 1020 нм, чтобы укоротить волоконный световод для уменьшения влияния неоднородности. Во-вторых, необходимо поднять порог ВРМБ процесса, который обычно возникает с уменьшением ширины линии накачки (возможно, стоит использовать фазовую модуляцию излучения накачки). В-третьих, следует подобрать световоды с длиной волны отсечки менее 750 нм, малыми потерями вблизи 1500 нм и со слабо меняющимся диаметром поля моды, чтобы обеспечить хорошее согласование мод на далеко разнесенных длинах волн.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие результаты:

1. Впервые экспериментально продемонстрирована непрерывная параметрическая генерация с векторным согласованием фаз в стандартном двулучепреломляющем волоконном световоде. Эффективность преобразования сигнального излучения (1080 нм) в холостую волну (1017 нм) в однопроходной схеме достигает 3,3% при накачке иттербиевым волоконным лазером (ИВЛ). Мощность генерации составляет 40 мВт. Впервые продемонстрирован непрерывный волоконно-оптический параметрический генератор (ВОПГ) с преобразованием частоты вверх при векторном согласовании фаз, выходная мощность которого достигает 100 мВт (1042 нм).
2. Численно и экспериментально показано, что в двулучепреломляющем фотонно-кристаллическом волоконном световоде (ФКВС) LMA5-PM с накачкой ИВЛ, перестраиваемым вблизи длины волны нулевой дисперсии (ДНВД) в диапазоне 1,01-1,1 мкм, использование сигнальной затравки позволяет получить непрерывную параметрическую генерацию в диапазоне от 0,75 до 1,55 мкм, что соответствует параметрическим отстройкам частоты до 100 ТГц как для векторного, так и для скалярного фазового синхронизма. Получено аналитическое решение для параметрических отстроек векторного фазового синхронизма с накачкой вблизи ДНВД волоконного световода, согласующееся с численным расчетом для параметрических отстроек до 60 ТГц.
3. Впервые реализован непрерывный полностью волоконный оптический параметрический генератор на основе двулучепреломляющего ФКВС с накачкой ИВЛ вблизи 1,05 мкм, генерирующий излучение с длиной

волны менее 1 мкм. Частотные отстройки достигают 38 ТГц, а диапазон перестройки ВОПГ ограничен в коротковолновой области длиной волны 923 нм, определяющейся спектральными характеристиками используемого резонатора и шириной линии накачки. Дифференциальная эффективность (мощность) генерации при накачке неполяризованным излучением достигает 9,6% (460 мВт) на длине волны 972 нм и 15% (320 мВт) на длине волны 931 нм.

4. Экспериментально показано, что ширина линии накачки имеет оптимум: её увеличение приводит к снижению максимума параметрического усиления и росту порога ВОПГ, а уменьшение - к переходу в импульсный режим параметрической генерации из-за влияния процесса вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю Каблукову Сергею Ивановичу за большую поддержку на протяжении всей работы, за неоценимую помощь в проведении экспериментов, обсуждении результатов, оформлении статей и подготовке диссертации. Большой вклад внес руководитель лаборатории Сергей Алексеевич Бабин, предложив интересное направление исследований и поддерживая работу на протяжении ее выполнения. Хочется поблагодарить Александра Власова за запись брэгговских решеток для волоконных лазеров и Ивана Вево за изготовление волоконных ответвителей, которые послужили основой для разработки ВОПГ. Также благодарности заслуживает весь коллектив лаборатории волоконной оптики за постоянное содействие и доброжелательную рабочую атмосферу.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Dragic P.D., Little L.M., Papen G.C. Fiber amplification in the 940-nm water vapor absorption band using the  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$  transition in Nd // IEEE Photon. Tech. Lett. – 1997. – Vol. 9, no. 11. – Pp. 1478 – 1480.
2. Tamm C., Schnier D. A tunable three-level neodymium-doped fiber laser and its application to depletion of the  $4f^{14} 5d 2D_{3/2}$  level in optically excited, trapped ytterbium ions // Opt. Comm. – 1992. – Vol. 87, no. 5 – 6. – Pp. 240 – 244.
3. [http://www.toptica.com/uploads/media/toptica\\_BR\\_SC\\_TDL.pdf](http://www.toptica.com/uploads/media/toptica_BR_SC_TDL.pdf)
4. Курков А.С., Дианов Е.М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34, № 10. – С. 881–900.
5. Hanna D.C., Percival R.M., Perry I.R. et al. An ytterbium-doped monomode fiber laser: Broadly tunable operation from 1010 nm to 1162 nm and three-level operation at 974 nm // Journal of Modern Optics. – 1990. – Vol. 37, no. 4. – Pp. 517 – 525.
6. Nilsson J., Alvarez-Chavez J.A., Turner P.W. et al. Widely tunable high-power diode-pumped double-clad Yb<sup>3+</sup>-doped fiber laser // in Advanced Solid State Lasers, Vol. 26 of OSA Trends in Optics and Photonics (OSA, 1999), paper WA2.
7. Auerbach M., Wandt D., Fallnich C. et al. High-power tunable narrow line width ytterbium-doped double-clad fiber laser // Opt. Comm. – 2001. – Vol. 195, no. 5 – 6. – Pp. 437 – 441.
8. Nilsson J., Clarkson W.A., Selvas R. et al. High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers // Optical Fiber Technology. – 2004. – Vol. 10, no. 1. – Pp. 5 – 30.
9. Teodoro F.D., Hoffman P.R. Tunable, linearly polarized, intrinsically single-mode fiber laser using a 40- $\mu$ m core-diameter Yb-doped photonic-crystal fiber // Opt. Comm. – 2005. – Vol. 252, no. 1–3. – Pp. 111 – 116.
10. Kashyap R. Fiber Bragg gratings // Academic Press: 2nd ed., 1999, 632 p.

11. Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И.Г. и др. Волоконные решетки показателя преломления и их применения // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 12. – С. 1085 – 1103.
12. Babin S.A., Kablukov S. I., Vlasov A.A. Tunable fiber Bragg gratings for application in tunable fiber lasers // Laser Phys. – 2007. – Vol. 17, no. 11. – Pp. 1323 – 1326.
13. Soh D.B.S., Codemard C., Wang S. et al. A 980-nm Yb-doped fiber MOPA source and its frequency doubling // IEEE Photon. Tech. Lett. – 2004. – Vol. 16, no. 4. – Pp. 1032 – 1034.
14. Selvas R., Sahu J.K., Fu L.B. et al. High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980nm // Opt. Lett. – 2003. – Vol. 28, no. 13. – Pp. 1093 – 1095.
15. Royon R., Lhermite J., Sarger L., and Cormier E. High power, continuous-wave ytterbium-doped fiber laser tunable from 976 to 1120 nm // Opt. Express. – 2013. – Vol. 21, no. 11. – Pp. 13818 – 13823.
16. Буфетов И.А., Дудин В.В., Шубин А.В. и др. Эффективный неодимовый одномодовый волоконный лазер, работающий в области 0,9 мкм // Квантовая электроника.– 2003.– Т. 33, №12.– С. 1035 – 1037.
17. Fu L.B., Ibsen M., Richardson D.J. et al. Compact high-power tunable three-level operation of double cladding Nd-doped fiber laser // IEEE Photon. Tech. Lett. – 2005. – Vol. 17, no. 2. – Pp. 306 – 308.
18. Soh D.B.S., Yoo S., Nilsson J. et al. Neodymium-doped cladding-pumped aluminosilicate fiber laser tunable in the 0.9–um wavelength range // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2001. – Vol. 40, no. 9. – Pp. 1275–1282.
19. Cook A.L., Hendricks H.D. Diode-laser-pumped tunable 896–939.5-nm Neodymium-doped fiber laser with 43-mW output power // Appl. Opt. – 1998. – Vol. 37, no. 15. – Pp. 3276 – 3281.
20. Акулов В.А. , Каблуков С.И., Бабин С.А. Удвоение частоты излучения перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера в кристаллах КТР

с синхронизмом в плоскостях XY и YZ // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42, № 2. – С. 120 – 124.

21. Canagasabey A. Development of frequency converters with extended functionalities in periodically poled silica fibres: Thesis for the degree of Doctor of Philosophy. – University of Southampton, 2009, 112 p.
22. Samanta G.K., Kumar S.C., Das R., and Ebrahim-Zadeh M. Continuous-wave optical parametric oscillator pumped by a fiber laser green source at 532 nm // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34, no. 15. – Pp. 2255 – 2257.
23. Marhic M.E. Fiber optical parametric amplifiers, oscillators and related devices // Cambridge University Press, New York, 2008, 366 p.
24. Stolen R.H., Bjorkholm J.E, Ashkin A. Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides // Appl. Phys. Lett. – 1974. – Vol. 24, no. 7. – Pp. 308 – 310.
25. Stolen R.H. Phase-matched-stimulated four-photon-mixing in silica-fiber waveguides // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1975. – Vol. 11, no. 3. – Pp. 100 – 103.
26. Kudlinski A., Mussot A., Habert R., and Sylvestre T. Widely tunable parametric amplification and pulse train generation by heating a photonic crystal fiber // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2011. – Vol. 47, no. 12. – Pp. 1514 – 1518.
27. Sharping J.E., Foster M.A., Gaeta A.L. et al. Octave-spanning, high-power microstructure-fiber-based optical parametric oscillators // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15, no. 4. – Pp. 1474 – 1479.
28. Malik R., Marhic M.E. Tunable continuous-wave fiber optical parametric oscillator with 1-W output power // in Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (CD) (OSA, 2010), paper JWA18.
29. Stolen R.H., Leibolt W.N. Optical fiber modes using stimulated four photon mixing // Appl. Opt. – 1976. – Vol. 15, no. 1. – Pp. 239 – 241.

30. Angelow A.K., Kircheva P.P. Tunable four-wave mixing in low-mode-number optical fibers // *Appl. Opt.* – 1994. – Vol. 33, no. 15. – Pp. 3203 – 3208.
31. Gershikov A., Shumakher E., Willinger A., and Eisenstein G. Fiber parametric oscillator for the 2  $\mu\text{m}$  wavelength range based on narrowband optical parametric amplification // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35, no. 19. – Pp. 3198 – 3200.
32. Xu Y.Q., Mak K.F., Murdoch S.G. Multiwatt level output powers from a tunable fiber optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36, no. 11. – Pp. 1966 – 1968.
33. Xu Y.Q., Murdoch S.G. High conversion efficiency fiber optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36, no. 21. – Pp. 4266–4268.
34. Knight J.C. Photonic crystal fibres // *Nature.* – 2003. – Vol. 424, no. 6950. – Pp. 847 – 851.
35. Желтиков А.М. Нелинейная оптика микроструктурированных волокон // *УФН.* – 2004. – Т. 174, № 1. – С. 73 – 105.
36. Saitoh K., Koshiba M., Mortensen N.A. Nonlinear photonic crystal fibres: pushing the zero-dispersion towards the visible // *New J. Phys.* – 2006. – Vol. 8, no. 207. – Pp. 1 – 9.
37. Harvey J.D., Leonhardt R., Coen S. et al. Scalar modulation instability in the normal dispersion regime by use of a photonic crystal fiber // *Opt. Lett.* – 2003. – Vol. 28, no. 22. – Pp. 2225 – 2227.
38. Chen A.Y.H., Wong G.K.L., Murdoch S.G. et al. Widely tunable optical parametric generation in a photonic crystal fiber // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30, no. 7. – Pp. 762 – 764.
39. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* // Academic Press, San Diego: 3rd ed. 2001, 467 p.
40. Wong G.K.L., Murdoch S.G., Leonhardt R., and Harvey J.D. High-conversion-efficiency widely-tunable all-fiber optical parametric oscillator // *Opt. Express.* – 2007. – Vol. 15, no. 6. – Pp. 2947 – 2952.



41. Zhou Y., Cheung K.K.Y., Yang S. et al. Widely tunable picosecond optical parametric oscillator using highly nonlinear fiber // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34, no. 7. – Pp. 989 – 991.
42. Deng Y., Lin Q., Lu F. et al. Broadly tunable femtosecond parametric oscillator using a photonic crystal fiber // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30, no. 10. – Pp. 1234 – 1236.
43. Cook K., Xiong C., Wadsworth W.J. Enhanced four-wave mixing and parametric oscillation in photonic crystal fibre // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2007. – Vol. 9, no. 1105. – Pp. 1095 – 1099.
44. Wong G.K.L., Xu Y.Q., Murdoch S.G. et al. An all-fiber widely-tunable photonic crystal fiber optical parametric oscillator // in *Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference, OSA Technical Digest (CD) (OSA, 2008)*, paper OML2.
45. Xu Y.Q., Murdoch S.G., Leonhardt R., and Harvey J.D. Widely tunable photonic crystal fiber Fabry–Perot optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33, no. 12. – Pp. 1351 – 1353.
46. Gu C., Goulart C., Sharping J.E. Cross-phase-modulation-induced spectral effects in high-efficiency picosecond fiber optical parametric oscillators // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36, no. 8. – Pp. 1488 – 1490.
47. Murray R.T., Kelleher E.J.R., Popov S.V. et al. Synchronously pumped photonic crystal fiber-based optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37, no. 15. – Pp. 3156 – 3158.
48. der Westhuizen G.V., Nilsson J. Fiber optical parametric oscillator for large frequency-shift wavelength conversion // *IEEE Journal of Quantum Electronics.* – 2011. – Vol. 47, no. 11. – Pp. 1396 – 1403.
49. Nodop D., Jauregui C., Schimpf D. et al. Efficient high-power generation of visible and mid-infrared light by degenerate four-wave-mixing in a large-mode-area photonic-crystal fiber // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34, no. 22. – Pp. 3499 – 3501.

50. Jauregui C., Steinmetz A., Limpert J., and Tunnermann A. High-power efficient generation of visible and mid-infrared radiation exploiting four-wave mixing in optical fibers // *Opt. Express.* – 2012. – Vol. 20, no. 22. – Pp. 24957 – 24965.
51. Herzog A., Shamir A., Ishaaya A.A. Wavelength conversion of nanosecond pulses to the mid-IR in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37, no. 1. – Pp. 82 – 84.
52. Murray R.T., Kelleher E.J.R., Popov S.V. et al. Widely tunable polarization maintaining photonic crystal fiber based parametric wavelength conversion // *Opt. Express.* – 2013. – Vol. 21, no. 13. – Pp. 15826 – 15833.
53. Marhic M.E., Wong K.K., Kazovsky L.G. Continuous-wave fiber optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* – 2002. – Vol. 27, no. 16. – Pp. 1439–441.
54. de Matos C.J.S., Taylor J.R. Continuous-wave, totally fiber integrated optical parametric oscillator using holey fiber // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29, no. 9. – Pp. 983 – 985.
55. Solodyankin M.A., Medvedkov O.I., Dianov E.M. Double and single cavity CW all-fiber optical parametric oscillators at 1515 nm with pump at 1557 nm // *Opt. Comm. ECOC 2005.* – 2005. – Vol. 1. – Pp. 47 – 48.
56. Xu Y.Q., Murdoch S.G., Leonhardt R., and Harvey J.D. Raman-assisted continuous-wave tunable all-fiber optical parametric oscillator // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2009. – Vol. 26, no. 7. – Pp. 1351 – 1356.
57. Luo Z., Zhong W., Tang M. et al. Fiber-optic parametric amplifier and oscillator based on intracavity parametric pump technique // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34, no. 2. – Pp. 214 – 216.
58. Zhou Y., Chui P.C., Wong K.K.Y. Widely-tunable continuous-wave single-longitudinal-mode fiber optical parametric oscillator // in *Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2011, OSA Technical Digest (CD) (OSA, 2011), paper OWL3.*
59. Svane A.S., Lund-Hansen T., Rishoj L.S., and Rottwitt K. Wavelength conversion by cascaded FWM in a fiber optical parametric oscillator // in

Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2011, OSA Technical Digest (CD) (OSA, 2011), paper JThA014.

60. Wong G.K.L., Chen A.Y.H., Murdoch S.G. et al. Continuous-wave tunable optical parametric generation in a photonic-crystal fiber // J. Opt. Soc. Am. B. – 2005. – Vol. 22, no. 11. – Pp. 2505 – 2511.
61. Chen J.S.Y., Murdoch S.G., Leonhardt R., and Harvey J.D. Effect of dispersion fluctuations on widely tunable optical parametric amplification in photonic crystal fibers // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14, no. 20. – Pp. 9491 – 9501.
62. Zhao L., Sun J. Research into the gain characteristics of the highly nonlinear fiber-based degeneration four-wave mixing in the presence of dispersion fluctuations // Optical Engineering. – 2009. – Vol. 8, no. 085001. – Pp. 1 –10.
63. Andersen T.V., Hilligsoe K.M., Nielsen C.K. et al. Continuous-wavelength conversion in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths // Opt. Express. – 2004. – Vol. 12, no. 17. – Pp. 4113 – 4122.
64. Яценко Ю.П., Левченко А.Е., Прямиков А.Д. и др. Четырехволновое смешение в двухслойных микроструктурированных световодах // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 8 . – С. 715 – 719.
65. Yatsenko Y.P., Kosolapov A.F., Levchenko A.E. et al. Broadband wavelength conversion in a germanosilicate-core photonic crystal fiber // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34, no. 17. – Pp. 2581 – 2583.
66. Stolen R.H., Bjorkholm J.E. Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1982. – Vol. 18, no. 7. – Pp. 1062 – 1072.
67. Park H.G., Park J.D., Lee S.S. Pump-intensity-dependent frequency shift in Stokes and anti-Stokes spectra generated by stimulated four-photon mixing in birefringent fiber // Appl. Opt.– 1987.– Vol. 26, no. 15.– Pp. 2974–2978.

68. Chee J.K., Liu J.M. Raman-assisted parametric frequency and polarization conversion in a birefringent fiber // *Opt. Lett.* – 1989. – Vol. 14, no. 15. – Pp. 820 – 822.
69. Shibata N., Tsubokawa M., Ohashi M. et al. Birefringence and polarization mode dispersion in a coil of a single-mode fiber // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1986. – Vol. 3, no. 11. – Pp. 1935 – 1940.
70. Clark A., Bell B., Fulconis J. et al. Intrinsically narrowband pair photon generation in microstructured fibres // *New J. Phys.* – 2011. – Vol. 13, no. 065009. – Pp. 1 – 21.
71. Kruhlak R.J., Wong G.K.L., Chen J.S.Y. et al. Polarization modulation instability in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, no. 10. – Pp. 1379 – 1381.
72. Chen J.S.Y., Wong G.K.L., Murdoch S.G. et al. Cross-phase modulation instability in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, no. 7. – Pp. 873 – 875.
73. Злобина Е.А., Каблукон С.И., Бабин С.А. Непрерывная параметрическая генерация в волоконном световоде с сохранением поляризации // *Квантовая электроника.* – 2011. – Т. 41, № 9. – С. 794–800.
74. Kablukov S.I., Zlobina E.A., Podivilov E.V., and Babin S.A. Output spectrum of Yb-doped fiber lasers // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37, no. 13. – Pp. 2508 – 2510.
75. Zlobina E.A., Kablukov S.I., Babin S.A. Phase matching for parametric generation in polarization maintaining photonic crystal fiber pumped by tunable Yb-doped fiber laser // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2012. – Vol. 29, no. 8. – Pp. 1959 – 1967.
76. Zlobina E.A., Kablukov S.I., Babin S.A. Tunable CW all-fiber optical parametric oscillator operating below 1  $\mu\text{m}$  // *Opt. Express.* – 2013. – Vol. 21, no. 6. – Pp. 6777 – 6782.

77. Злобина Е.А., Каблуков С.И. Оптические параметрические генераторы на основе волоконных световодов // Автометрия. – 2013. – Т. 49, № 4. – С. 53 – 78.
78. Zlobina E.A., Kablukov S.I., Babin S.A. Continuous-wave optical parametric generation in a polarization maintaining fiber // in ICONO/LAT 2010, Technical Digest (CD), paper LME4
79. Злобина Е.А. Исследование непрерывной параметрической генерации в волокне с сохранением поляризации // Материалы конференции МНСК 2011. – С. 112.
80. Злобина Е.А., Каблуков С.И., Бабин С.А. Волоконный оптический параметрический генератор на основе волокна с сохранением поляризации // Спецвыпуск Фотон-экспресс. – 2011. – Т. 6. – С. 99 – 100. Материалы конференции ВКВО 2011.
81. Каблуков С.И., Злобина Е.А., Подивилов Е.В. и Бабин С.А. Описание спектра генерации волоконного иттербиевого лазера: теория и эксперимент // Материалы конференции Российский семинар по волоконным лазерам. – 2012. – С. 161 – 162.
82. Злобина Е.А., Каблуков С.И., Бабин С.А. Четырехволновое смешение в фотонно-кристаллических волокнах с сохранением поляризации с накачкой в области 1 мкм // Материалы конференции Российский семинар по волоконным лазерам. – 2012. – С. 172 – 173.
83. Zlobina E.A., Kablukov S.I., Babin S.A. CW parametric generation in polarization maintaining PCF pumped by Yb-doped fiber laser // Proc. SPIE. – 2012. – Vol. 8426. – no. 842613. – Pp. 1 – 12.
84. Kablukov S.I., Zlobina E.A., Podivilov E.V., and Babin S.A. Modeling and measurement of ytterbium fiber laser generation spectrum // Proc. SPIE. – 2012. – Vol. 8433. – no. 843305. – Pp. 1 – 9.
85. Zlobina E.A., Kablukov S.I., Babin S.A. Efficient CW all-fiber optical parametric oscillator operating below 1  $\mu\text{m}$  // in IEEE CLEO/Europe-IQEC 2013, Technical Digest (CD), paper CJ-7.4 WED.

86. Zlobina E.A., Kablukov S.I. and Babin S.A. CW all-fiber optical Parametric oscillator operating near 930 nm // in ICONO/LAT 2013, Technical Digest (CD), paper LWF3.
87. Е.З. Савин. Физические явления в волоконных световодах: монография // Изд-во ДВГУПС, Хабаровск, 2005, 139 с.
88. Golovchenko E.A., Pilipetskii A.N. Unified analysis of four-photon mixing, modulational instability, and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers // J. Opt. Soc. Am. B. – 1994. – Vol. 11, no. 1. – Pp. 92 – 101.
89. Yaman F., Lin Q., Agrawal G.P. Fiber-optic parametric amplifiers for lightwave systems. *Guided Wave Optical Components and Devices*. B. P. Pal, Ed // Academic Press, San Diego, 2005, Chap. 7.
90. Garth S.J., Pask C. Four-photon mixing and dispersion in single-mode fibers // Opt. Lett. – 1986. – Vol. 11, no. 6. – Pp. 380 – 382.
91. Jain R.K., Stenersen K. Phase-matched four-photon mixing processes in birefringent fibers // Appl. Phys. B. – 1984. – Vol. 35, no. 2. – Pp. 49 – 57.
92. Lantz E., Gindre D., Maillotte H., and Monneret J. Phase matching for parametric amplification in a single-mode birefringent fiber: influence of the non-phase-matched waves // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – Vol. 14, no. 1. – Pp. 116 – 125.
93. Yang T., Gao P. Stimulated four-photon mixing with crossed pump dividing in an optical fiber // Opt. Lett. – 1990. – Vol. 15, no. 18. – Pp. 1002 – 1004.
94. Chiang K.S., Lor K.P., Chow Y.T. Nondegenerate four-wave mixing in a birefringent optical fiber pumped by a dye laser // Opt. Lett. – 1997. – Vol. 22, no. 8. – Pp. 510 – 512.
95. Stolen R.H., Bosch M.A., Lin C. Phase matching in birefringent fibers // Opt. Lett. – 1981. – Vol. 6, no. 5. – Pp. 213 – 215.

96. Ohashi M., Kitayama K., Shibata N., and Seikai S. Frequency tuning of a Stokes wave for stimulated four-photon mixing by temperature-induced birefringence change // *Opt. Lett.* – 1985. – Vol. 10, no. 2. – Pp. 77 – 79.
97. Kitayama K., Ohashi M. Frequency tuning for stimulated four-photon mixing by bending-induced birefringence in a single-mode fiber // *Appl. Phys. Lett.* – 1982. – Vol. 41, no. 7. – Pp. 619 – 621.
98. Kitayama K., Seikai S., Uchida N. Stress-induced frequency tuning for stimulated four-photon mixing in a birefringent single-mode fiber // *Appl. Phys. Lett.* – 1982. – Vol. 41, no. 4. – Pp. 322 – 324.
99. Wang H.-L., Leng Y.-X., Xu Z.-Z. et al. Anti-Stokes frequency shift and evolution in polarization-maintaining photonic crystal fiber with two-zero dispersion wavelengths // *Chin. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 26, no. 8. 084201 – Pp. 1 – 4.
100. Schulz R., Harde H. Pulse generation in birefringent optical fibers by four-wave mixing and Raman scattering // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1995. – Vol. 12, no. 7. – Pp. 1279 – 1286.
101. Paschotta R., Nilsson J., Tropper A.C., and Hanna D.C. Ytterbium-doped fiber amplifiers // *IEEE Journal of Quantum Electronics.* – 1997. – Vol. 33, no. 7. – Pp. 1049 – 1056.
102. Мелькумов М.А., Буфетов И.А., Кравцов К.С. и др. Генерационные параметры иттербиевых волоконных световодов, легированных  $P_2O_5$  и  $Al_2O_3$  // *Квантовая электроника.* – 2004. – Т. 34, № 9. – С. 843 – 848.
103. Barnard C., Myslinski P., Chrostowski J., and Kavehrad M. Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics.* – 1994. – Vol. 30, no. 8. – Pp. 1817 – 1830.
104. Babin S.A., Kablukov S.I., Shelemba I.S., and Vlasov A.A. An interrogator for a fiber Bragg sensor array based on a tunable erbium fiber laser // *Laser Phys.* – 2007. – Vol. 17, no. 11. – Pp. 1340 – 1344.

105. Masuda Y., Nakamura M., Komatsu C. et al. Wavelength evolution of fiber Bragg gratings fabricated from hydrogen-loaded optical fiber during annealing // *J. Lightwave Technology*. – 2004. – Vol. 22, no. 3. – Pp. 934–41.
106. Mokhtar M.R., Goh C.S., Butler S.A., et al. Fibre Bragg grating compression-tuned over 110 nm // *Electron. Lett.* – 2003. – Vol. 39, no. 6. – Pp. 509 – 511.
107. Akulov V.A., Afanasiev D.M., Babin S.A. et al. Frequency tuning and doubling in Yb-doped fiber lasers // *Laser Phys.* – 2007. – Vol. 17, no. 2. – Pp. 124 – 129.
108. Mohammad N., Szyszkowski W., Zhang W.J. et al. Analysis and development of a tunable fiber Bragg grating filter based on axial tension/compression // *J. Lightwave Technology*. – 2004. – Vol. 22, no. 8. – Pp. 2001 – 2013.
109. Agrawal G.P. Applications of nonlinear fiber optics // Academic Press, 2001, 459 p.
110. Lapointe M.-A., Piché M. Linewidth of high-power fiber lasers // *Proc. SPIE*. – 2009. – Vol. 7386. – no. 73860S. – Pp. 1 - 8.
111. Babin S.A., Churkin D.V., Ismagulov A.E. et al. Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser // *J. Opt. Soc. Am. B* – 2007. – Vol. 24, no. 8. – Pp. 1729 – 1738.
112. Turitsyn S.K., Bednyakova A.E., Fedoruk M.P. et al. Modeling of CW Yb-doped fiber lasers with highly nonlinear cavity dynamics // *Opt. Express*. – 2011. – Vol. 19, no. 9. – Pp. 8394 – 8405.
113. Bordais S., Grot S., Jaouen Y. et al. Double-clad 10-W Yb<sup>3+</sup>-doped fiber master oscillator power fiber amplifier for He<sup>3+</sup> optical pumping // *Appl. Opt.* – 2004. – Vol. 43, no. 10. – Pp. 2168 – 2174.
114. Lobach I.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V. and Babin S.A. Broad-range self-sweeping of a narrow-line self-pulsing Yb-doped fiber laser // *Opt. Express*. – 2011. – Vol. 19, no. 18. – Pp. 17632 – 17640.



115. Namihira Y., Miyagi K., Kaneshima K. et al. A comparison of six techniques for nonlinear coefficient measurements of various signal mode optical fibers // in the 12th Symposium on Optical Fiber Measurements (Technical Digest), 2002, Pp. 15 – 18.
116. Keiser G. Optical Fiber Communications // McGraw-Hill, New York: 2nd ed., 1991, p. 602.
117. <http://www.nktpotonics.com/files/files/LMA-PM-5.pdf>
118. Xiao L., Demokan M.S., Jin W. et al. Fusion splicing photonic crystal fibers and conventional single-mode fibers: Microhole collapse effect // J. Lightwave Technology. – 2007. – Vol. 25, no. 11. – Pp. 3563 – 3574.
119. Wang L., Lou S., Chen W. and Li H. A novel method of rapidly modeling optical properties of actual photonic crystal fibres // Chin. Phys. B. – 2010. – Vol. 19, no. 084209. – Pp. 1 – 7.
120. Xiao L., Jin W., Demokan M.S. Fusion splicing small-core photonic crystal fibers and single-mode fibers by repeated arc discharges // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32, no. 2. – Pp. 115 – 117.
121. Курков А.С., Дианов Е.М., Парамонов В.М., и др. Мощные волоконные ВКР-лазеры в диапазоне 1.22 – 1.34 мкм // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 9. – С. 791 – 793.
122. Kablukov S.I., Babin S.A., Churkin D.V. et al. Frequency doubling of a Raman fiber laser // Laser Phys. – 2010. – Vol. 20, no. 2. – Pp. 365 – 371.
123. <http://sydney.edu.au/science/physics/cudos/research/mofsoftware.shtml>
124. Bronshtein I.N., Semendyayev K.A., Musiol G., and Muehlig H. Handbook of Mathematics // Springer: 5th ed., 2007, p. 1164.
125. Lei G.K.P., Lim L.T., Marhic M.E. Continuous-wave fiber optical parametric oscillator with sub-MHz linewidth // Opt. Comm. – 2013. – Vol. 306, Pp. 17 – 20.
126. Jang J.K., Murdoch S.G. Strong Brillouin suppression in a passive fiber ring resonator // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37, no. 7. – Pp. 1256 – 1258.