

УДК 535 : 530.182 : 621.372.632

ОПТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Е. А. Злобина, С. И. Каблуков

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: zlobinakaterina@gmail.com*

Приводятся полученные за последние годы результаты экспериментальных исследований параметрического преобразования электромагнитного излучения в волоконных световодах. Основное внимание уделяется описанию непрерывных и импульсных волоконных оптических параметрических генераторов (ВОПГ), работающих в спектральном диапазоне от 0,5 до 2 мкм. Обсуждаются требования получения эффективной генерации и возможные проблемы при проектировании ВОПГ. Подробно описываются результаты создания непрерывного перестраиваемого ВОПГ с накачкой от иттербиевого волоконного лазера, позволяющего генерировать излучение с длинами волн менее 1 мкм.

Ключевые слова: волоконный оптический параметрический генератор, преобразование частоты, четырёхволновое смешение, фотонно-кристаллический волоконный световод, условие фазового согласования.

Введение. С момента изобретения первого лазера и до наших дней учёных волнует вопрос создания источников когерентного излучения, длину волны которого можно менять в широкой спектральной области — от глубокого ультрафиолетового до терагерцового диапазона. Для решения этой проблемы создаются новые активные лазерные среды и применяются нелинейные оптические эффекты в различных материалах. Например, для уменьшения длины волны используют генерацию гармоник в специальных нелинейных кристаллах [1]. Для получения перестраиваемого излучения в длинноволновой области разрабатывают оптические параметрические генераторы на основе традиционных нелинейных кристаллов и кристаллов с регулярной доменной структурой [2, 3]. В обоих случаях работают нелинейные эффекты второго порядка (используется нелинейная восприимчивость среды $\chi^{(2)}$).

Оптические параметрические генераторы обеспечивают высокую эффективность преобразования, большие частотные отстройки и перестройку длины волны, однако они дороги, чувствительны к рассогласованию оптических элементов и позволяют преобразовывать излучение только в длинноволновую область спектра. Альтернативой объёмным оптическим параметрическим генераторам могут служить волоконные оптические параметрические генераторы (ВОПГ), основанные на процессе параметрического четырёхволнового смешения (ЧВС) в оптических световодах. Данные генераторы обладают такими преимуществами, как большая область существования фазового синхронизма, достигающая в некоторых случаях нескольких сотен нанометров и обеспечивающая широкую спектральную область перестройки; хорошее качество генерируемой поперечной моды; компактность, стабильность и надёжность в использовании; возможность интегрирования с волоконными системами. Таким образом, параметрический процесс в оптических световодах, как и в случае с нелинейными кристаллами, позволяет получать перестраиваемое излучение в спектральных диапазонах, не доступных для стандартных оптических источников.

Волоконные световоды изготавливаются из кварцевого стекла, которое обладает низким поглощением в видимой и ближней инфракрасных областях. Это изотропная среда,

поэтому нелинейность второго порядка $\chi^{(2)}$ в ней отсутствует, а нелинейные эффекты возникают за счёт нелинейности третьего порядка $\chi^{(3)}$. Величина $\chi^{(3)}$ в таких световодах намного меньше величины $\chi^{(2)}$ в кристаллах, однако слабая нелинейность компенсируется большой длиной взаимодействия излучений, малой площадью сечения моды и небольшими потерями в оптическом волокне. Для преобразования оптической частоты в волоконных световодах используется процесс ЧВС, при котором из двух фотонов накачки генерируются две новые волны за счёт нелинейности $\chi^{(3)}$, одна из них сдвинута в низкочастотную область (стоксова компонента), другая — в высокочастотную область (антистоксова компонента). Эффективное протекание процесса требует выполнения условия сохранения энергии и согласования фаз. Первые экспериментальные наблюдения параметрического ЧВС в кварцевом световоде описаны в работах [4, 5], положивших начало активному исследованию параметрического процесса для создания ВОПГ.

Классификация процесса ЧВС в волоконных световодах проводится по нескольким параметрам.

1. Конфигурация схем параметрического процесса. На рис. 1 представлены три схемы экспериментальной установки для наблюдения параметрического процесса в оптическом волокне. Первая схема (рис. 1, *a*) — генерация в однопроходной конфигурации, в которой в волоконный световод заводится только излучение накачки и за счёт процесса ЧВС на выходе наблюдается усиление спонтанного параметрического излучения. В качестве накачки обычно используются импульсы с киловаттной пиковой мощностью, чтобы достичь необходимого для практических применений уровня параметрической генерации.

Вторая схема (рис. 1, *b*) — параметрический преобразователь частоты излучения. В такой конфигурации излучение накачки заводится вместе со слабой затравочной (сигнальной) волной в световод, где за счёт эффекта ЧВС одновременно усиливается сигнальная и генерируется новая (холостая) волна.

Третья схема (рис. 1, *c*) — волоконный оптический параметрический генератор. Здесь излучение накачки заводится в резонатор, который формирует обратную связь либо для волны накачки, либо для одной из параметрических волн (однорезонансная схема), либо для двух параметрических волн одновременно (двухрезонансная схема). Двухрезонансная схема волоконного генератора не получила распространения на практике, так как при одновременном заведении трёх волн (накачки, стоксовой и антистоксовой) в резонатор на выходе ВОПГ наблюдается нестабильная генерация из-за чувствительности процесса к фазам волн. Во избежание подобной ситуации необходимо выводить из резонатора одну

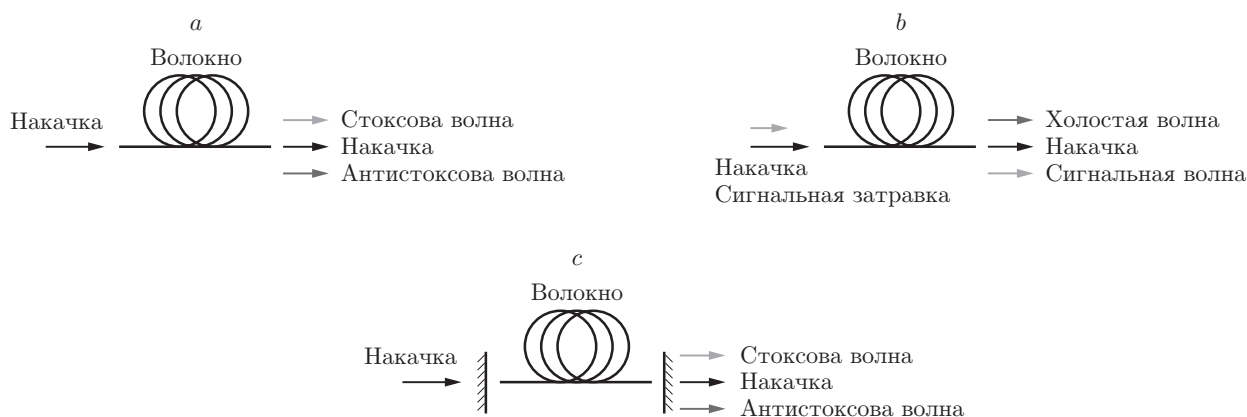


Рис. 1. Схемы параметрического процесса: *a* — однопроходная схема, *b* — параметрический преобразователь частоты, *c* — ВОПГ

из параметрических волн. В качестве схемы резонаторов для ВОПГ используются либо интерферометр Фабри — Перо, либо кольцевая конфигурация (как на волоконных, так и объёмных элементах). Волоконные оптические параметрические генераторы имеют два основных преимущества перед однопроходной схемой. Во-первых, наличие обратной связи уменьшает порог генерации по накачке. Во-вторых, поместив в резонатор узкополосный фильтр, можно существенно сузить линию параметрического излучения на выходе генератора. В однопроходной схеме ширина линии параметрического излучения определяется шириной фазового синхронизма и может быть довольно большой.

2. Схема фазового синхронизма. Для получения эффективной генерации на новых длинах волн необходимо согласовать фазы оптических полей так, чтобы их фазовая расстройка была минимальной. В большинстве ранних экспериментов для согласования фаз использовали различие фазовых скоростей поперечных мод в многомодовых световодах [6, 7]. С началом широкого применения одномодовых волоконных световодов в оптических системах были разработаны три новых метода согласования фаз: в области аномальной дисперсии световода, вблизи длины волны нулевой дисперсии (ДВНД) световода (скалярное ЧВС), с использованием двулучепреломляющих световодов с сохранением поляризации (векторное ЧВС). В настоящее время подавляющее большинство разрабатываемых ВОПГ основано на методе скалярного ЧВС, хотя есть немало работ по исследованию векторного ЧВС в однопроходной схеме. Теоретическое описание фазового синхронизма в оптических световодах приводится в разд. 2.

3. Спектральный диапазон волны накачки и параметрической генерации. Как отмечалось выше, в ВОПГ применяется согласование фаз вблизи ДВНД волоконного световода, что накладывает ограничение на длину волны излучения накачки. Длина волны нулевой дисперсии стандартных кварцевых световодов лежит в области $\sim 1,3$ мкм. Развитие волоконных эрбиевых лазеров и усилителей, а также высоконелинейных волоконных световодов со смещённой дисперсией сделало возможным создание ВОПГ с накачкой в области низких оптических потерь чистого кварца — вблизи 1,55 мкм [8–21]. В последнее десятилетие активно развивается направление, связанное с расчётом и созданием специальных фотонно-кристаллических волоконных световодов (ФКВС) (называемых также микроструктурированными или дырчатыми световодами) [22, 23]. Эти световоды имеют ряд отверстий в оболочке, что позволяет моделировать эффективный показатель преломления n_{eff} путём подбора коэффициента заполнения слоёв $k = d/\Lambda$, где d — диаметр отверстий, а Λ — расстояние между ними. Управление эффективным показателем преломления даёт дополнительный контроль над локализацией оптического поля в световоде (поперечным размером моды) и волноводной дисперсией световода. В так называемых «бесконечно одномодовых» ФКВС отсутствует длина волны отсечки, причём в некоторых световодах такого типа, например LMA5 (фирма "NKT Photonics"), модовый диаметр не зависит от длины волны в большом спектральном диапазоне (0,4–2 мкм). За счёт этого осуществляется хорошее пространственное перекрытие взаимодействующих оптических полей на далёких друг от друга длинах волн. В ФКВС появляется возможность управления дисперсионной кривой световода путём сдвига ДВНД при изменении величин параметров d и Λ . Длина волны нулевой дисперсии в ФКВС может варьироваться от видимого диапазона до 1,3 мкм [24]. Соответственно ФКВС являются перспективной пассивной средой для создания ВОПГ с длиной волны генерации < 1 мкм [25–36]. Ещё одно преимущество ФКВС — большой коэффициент нелинейности, возникающий за счёт уменьшения эффективной площади моды A_{eff} .

Таким образом, условно диапазон длин волн накачки можно разделить на три области: до 1 мкм, вблизи 1 мкм, вблизи 1,5 мкм. Важной задачей также является получение большой перестройки параметрического излучения, которая осуществляется в ВОПГ либо за счёт перестройки длины волны накачки, либо за счёт селекции длин волн в резонато-

ре. Подробный обзор по экспериментальному исследованию параметрической генерации в описанных выше спектральных областях представлен в разд. 4.

4. Временной режим параметрической генерации (импульсный или непрерывный). Большая часть работ по исследованию параметрического процесса в волоконных световодах проводится с импульсной накачкой, так как для возникновения нелинейных процессов необходимы высокие интенсивности оптических полей. Импульсный режим можно разделить по длительности генерируемого излучения на фемтосекундный, пикосекундный и наносекундный диапазоны. Исследование импульсных ВОПГ и требования к их разработке представлены в [37].

Целью данной работы является обзор экспериментальных достижений по созданию и применению ВОПГ. Особое внимание уделено описанию полностью волоконных непрерывных параметрических генераторов с накачкой перестраиваемыми иттербиевыми лазерами.

Работа имеет следующую структуру. В разд. 1 перечисляются факторы, ограничивающие процесс параметрического преобразования в волоконном световоде, и проблемы при проектировании ВОПГ. Разд. 2 посвящён описанию методов согласования фаз для процесса ЧВС. В разд. 3 приводится обзор развития ВОПГ. Разд. 4 объединяет результаты исследования параметрического преобразования в разных спектральных диапазонах. Разд. 5 посвящён созданию непрерывного перестраиваемого ВОПГ, генерирующего в области менее 1 мкм. В разд. 6 рассматриваются возможные и актуальные применения волоконных параметрических генераторов.

1. Факторы, ограничивающие эффективность параметрического процесса.

При разработке ВОПГ исследователи сталкиваются с рядом задач, которые необходимо решать. Первой (главной) проблемой является доступность источников накачки и оптических световодов с подходящими параметрами для преобразования излучения в необходимый спектральный диапазон; вторая проблема — ограничение эффективности параметрического преобразования в длинных волоконных световодах из-за флуктуации диаметра сердцевины световода по его длине. Такие флуктуации приводят к флуктуациям дисперсионной характеристики, в результате коэффициент параметрического усиления при больших параметрических отстройках сильно уменьшается [38–41]. Эта проблема особенно существенна для непрерывного параметрического процесса, при котором недостаток мощности излучения непрерывной накачки должен компенсироваться большой длиной нелинейного взаимодействия. Вследствие этого ограничения к настоящему времени разработано и исследовано всего несколько вариантов непрерывных ВОПГ [8, 13, 18, 19, 21, 42–44], несмотря на востребованность непрерывных источников излучения во многих областях.

Для параметрического преобразования важным является выбор ширины линии излучения накачки. При большой ширине эффективность процесса снижается из-за того, что часть излучения накачки не участвует в преобразовании. Если линия накачки слишком узкая, в оптическом световоде может возникнуть нелинейный эффект вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ), который также уменьшает эффективность параметрического процесса.

Для импульсного параметрического процесса существует проблема разбегания импульсов взаимодействующих волн из-за разности групповых скоростей на разных длинах волн. Так, во многих работах описывается использование импульсной накачки длительностью менее 10 пс и волоконных световодов длиной всего несколько сантиметров для ослабления влияния разбегания импульсов. Кроме того, при интенсивной накачке возникают другие нелинейные эффекты — вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), фазовая само модуляция (ФСМ) и другие. Уширение линии накачки вследствие ФСМ приводит к параметрической генерации в широком спектральном диапазоне, так как для каждого положения спектра накачки усиливаются свои пары стоксовых и антистоксовых компонент.

Когда ширина линии накачки превышает несколько нанометров, вместо параметрического процесса начинают доминировать нелинейные процессы без согласования фаз (например, ВКР). В результате генерируется суперконтинуум в широкой спектральной области. Известно, что коэффициенты усиления ЧВС, ВКР и нелинейный сдвиг фазы при ФСМ растут линейно с мощностью накачки, причём коэффициент усиления ЧВС при точном фазовом синхронизме в 3 раза больше коэффициента усиления ВКР [45]. Таким образом, выбрав достаточно короткую длину оптического световода, чтобы предотвратить насыщение параметрического процесса из-за истощения накачки, и достаточно большую длительность импульса, чтобы предотвратить уширение накачки вследствие ФСМ, можно найти режим, при котором преобладает только параметрическое усиление. Использование затравочного излучения также помогает бороться с нежелательными нелинейными эффектами.

При разработке ВОПГ важной задачей является подбор оптимального значения коэффициента обратной связи α , т. е. доли лазерного излучения, заводимой обратно в резонатор. Коэффициент α должен одновременно обеспечивать необходимое усиление сигнала в резонаторе и достаточную мощность генерации на выходе ВОПГ. В работе [17] приводится расчёт α в зависимости от параметров волоконного световода и источника накачки. При разработке импульсного ВОПГ возникает также проблема синхронизации импульсов накачки на входе в резонатор: время обхода резонатора должно соответствовать временной задержке между импульсами накачки. Для этой цели обычно используются оптические линии задержки внутри резонатора.

2. Условие фазового синхронизма и мощность параметрической генерации.

Рассмотрим два вида согласования фаз в одномодовых оптических световодах: скалярный фазовый синхронизм, выполняющийся при накачке вблизи ДВНД, и векторный фазовый синхронизм, возникающий в двулучепреломляющих волоконных световодах.

Далее будем рассматривать вырожденный по частоте накачки параметрический процесс, при котором частоты двух волн накачки равны: $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$. В процессе ЧВС поле волны накачки, действуя на среду через нелинейную восприимчивость третьего порядка $\chi^{(3)}$, порождает две новые волны с частотами ω_a (антистоксова компонента) и ω_s (стоксова компонента), сдвинутыми относительно частоты накачки ω_p с учётом закона сохранения энергии $\omega_p + \omega_p = \omega_a + \omega_s$. Частотные отстройки генерируемых волн при вырожденном процессе одинаковы: $\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_a - \omega_p$.

Эволюция амплитуд взаимодействующих в результате ЧВС волн описывается системой связанных нелинейных уравнений Шрёдингера, которая решается численными методами при небольшом возмущении амплитуды на частотах стоксовой и антистоксовой компонент [45–47]. В приближении неистощённой волны накачки, когда она значительно интенсивнее стоксовой и антистоксовой волн, выводится аналитическое решение, из которого определяется величина параметрического усиления. Ненасыщенное усиление за один проход для сигнальной волны в световоде длиной L записывается в виде

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

где γ — коэффициент керровской нелинейности волоконного световода; $P_p = P_{p1} + P_{p2}$ — полная мощность падающей накачки; $r = 2\sqrt{P_{p1}P_{p2}}/P_p$; $g = \sqrt{(\gamma P_p r)^2 - (\Delta\beta/2)^2}$ — коэффициент параметрического усиления. В случае поляризации волны накачки по одной оси для скалярного ЧВС и при распространении накачки под углом 45° к осям световода для векторного ЧВС параметр $r = 1$. Если волна накачки распространяется не в равных долях по осям световода, параметр $r < 1$. Максимальная амплитуда параметрической генерации соответствует максимальному коэффициенту усиления g_{\max} , т. е. условию согласования

фаз, при котором расстройка волновых векторов минимальна:

$$\Delta\beta = \Delta\beta_M + \Delta\beta_W + \Delta\beta_{NL} = 0. \quad (2)$$

Здесь $\Delta\beta_M = \beta(\omega_a) + \beta(\omega_s) - 2\beta(\omega_p)$ — вклад материальной дисперсии в расстройку волновых векторов; $\Delta\beta_W$ — вклад волноводной дисперсии (это слагаемое обычно представляет собой вклад, связанный с двулучепреломлением световода); $\Delta\beta_{NL} = \gamma P_p$ — нелинейная расстройка, возникающая в результате ФСМ и фазовой кроссмодуляции в оптическом световоде; β — постоянная распространения моды, которая определяется через эффективный показатель преломления волоконного световода n_{eff} как $\beta(\omega) = \omega n_{\text{eff}}(\omega)/c$, где ω — циклическая частота, c — скорость света в вакууме.

Коэффициент керровской нелинейности волоконного световода γ определяется как [45]

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_p}{c A_{\text{eff}}}, \quad (3)$$

где n_2 — нелинейный показатель преломления световода. На практике заметное параметрическое усиление происходит не по всей длине световода, а только на длине когерентности $L_{\text{coh}} = 2\pi/\Delta\beta$, которая ограничена неоднородностью дисперсионной характеристики по длине оптического световода. Таким образом, условие фазового синхронизма накладывает ограничение на дисперсионные и нелинейные параметры используемого волоконного световода, а также на тип источника оптической накачки.

В области нормальной дисперсии вклад $\Delta\beta_M$ и $\Delta\beta_{NL}$ положителен, поэтому для выполнения условия фазового синхронизма необходимо сделать отрицательным вклад волноводной дисперсии $\Delta\beta_W$.

2.1. *Скалярный фазовый синхронизм.* Схематическая диаграмма согласования фаз для скалярного синхронизма без учёта нелинейного вклада представлена на рис. 2.

Когда поляризации всех взаимодействующих волн совпадают, условие фазового синхронизма записывается в виде

$$\Delta\beta = \beta(\omega_a) + \beta(\omega_s) - 2\beta(\omega_p) + \gamma P_p = 0. \quad (4)$$

Если длина волны накачки отстроена в область положительной дисперсии световода ($\beta_2(\omega_p) > 0$), решение уравнения (4) существует при отрицательном значении дисперсионного параметра четвёртого порядка $\beta_4(\omega_p) < 0$. В этом случае величина частотной отстройки записывается как [48]

$$\Omega = \left(-\frac{6\beta_2(\omega_p)}{\beta_4(\omega_p)} + \left(\left(\frac{6\beta_2(\omega_p)}{\beta_4(\omega_p)} \right)^2 - \frac{12\gamma P_p}{\beta_4(\omega_p)} \right)^{1/2} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

При малых мощностях P_p и больших отстройках длины волны накачки в область положительной дисперсии световода, для которых увеличивается значение $\beta_2(\omega_p)$, нелинейный вклад слабо влияет на величину Ω и уравнение (5) переписывается в виде

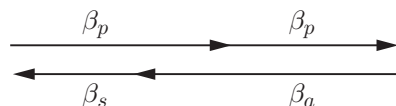


Рис. 2. Диаграмма согласования фаз для скалярного ЧВС без учёта нелинейного вклада

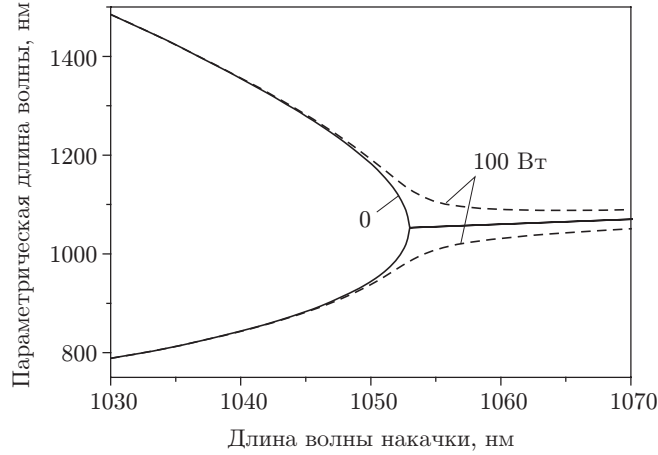


Рис. 3. Диаграмма скалярного фазового синхронизма для ФКВС LMA5-PM при мощностях накачки 0 Вт (сплошные кривые) и 100 Вт (пунктирные кривые)

$\Omega = \left(-\frac{12\beta_2(\omega_p)}{\beta_4(\omega_p)} \right)^{1/2}$. В рассматриваемой области β_2 линейно зависит от ω_p , $\beta_4(\omega_p)$ — практически константа [45]. Вблизи ДВНД параметры $\beta_2(\omega_p)$ и $\beta_4(\omega_p)$ сравниваются, поэтому решающую роль в этой области играет нелинейный член уравнения (5), зависящий от мощности заводимой в оптический световод накачки. Зависимость длины волны параметрической генерации от длины волны накачки при точном согласовании фаз называется диаграммой фазового синхронизма. На рис. 3 показаны численно рассчитанные из уравнения (4) диаграммы синхронизма для ФКВС LMA5-PM фирмы "NKT Photonics", параметры которого подробно описаны в [48]. Видно, что в случае большой мощности накачки фазовый синхронизм можно обеспечить и в аномальной области дисперсии световода (ДВНД данного ФКВС $\lambda_0 \approx 1,053$ мкм).

2.2. *Векторный фазовый синхронизм* достигается путём компенсации $\Delta\beta_M$ за счёт разности фазовых скоростей волн, распространяющихся в разных поляризационных модах световода. В работе [49] показано, что в зависимости от поляризации четырёх волн теоретически существует пять способов выполнения условия фазового синхронизма. Однако на практике из-за симметричности тензора $\chi^{(3)}$ в изотропной среде, кварцевом стекле, осуществимы только два из них [50]. При первом типе фазового синхронизма излучение накачки поляризовано вдоль двух главных осей световода; стоксова и антистоксова волны, возникающие вследствие ЧВС, также поляризованы вдоль двух осей световода. В этом случае частотная отстройка в стандартном волоконном световоде варьируется от 3 ТГц для накачки в видимой области [51–53] до 6–9 ТГц для накачки вблизи 1 мкм [54, 55]. При втором типе фазового синхронизма 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 при накачке в видимой области [56] и 40 ТГц вблизи 1 мкм [57].

Схематическая диаграмма согласования фаз для векторного синхронизма без учёта нелинейного вклада представлена на рис. 4.

Рассмотрим случай, когда волна накачки распространяется по двум осям световода, при этом стоксова и антистоксова компоненты ЧВС поляризованы вдоль разных осей световода. Здесь условие фазового синхронизма записывается как [45]

$$\Delta\beta = \beta(\omega_a) + \beta(\omega_s) - 2\beta(\omega_p) \pm \delta n\Omega/c + \gamma P_p = 0, \tag{6}$$

где δn — двулучепреломление волоконного световода; знак «+» соответствует случаю,

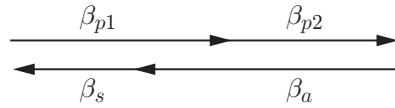


Рис. 4. Диаграмма согласования фаз для векторного ЧВС без учёта нелинейного вклада

когда антистоксова волна поляризована вдоль медленной оси, а стоксова — вдоль быстрой; знак «—» означает, что антистоксова волна поляризована вдоль быстрой оси, а стоксова — вдоль медленной.

Если волна накачки распространяется по одной оси световода, а стоксова и антистоксова волны — по другой, условие фазового синхронизма записывается как [45]

$$\Delta\beta = \beta(\omega_a) + \beta(\omega_s) - 2\beta(\omega_p) \pm 2\delta n\omega_p/c + \gamma P_p = 0. \quad (7)$$

На рис. 5 схематично представлены два способа получения синхронизации волновых векторов при распространении волн далеко от ДВНД в области нормальной дисперсии световода. Считаем, что медленная и быстрая оси находятся на расстоянии δn друг от друга. Из рисунка видно, что величина параметрической отстройки во втором случае больше, чем в первом.

Аналитические решения уравнений (6) и (7) находятся при разложении $\Delta\beta$ в ряд Тейлора до четвёртого порядка. Вдали от ДВНД в области положительной или отрицательной дисперсии световода величина частотных параметрических отстроек для графика на рис. 5, *a* равна $\Omega = \frac{\delta n}{c|\beta_2(\omega_p)|}$, для графика на рис. 5, *b* — $\Omega = \frac{4\pi\delta n}{\lambda_p|\beta_2(\omega_p)|}$ [45]. Здесь $\beta_2(\omega_p)$ — дисперсия групповых скоростей. Вблизи ДВНД уравнения (6) и (7) имеют более сложные решения [47, 48]. Так как величина частотной отстройки Ω зависит от двулучепреломления δn , частотными сдвигами можно управлять, изменяя наведённое двулучепреломление за счёт нагрева [58], скручивания [59, 60], растягивания [61] световода. Небольшие значения частотных отстроек в работах, посвящённых стандартным двулучепреломляющим световодам (до 30 ТГц), связаны с тем, что длина волны накачки лежала далеко от ДВНД таких световодов ($\sim 1,3$ мкм), в результате величина дисперсии $\beta_2(\omega_p)$ была довольно большой.

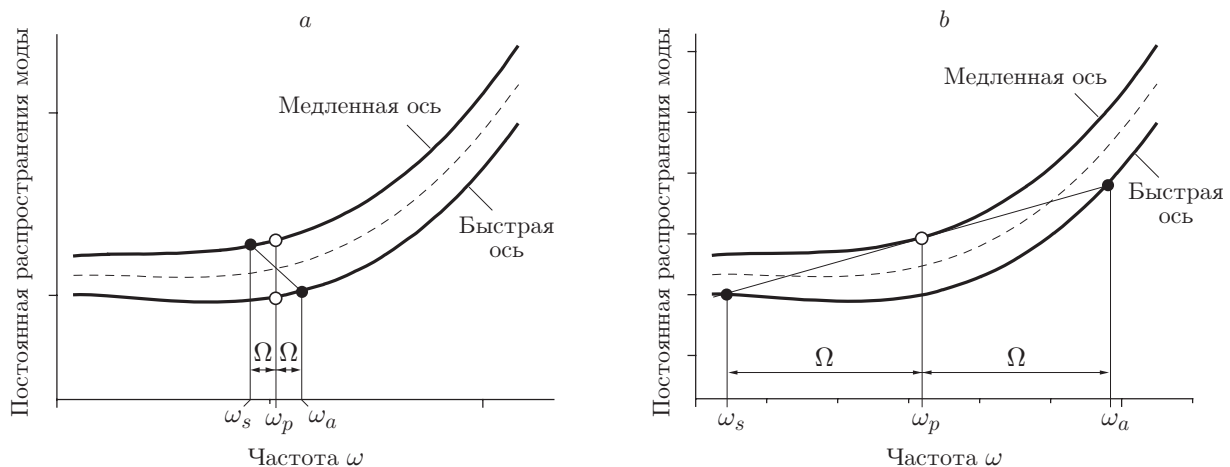


Рис. 5. Схематическое изображение двух вариантов векторного согласования фаз в двулучепреломляющем световоде: *a* — накачка распространяется в двух поляризационных модах; *b* — накачка поляризована вдоль медленной оси волоконного световода

Использование ФКВС с большим двулучепреломлением ($\sim 10^{-4}$) и ДВНД в видимом диапазоне позволяет существенно увеличить величину параметрических отстроек Ω за счёт уменьшения $\beta_2(\omega_p)$. Так, параметрические отстройки для векторного ЧВС с поляризацией накачки вдоль одной оси световода возросли до 120 ТГц при накачке в видимом диапазоне [62, 63] и до 250 ТГц при накачке вблизи 1 мкм [64]. В случае поляризации накачки по двум осям параметрические отстройки в видимом диапазоне достигли 100 ТГц [65]. Приведённые результаты показывают, что наблюдаемые в ФКВС частотные отстройки на порядок больше полученных ранее в стандартных двулучепреломляющих световодах. В работах [63, 65] впервые проведена экспериментальная проверка численно рассчитанных на основе уравнений (6) и (7) диаграмм фазового синхронизма для ФКВС с ДВНД вблизи 0,67 мкм.

Несмотря на то что первый эксперимент с векторным согласованием фаз при импульсной накачке проведён ещё в 1981 году, непрерывный процесс исследован недавно [66]. Здесь излучение непрерывной накачки и излучение затравочной волны от иттербиевого волнового лазера (ИВЛ) заводились в стандартный двулучепреломляющий волоконный световод длиной 35 или 85 м. На выходе световода наблюдалось параметрическое излучение с длиной волны 1,017 мкм мощностью до 40 мВт. Эффективность преобразования достигала 3,3 %.

На рис. 6 показаны экспериментально полученные и численно рассчитанные диаграммы скалярного и векторного фазового синхронизмов для ФКВС LMA5-PM [48]. В эксперименте неполяризованное излучение накачки и сигнальной затравки заводилось через волоконный ответвитель в волоконный световод LMA5-PM длиной 25 м. Источником накачки служила группа ИВЛ с полным диапазоном генерации от 1,01 до 1,11 мкм. В качестве сигнального оптического источника использовались различные волоконные лазеры с полным диапазоном генерации от 1,01 до 1,55 мкм. На выходе ФКВС наблюдалась генерация холостой волны. Экспериментально полученные длины волн параметрической генерации для векторного (накачка поляризована вдоль двух осей световода) и скалярного ЧВС показаны на рисунке точками. Кривые фазового синхронизма численно рассчитаны из уравнений (4) и (6) (детали расчёта констант распространения изложены в [48]). Из рисунка видно хорошее согласие теории и эксперимента. Для скалярного ЧВС существуют две ветви фа-

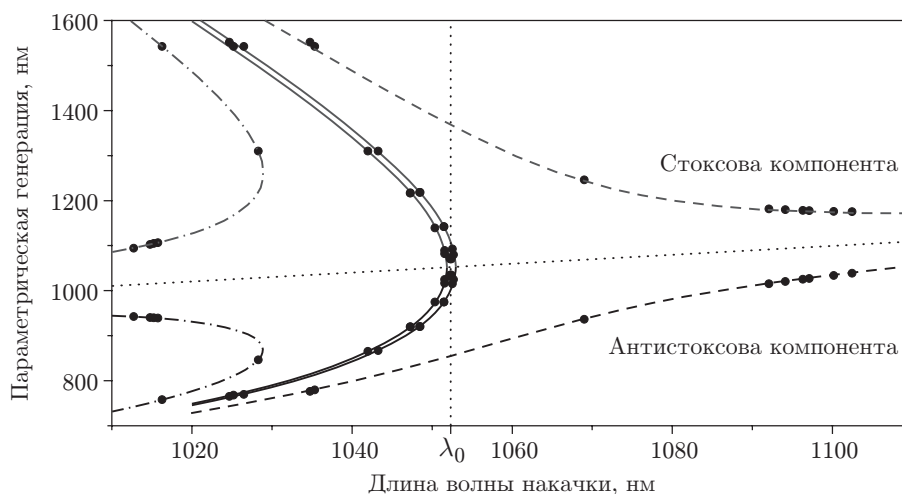


Рис. 6. Диаграмма фазового синхронизма для волоконного световода LMA5-PM. Точки соответствуют экспериментальным данным, линии — численному расчёту: сплошные кривые — ветви скалярного ЧВС, пунктирные — отрицательные ветви векторного ЧВС, штрихпунктирные — положительные ветви векторного ЧВС [48]

зового синхронизма, соответствующие поляризации всех волн либо вдоль быстрой, либо вдоль медленной оси световода.

Для векторного согласования фаз вблизи ДВНД видны три ветви синхронизма. Две из них лежат в области нормальной дисперсии волновода и называются положительными ветвями векторного ЧВС. Они соответствуют знаку «-» в уравнении (6). Другая ветвь называется отрицательной ветвью векторного ЧВС. Она соответствует знаку «+» в уравнении (6) и существует во всём спектральном диапазоне. Таким образом, векторное ЧВС позволяет варьировать длину волны накачки в широком спектральном диапазоне, тогда как при скалярном ЧВС область длины волны накачки ограничивается областью вблизи ДВНД световода.

2.3. *Мощность параметрической генерации.* Если в волоконный световод вместе с волной накачки запустить слабую сигнальную волну мощностью P_s , то за счёт параметрического ЧВС на выходе световода будут наблюдаться усиление сигнальной и генерация холостой волн. В приближении неистощимой накачки ($P_p \gg P_s$) мощность холостой волны P_i в общем случае зависит от мощности сигнальной волны на входе в волоконный световод $P_s(0)$, мощности волны накачки P_p , коэффициента нелинейности γ , длины световода L и коэффициента усиления g (см., например, [45]):

$$P_i(L) = P_s(0) \left[\frac{\gamma P_p r}{g} \right]^2 \sinh^2(gL). \quad (8)$$

Коэффициент ненасыщенного усиления холостой волны за один проход через световод

$$G = \frac{P_i(L)}{P_s(0)} = \left[\frac{\gamma P_p r}{g} \right]^2 \sinh^2(gL). \quad (9)$$

Отметим, что вид коэффициента G для холостой волны (9) близок к виду G_S для сигнальной волны (1). При больших волновых расстройках ($\Delta\beta \gg \gamma P_p$) он переходит в выражение

$$G = (\gamma P_p r L)^2 \frac{\sin^2(\Delta\beta \cdot L/2)}{[\Delta\beta \cdot L/2]^2}, \quad (10)$$

которое хорошо описывает крылья линии усиления холостой волны. Определим нелинейность отрезка волоконного световода длиной L как $\xi = (\gamma P_p r L)$. Тогда при точном фазовом синхронизме ($\Delta\beta = 0$) и слабой нелинейности волоконного световода ($\xi < 1$), которая часто соблюдается в непрерывном параметрическом процессе, формула (9) упрощается до $G_0 = \xi^2$. Следовательно, мощность холостой волны линейно зависит от мощности сигнальной волны и квадратично от мощности накачки:

$$P_i(L) = P_s(0)\xi^2 = P_s(0)(\gamma P_p r L)^2. \quad (11)$$

Подобная зависимость мощности холостой волны наблюдалась в работе [66] при векторном ЧВС в волоконном световоде с сохранением поляризации РМ980-ХР. На рис. 7, *a, b* представлены зависимости $P_i(P_p)$ и $P_i(P_s)$ для световода длиной 85 м соответственно. Параметр ξ в данном случае варьировался от 0,44 (для $P_p = 4$ Вт) до 0,06 (для $P_p = 0,56$ Вт). Отклонение экспериментальных точек от расчётной зависимости для больших значений мощностей накачки и сигнала объясняется уширением линии генерации используемых лазеров, в результате которой снижалась эффективность параметрического преобразования.

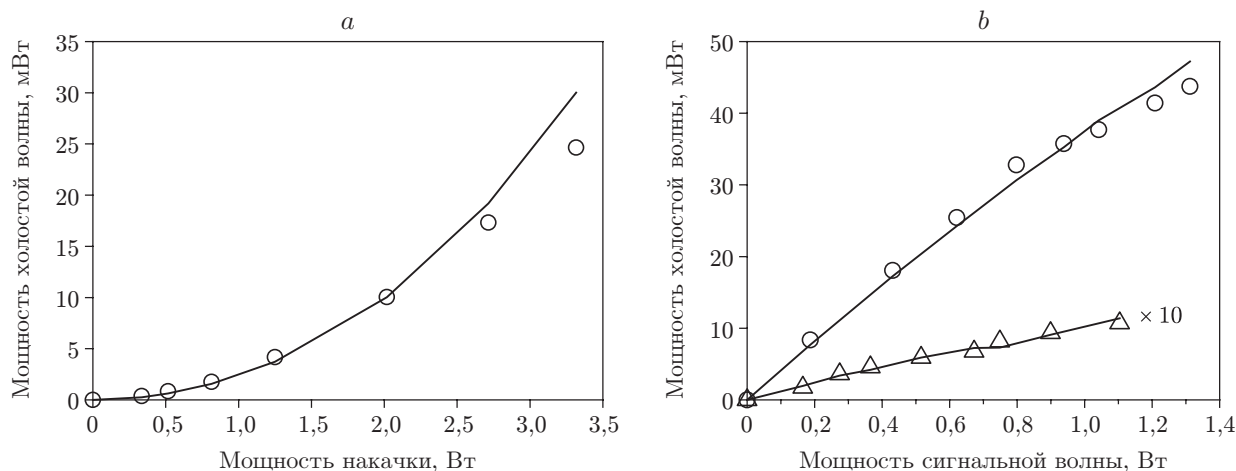


Рис. 7. Мощность параметрической генерации в волоконном световоде PM980-XP: *a* — в зависимости от мощности накачки (кружки — эксперимент, сплошная кривая — расчёт); *b* — в зависимости от мощности сигнального излучения при $P_p = 0,56$ Вт (треугольники) и $P_p = 4$ Вт (кружки) [66]

Формулы (8)–(11) справедливы как для скалярного, так и векторного ЧВС с некоторой поправкой. Во-первых, величина γ для векторного ЧВС в 3 раза меньше величины γ для скалярного ЧВС [67]. Во-вторых, если мощность накачки распространяется не в равных долях по осям волоконного световода, параметр $r < 1$. Следовательно, эффективность преобразования и мощность генерируемой волны для векторного ЧВС меньше, чем для скалярного ЧВС.

3. Развитие ВОПГ. Прежде всего уточним термин «эффективность параметрического процесса». Под внутренней эффективностью преобразования ВОПГ имеют в виду отношение мощности параметрической генерации на выходе оптического световода к мощности накачки на входе в световод. Под внешней эффективностью преобразования ВОПГ подразумевают отношение мощности параметрической генерации на выходе ВОПГ к мощности накачки на входе в ВОПГ. Эффективность параметрического процесса в схеме с затравочной волной определяется как отношение мощности параметрической генерации на выходе оптического световода к мощности сигнальной волны на входе в световод.

В конце 1980-х годов были продемонстрированы первые импульсные ВОПГ [15, 68]. В работе [15] накачка осуществлялась лазером на центрах окраски с длиной волны 1,5 мкм. В резонаторе длиной несколько сотен метров генерировались солитонные импульсы длительностью 13 пс. В работе [68] применялся резонатор длиной несколько метров, лазером накачки служил Nd:YAG-лазер с модуляцией добротности и длиной волны 1,064 мкм.

В 2002 году создан первый импульсный ВОПГ на основе ФКВС [28], для чего использовались волоконный световод длиной 2,1 м и резонатор Фабри — Перо с дифракционной решёткой в схеме Литтлова для перестройки излучения. Накачка осуществлялась Ti:сапфировым лазером с синхронизацией мод на длине волны 0,750 мкм, которая лежала в области аномальной дисперсии волновода. Область перестройки параметрической генерации составляла 40 нм (0,73–0,77 мкм), а мощность достигала нескольких сотен милливатт.

В том же году были продемонстрированы первый непрерывный ВОПГ с линейным резонатором на основе волоконной брэгговской решётки (ВБР) и волоконные световоды со смещённой дисперсией длиной 1 км [18]. Внутренняя эффективность параметрического преобразования на длине волны 1,566 мкм составила 30 %, при этом выходная мощность достигала 35 мВт.

В 2004 году собран первый непрерывный ВОПГ на основе ФКВС [13]. В полностью волоконной схеме с кольцевым резонатором и отрезком ФКВС длиной 100 м генерировалось излучение $\lambda = 1,553$ мкм с внутренней эффективностью параметрического преобразования ~ 15 %. Мощность на выходе из-за больших потерь на выходном ответвителе была всего 1 мВт.

В 2011 году упоминается первый непрерывный ВОПГ с векторным согласованием фаз [69]. Резонатор генератора сформирован парой плотных ВБР для стоковой компоненты ЧВС. В результате совместного комбинационного и параметрического усиления на выходе генерировалось излучение с длиной волны 1,04 мкм и мощностью до 100 мВт. Однако внешняя эффективность преобразования для антистоксовой волны была скромной — всего 1 %.

В настоящее время исследования по созданию ВОПГ активно ведутся по следующим направлениям:

- 1) использование для параметрического преобразования новых видов оптических волоконных световодов (как кварцевых ФКВС, так и световодов на основе мягких стёкол);
- 2) расширение области перестройки и увеличение эффективности преобразования ВОПГ, в том числе создание надёжных и компактных полностью волоконных схем генератора;
- 3) увеличение средней и пиковой мощностей импульсных ВОПГ;
- 4) получение эффективной параметрической генерации в средней ИК-области;
- 5) разработка ВОПГ для конкретных областей применения (связь, генерация коррелированных фотонных пар для квантовых вычислений, когерентная антистоксова спектроскопия комбинационного рассеяния и др.).

4. Спектральные диапазоны накачки для параметрического процесса. Как уже отмечалось во Введении, в подавляющем большинстве разрабатываемых ВОПГ используется метод скалярного ЧВС, при котором длина волны накачки находится вблизи ДВНД световода. Таким образом, спектральный диапазон параметрической генерации определяется спектральным диапазоном волны накачки. Описание спектральных диапазонов приводится в исторической последовательности развития ВОПГ.

Появление волоконных эрбиевых лазеров и усилителей позволило разработать полностью волоконные схемы ВОПГ с накачкой в области низких оптических потерь чистого кварца — вблизи 1,55 мкм. Диапазон излучения накачки варьируется от 1,53 до 1,57 мкм. Резонаторы ВОПГ формируются на основе кольцевой схемы с волоконными ответвителями [8–12, 20, 21] или линейной схемы на основе ВБР [18, 19]. В этом диапазоне применяются либо стандартные волоконные световоды со смещённой дисперсией ($\gamma \approx 3 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$), либо высоконелинейные волоконные световоды со смещённой дисперсией ($\gamma \approx 10\text{--}20 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$). Такие световоды обладают лучшей однородностью дисперсионной характеристики по сравнению с ФКВС, что даёт возможность использовать волокно длиной от нескольких десятков метров до нескольких километров.

Разработка ФКВС с длиной волны нулевой дисперсии от 0,6 до 0,9 мкм позволила перейти к исследованию параметрической генерации в видимой области спектра [25–30, 38, 39, 70–80]. Фотонно-кристаллические волоконные световоды, применяемые в этом диапазоне, часто имеют гексагональную симметрию воздушных отверстий с небольшой сердцевинной (диаметр $\sim 1,5$ мкм), что обеспечивает им большой коэффициент нелинейности ($\gamma \sim 70\text{--}100 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$) за счёт малой эффективной площади моды A_{eff} . Таким образом, нелинейность ФКВС на порядок превосходит нелинейность обычных кварцевых световодов со ступенчатым профилем показателя преломления. Кроме того, большинство ФКВС с ДВНД в этой области имеют слабо или сильно выраженное двулучепреломление. Параметрический процесс зависит от поляризации участвующих в нём волн, поэтому

авторы большинства работ подстраивали поляризацию излучения накачки с помощью полуволновых пластинок, поляризаторов или волоконных контроллеров поляризации, чтобы совместить её с одной из оптических осей световода.

Импульсным источником накачки в видимом диапазоне в основном служит фемтосекундный или пикосекундный Ti:сапфировый лазер с частотой повторения несколько десятков мегагерц и диапазоном генерации от 0,7 до 1 мкм [26–29, 70, 71, 73, 76, 78]. Также применяется лазер на красителе DCM с перестройкой вблизи 0,68 мкм [38, 77]; в работе [25] упомянут пикосекундный Kr^{+} -лазер с синхронизацией мод, генерирующий на длине волны 0,647 мкм.

Появление ФКВС с длиной волны нулевой дисперсии вблизи 1 мкм позволило использовать в качестве накачки для параметрического процесса мощные Yb^{3+} и Nd^{3+} волоконные или твердотельные лазерные системы. Иттербиевые волновые лазеры, работающие в диапазоне 1,01–1,1 мкм, имеют высокую плотность мощности генерации излучения и хорошее качество пучка [81]. Таким образом, они являются перспективными источниками накачки для создания надёжных полностью волоконных схем ВОПГ с генерацией перестраиваемого излучения в области ≤ 1 мкм. В качестве нелинейных сред в этой области применяются либо коммерческие ФКВС (LMA или SC 5.0-1040), либо ФКВС, производимые в исследовательских лабораториях. Диаметр их сердцевины варьируется от 4 до 15 мкм, ДВНД лежит в области от 1 до 1,2 мкм, а нелинейный коэффициент $\gamma \sim 10 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$. В следующих разделах обсуждаются результаты параметрического преобразования, достигнутые при накачке в различных спектральных диапазонах.

4.1. *Накачка вблизи 1,5 мкм.* Мощность выходного излучения первых непрерывных ВОПГ в этом спектральном диапазоне не превышала 100 мВт [13, 18, 19], хотя внутренняя эффективность преобразования достигала 30 % [18]. В работе [8] получена перестройка в диапазоне 240 нм (с 1,44 до 1,68 мкм) с внутренней эффективностью преобразования для стоксовой компоненты до 50 %. Однако максимальная выходная мощность была 125 мВт из-за больших потерь на выходном ответвителе. Первый непрерывный ВОПГ с мощностью излучения стоксовой компоненты ~ 1 Вт (на 1,67 мкм) представлен в [21], где перестройка параметрического излучения в области от 1,46 до 1,67 мкм производилась узкополосным перестраиваемым фильтром внутри резонатора. Однако мощность антистоксовой волны не превышала 100 мВт (внешняя эффективность преобразования 15 %) из-за малого коэффициента выведения из резонатора.

Что касается импульсных генераторов, то самая большая область перестройки с 1,3 до 1,86 мкм продемонстрирована для наносекундного ВОПГ в работе [10]. Внутренняя эффективность преобразования для каждой полосы боковых частот достигала 20 % при ширине линии генерации 0,1–2 нм. Самая высокая средняя мощность генерации получена в [17]. Она достигала от 1 до 6 Вт в диапазоне 1,6–1,79 мкм и от 1,9 до 4 Вт в диапазоне 1,35–1,51 мкм при накачке импульсами 26 нс. Ширина линии генерации не превышала 0,5 нм. Самая большая частотная параметрическая отстройка ~ 52 ТГц достигнута в [12] при накачке перестраиваемым излучением в диапазоне 1,53–1,57 мкм. Однако эффективность преобразования при таких отстройках была небольшой — 2,5 % на длине волны 1,2 мкм и всего 0,4 % на 2,14 мкм. Самая большая эффективность преобразования ~ 40 % и 53 % для стоксовой и антистоксовой волн соответственно получена в [16]. Здесь использовали неточный фазовый синхронизм с волновой расстройкой $\Delta\beta = 0,25$, чтобы избежать перекачки энергии между накачкой и боковыми частотами, которая возникает при $\Delta\beta = 0$. Высокая эффективность может быть связана и с небольшим параметрическим сдвигом в 3,2 ТГц.

Таким образом, параметрический процесс с накачкой вблизи 1,5 мкм позволяет генерировать новое излучение с областью перестройки до 0,55 мкм, выходной мощностью несколько ватт и эффективностью преобразования в волоконном световоде до 50 %. Однако

оптические световоды со смещённой дисперсией не пригодны для получения одномодового излучения в видимом или дальнем ИК-диапазоне. С ростом частотных отстроек уменьшается эффективность параметрического преобразования из-за неоднородности световода по длине. Для перехода к другим спектральным диапазонам необходимы специальные волоконные световоды — фотонно-кристаллические.

4.2. *Накачка в видимом диапазоне.* Наибольшая область перестройки параметрического излучения в однопроходной схеме продемонстрирована в работе [77]. Отстройка длины волны накачки на 15 нм в область нормальной дисперсии ФКВС позволяла перестраивать генерируемое излучение в области 0,5–0,95 мкм с эффективностью преобразования от 0,1 до 1 %. Авторы связывают небольшую эффективность преобразования с разбеганием пикосекундных импульсов в световоде длиной 1,3 м.

Что касается ВОПГ, то их резонатор чаще всего представлял собой интерферометр Фабри — Перо с объёмными зеркалами. В работе [27] продемонстрирован фемтосекундный ВОПГ с областью перестройки 0,59–0,87 мкм, которая осуществлялась при перемещении одного из зеркал интерферометра. Дифференциальная эффективность преобразования была рекордно высокой и достигла 58 % на длине волны 0,915 мкм, что соответствует средней мощности излучения 50 мВт (пиковая мощность 1,2 кВт). Для получения большей эффективности преобразования авторы придерживались соотношения $\gamma P_p L \approx \pi$. В работе [29] представлен пикосекундный ВОПГ с областью перестройки 0,51–0,69 мкм и шириной линии генерации от 1 до 4 нм. Порог ВОПГ был на порядок меньше, чем в [27]. Внутренняя эффективность изменялась от 2 до 10 %. Ограничение на перестройку ВОПГ накладывал эффект разбегания импульсов в световоде. Первый ВОПГ в видимом диапазоне с полностью волоконным резонатором продемонстрирован в [25]. Резонатор формировался на основе двух волоконных ответвителей, а процесс ЧВС проходил в ФКВС длиной 1 м. Перестройка в диапазонах 0,59–0,68 и 0,78–0,92 мкм осуществлялась за счёт перестройки длины волны накачки в области положительной дисперсии волоконного световода. К сожалению, авторы не отметили эффективности преобразования в такой схеме. В видимом диапазоне применялось также межмодовое согласование фаз, в результате которого генерировалось излучение на $\lambda = 0,59$ и 0,4 мкм в работах [71, 76] соответственно. Эффективность преобразования на $\lambda = 0,59$ мкм составила 7 %. Однако использование мод высших порядков приводило к зависимости параметрического процесса от радиуса изгиба световода и чирпа импульсов [71].

Что касается исследования параметрического процесса с непрерывным излучением накачки, в этой области было проведено всего несколько работ [72, 74, 80]. Излучение маломощного непрерывного Ti:сапфирового лазера в диапазоне 0,76–0,86 мкм запускалось вместе с затравочной волной в ФКВС. В результате ЧВС на выходе наблюдалась генерация на отдельных длинах волн в диапазоне от 0,5 до 0,7 мкм. Эффективность преобразования не превышала 0,3 %. Невысокую эффективность можно объяснить сильным влиянием неоднородности волоконного световода на коэффициент параметрического усиления, так как для непрерывного параметрического процесса применялись ФКВС длиной несколько десятков метров. Кроме того, в [74] большая ширина линии накачки (~ 4 нм) также уменьшала эффективность преобразования.

Подчеркнём, что для исследования параметрической генерации в видимом диапазоне использовались схемы на основе объёмных оптических элементов, которые нуждаются в точной настройке и хорошем заведении излучения накачки в волоконный световод. Кроме того, небольшая мощность непрерывного Ti:сапфирового лазера не позволяет получить эффективную непрерывную параметрическую генерацию.

4.3. *Накачка вблизи 1 мкм.* Резонатор импульсных пикосекундных и фемтосекундных ВОПГ при накачке вблизи 1 мкм обычно представлял собой интерферометр Фабри — Перо на объёмных зеркалах, а изменение параметрической длины волны осуществлялось за

счёт сдвига одного из зеркал, поворота призмы (дифракционной решётки в резонаторе) или перестройки длины волны лазера накачки [31–34, 82]. В работе [32] продемонстрирована перестройка вблизи 0,76 мкм с дифференциальной эффективностью преобразования 6 % и шириной линии генерации 0,2 нм. В [31, 34] перестройка генерируемого излучения проходила в области от 0,9 до 1,2 мкм с эффективностью преобразования до 15 % [31]. В работе [82] получена область перестройки 1,21–1,34 мкм со средней мощностью генерации до 100 мВт. Авторы также экспериментально исследовали изменение качества генерируемых импульсов при перестройке излучения и при увеличении мощности накачки. В схеме с кольцевым резонатором ВОПГ в [35] дифференциальная эффективность преобразования на $\lambda = 0,79$ мкм достигала 30 %. В работе [36] показан наносекундный ВОПГ с полностью волоконным резонатором. Эффективность преобразования на 0,715 мкм достигала 8,6 %, что соответствовало выходной мощности излучения 23 мВт.

Хорошие результаты импульсного параметрического преобразования представлены в однопроходной схеме генерации. Так, в [83] продемонстрирована генерация на длине волны 0,73 мкм с шириной спектра излучения менее 0,5 нм и эффективностью преобразования до 15 %. В [84] мощность генерации на длине волны 0,665 мкм составила 760 мВт с эффективностью преобразования 30 %. Используя эффект затухания стоксовой волны в диапазоне $>2,6$ мкм, в работе [85] подняли среднюю мощность излучения на длине волны 0,65 мкм в оптическом световоде LMA15 до рекордного значения 17,6 Вт (эффективность преобразования 30 %). При этом линия генерации уширялась за счёт нелинейных эффектов до 1,2 нм.

В то же время публикаций по исследованию непрерывной параметрической генерации в этой области относительно мало. Для наблюдения параметрического процесса использовалось затравочное излучение от непрерывного Ti:сапфирового лазера. Авторы работы [86] получили перестраиваемое излучение в области 1,37–1,67 мкм с эффективностью преобразования 0,1 %. В [80] на длине волны 1,57 мкм эффективность преобразования была менее 0,1 %.

Согласование фаз вблизи 1 мкм позволяет достичь не только видимого диапазона, но и средней ИК-области с длиной волны генерации >2 мкм [85–89]. В работе [89] пикосекундное излучение накачки на 1,064 мкм заводилось в ФКВС LMA15 длиной 1,4 м. В результате параметрического преобразования на выходе световода генерировалось излучение на длине волны 2,539 мкм со средней мощностью 450 мВт и эффективностью преобразования 5,6 %. Средняя мощность антистоксовой компоненты на длине волны 0,673 мкм достигала 3 Вт, что соответствует эффективности преобразования ~ 35 %. В [85] в ФКВС LMA10 ESF длиной 27 см получено излучение на длине волны 2,57 мкм со средней мощностью 1,6 Вт (эффективность 2,6 %). Мощность излучения на $\lambda = 0,672$ мкм возросла по сравнению с работой [89] до 14,4 Вт (эффективность 23 %).

Самая большая длина волны генерации (3,048 мкм) продемонстрирована в [88] при накачке волоконного световода LMA20 протяжённостью менее 0,5 м наносекундными импульсами Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности (длина волны 1,064 мкм). Эффективность преобразования на $\lambda = 0,66$ мкм составила 12 %, однако на $\lambda = 3,048$ мкм была всего 0,2 %. Авторы объясняют относительно низкую эффективность по сравнению с [89] уменьшением пиковой мощности, которую пришлось ограничить из-за понижения порога разрушения торца световода при переходе от пикосекундных к наносекундным импульсам.

Небольшая эффективность преобразования для среднего ИК-диапазона связана с ростом коэффициента поглощения плавленого кварца после 2,6 мкм (на длине волны 3 мкм потери достигают 300 дБ/м [90]). Кроме того, для больших частотных отстроек существенную роль в снижении эффективности преобразования играет неоднородность световода по длине. Увеличение эффективности параметрического преобразования возможно при переходе к резонаторной схеме либо при использовании волоконных световодов на основе мягких стёкол: теллуриата, фторида или халькогенида. В [91] рассчитывается ВОПГ на

основе теллуритового ФКВС. Показано, что в световоде длиной несколько десятков сантиметров при пиковой мощности накачки 10 Вт возможно получить излучение в диапазоне 3–5 мкм с эффективностью преобразования до 10 %. В работе [92] рассчитывается параметрическое усиление вблизи 3,5 мкм в халькогенидном волоконном световоде при накачке в области 2,8 мкм. Однако несмотря на большой интерес к разработке ВОПГ на основе световодов из мягких стёкол, генерирующих в среднем ИК-диапазоне, экспериментальные исследования в этой области пока не были проведены.

Таким образом, при накачке вблизи 1 мкм получены параметрические длины волн от 0,6 до 3 мкм. Эффективность преобразования и диапазон перестройки при импульсной накачке достигали 35 % и 0,3 мкм. Максимальная полученная длина волны параметрической генерации 3,048 мкм соответствует параметрическому преобразованию с частотной отстройкой ~ 183 ТГц. Что касается непрерывного режима генерации, то эффективность преобразования была небольшой — всего 0,1 %. Для увеличения мощности непрерывного параметрического процесса в Лаборатории волоконной оптики Института автоматики и электрометрии СО РАН собран первый непрерывный ВОПГ, работающий в области менее 1 мкм. Мощность параметрической генерации на $\lambda = 0,97$ мкм достигала 460 мВт [93], что является лучшим результатом для непрерывного ВОПГ в схеме с увеличением частоты излучения. Подробное описание ВОПГ приводится далее.

Отметим также, что ведутся работы над ВОПГ с накачкой в других спектральных диапазонах. Так, в [94] при использовании специального кремниевого ФКВС длиной 1,3 см было получено терагерцовое излучение в спектральной области 50,9–62,6 мкм. Накачка осуществлялась импульсами длительностью 200 пс вблизи 4,67 мкм, в резонаторе ВОПГ усиливалась антистоксова компонента ЧВС. Эффективность преобразования и пиковая мощность на длине волны 50,9 мкм составили $\sim 1,4$ % и 27 Вт. Таким образом, в перспективе ВОПГ можно применять для генерации излучения в терагерцовом диапазоне.

5. Непрерывный ВОПГ с накачкой от ИВЛ, генерирующий в диапазоне <1 мкм [93]. Как уже отмечалось, непрерывный параметрический процесс в данной области исследовался только в схеме с затравочной волной, при этом эффективность преобразования была скромной — до 0,3 %. Для получения мощности генерации более 100 мВт требовалась полностью волоконная схема непрерывного ВОПГ, представленная на рис. 8.

В качестве источника накачки использовался непрерывный неполяризованный ИВЛ, перестраиваемый в области 1,04–1,07 мкм с выходной мощностью генерации до 11 Вт. Излучение накачки заводилось в кольцевой резонатор ВОПГ, сформированный парой волоконных селективных ответвителей WDM1 и WDM2. Параметрическое преобразование проходило в ФКВС с сохранением поляризации LMA5-PM длиной 18 м и ДВНД $\sim 1,053$ мкм. Подробные характеристики ФКВС, в том числе диаграммы фазовых кривых,

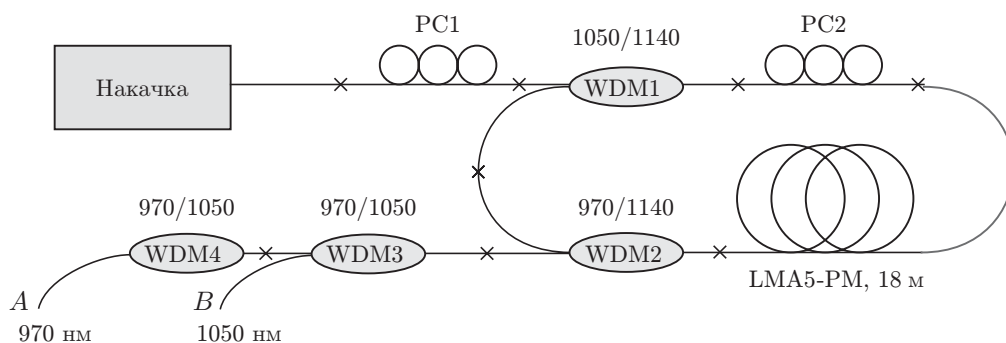


Рис. 8. Схема непрерывного ВОПГ, генерирующего излучение в спектральном диапазоне менее 1 мкм

подробно описаны в [48]. В резонаторе усиливалась стоксова волна ЧВС, излучение антистоксовой компоненты выводилось через WDM2 и фильтровалось от остаточного излучения накачки селективными ответвителями WDM3 и WDM4. Контроллеры поляризации PC1 и PC2 позволяли подстраивать поляризацию накачки и генерируемых волн для достижения максимальной эффективности преобразования. Коэффициент заведения стоксовой волны в резонатор зависел от спектральных характеристик селективных ответвителей и равнялся 92 % на длине волны 1,14 мкм.

Перестройка параметрической длины волны осуществлялась за счёт отстройки длины волны накачки в область положительной дисперсии волоконного световода. На рис. 9 представлены спектральные и мощностные характеристики ВОПГ. На рис. 9, *a* изображены спектры ВОПГ на выходе *B* (см. рис. 8) при изменении длины волны накачки в случае реализации синхронизма для ветки, соответствующей медленной оси ФКВС. Видно, что перестройка ВОПГ осуществляется в диапазоне от 0,95 до 1,01 мкм. Потери для стоксовой длины волны увеличиваются с ростом параметрических отстроек из-за спектральных характеристик селективных ответвителей, формирующих резонатор. В результате порог ВОПГ растёт, ограничивая область перестройки генератора в коротковолновом диапазоне. В спектральной области $\lambda_a > 1,01$ мкм ширина спектра генерации превышает значение 7 нм, поэтому данная область в диапазон перестройки не включена. На рис. 9, *b* показана зависимость мощности антистоксовой волны на выходе порта *A* от мощности накачки на входе в световод LMA. Порог по накачке в эксперименте составил величину 5 Вт. Внешняя дифференциальная эффективность для ширины линии накачки более 0,1 нм достигала 9,4 %, при этом мощность излучения на длине волны 0,972 мкм была 460 мВт. Насколько нам известно, это самая большая величина мощности для непрерывного ВОПГ, собранного в схеме с увеличением частоты. Ширина линии генерации $\sim 3,7$ нм определялась шириной фазового синхронизма параметрического процесса.

При сужении линии накачки с 0,1 до 0,04 нм лазер работал в импульсном режиме генерации с периодом модуляции 48 нс и скважностью 50 %. Возможно, такая смена режима происходила из-за возникновения процесса ВРМБ, который создавал дополнительную обратную связь для лазера накачки. В итоге дифференциальная эффективность ВОПГ на

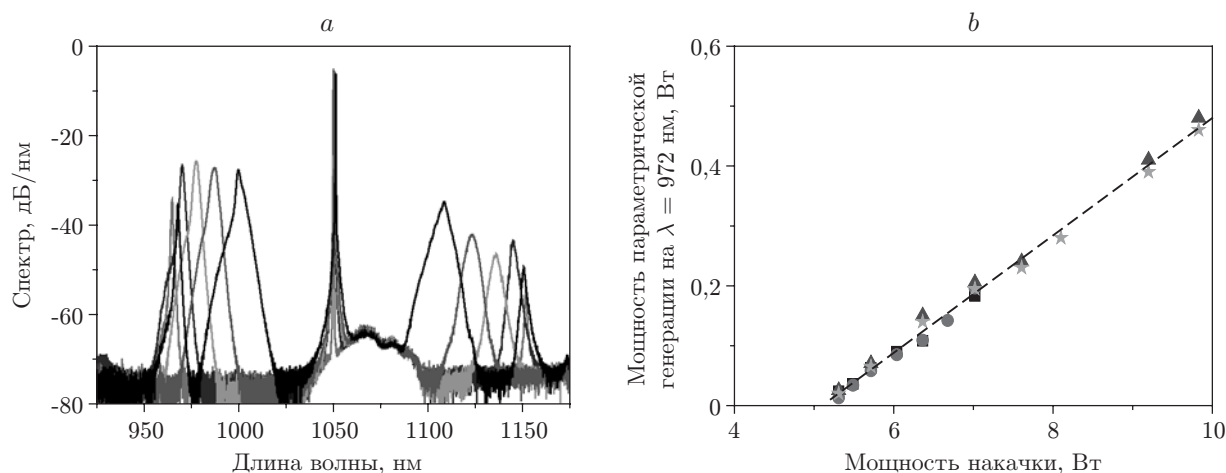


Рис. 9. Выходные характеристики ВОПГ с резонатором, оптимизированным на длину волны 1,14 мкм: *a* — спектры ВОПГ при перестройке длины волны накачки от 1050,02 до 1051,28 нм; *b* — зависимость мощности генерации ВОПГ на длине волны 0,972 мкм от мощности накачки на входе в ФКВС при $\Delta\lambda_p > 0,1$ нм (звёздочки — $\Delta\lambda_p = 0,1$ нм, кружки — 0,12 нм, квадраты — 0,13 нм, треугольники — 0,14 нм) [93]

длине волны 0,974 мкм увеличилась до 25 %, а мощность генерации превысила 1 Вт.

С использованием волоконных селективных ответвителей с другими спектральными характеристиками был собран непрерывный ВОПГ с диапазоном перестройки от 0,92 до 1 мкм. В этом случае в качестве лазера накачки применялся непрерывный ИВЛ с поляризованным излучением. Он состоял из перестраиваемого неполяризованного затравочного лазера и двух каскадов усилителей, изготовленных из волоконных компонент с сохранением поляризации. Изолятор на выходе ИВЛ защищал лазер накачки от дополнительной обратной связи. На рис. 10, *a, b* представлены спектральные и мощностные характеристики данного ВОПГ. Диапазон перестройки ВОПГ достигал 80 нм при изменении длины волны накачки на 4 нм (1047,52–1051,46 нм) (см. рис. 10, *a*). На рис. 10, *b* показана экспериментальная зависимость мощности антистоксовой волны на выходе порта *A* от мощности накачки на входе в световод ЛМА для двух длин волн параметрической генерации: 0,931 мкм и 0,942 мкм. Порог по накачке для излучения на длине волны 0,931 мкм был выше, чем для 0,942 мкм из-за роста влияния неоднородности ФКВС по длине на величину параметрического усиления с увеличением параметрической отстройки.

Внешняя дифференциальная эффективность преобразования на длине волны 0,931 мкм достигала 18 %, что в 2 раза больше эффективности преобразования на $\lambda = 0,972$ нм. Высокая эффективность в первом случае связана с использованием поляризованного излучения накачки. Мощность излучения на $\lambda = 0,931$ мкм была 120 мВт. Экспериментальные данные, представленные на рис. 10, получены при ширине линии накачки $\approx 0,09$ нм. Сужение спектра накачки до 0,05 нм приводило к появлению в резонаторе нелинейного эффекта ВРМБ, который заметно снижал эффективность параметрического преобразования.

Из рис. 6 видно, что параметрический процесс в ФКВС ЛМА5-РМ с накачкой от непрерывного ИВЛ позволяет получить длины волн генерации в спектральном диапазоне от 0,75 до 1,5 мкм. Возникает вопрос: можно ли на основе данного световода собрать непрерывный перестраиваемый ВОПГ с длиной волны излучения вблизи 0,75 мкм, который послужил бы альтернативой непрерывному Ti:сапфировому лазеру? Во-первых, из-за неоднородности световода по длине с увеличением частотных отстроек растёт порог генерации ВОПГ. Поэтому для продвижения в коротковолновую область необходимо использовать мощную непрерывную накачку вблизи 1,02 мкм. Во-вторых, диаметр поля моды в стандартных

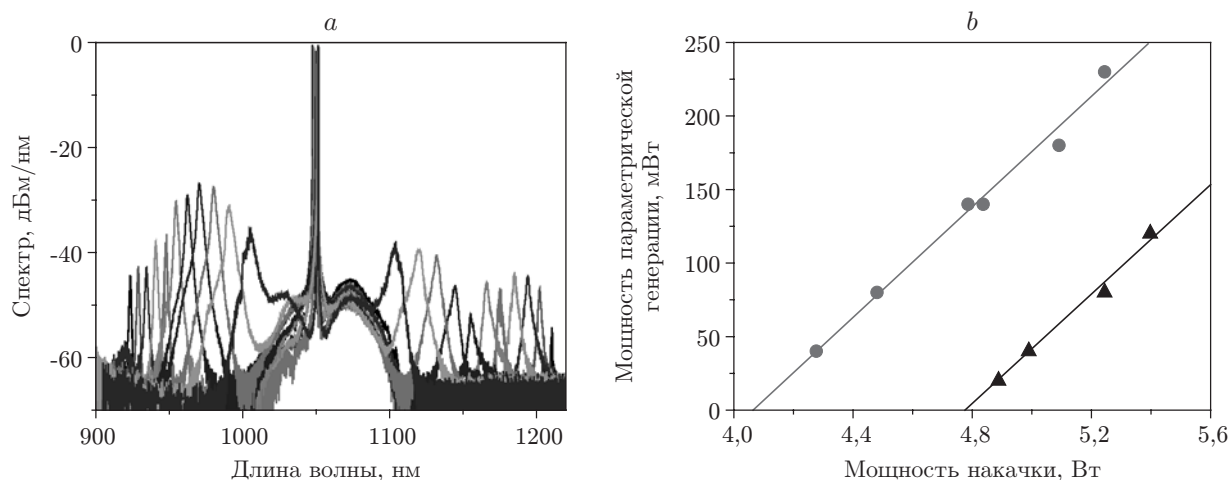


Рис. 10. Выходные характеристики ВОПГ с резонатором, оптимизированным на длину волны 1,2 мкм: *a* — спектры ВОПГ при перестройке длины волны накачки; *b* — зависимость мощности генерации ВОПГ на длине волны 0,931 мкм (треугольники) и 0,942 мкм (кружки) от мощности накачки на входе в ФКВС

волоконных световодах, из которых собран резонатор ВОПГ, меняется с длиной волны излучения, что приводит к росту потерь на сварках с ФКВС. Следовательно, эффективность параметрического преобразования уменьшится. Кроме того, для длин волн менее 0,92 мкм используемые световоды не одномодовы. Таким образом, ВОПГ, эффективно работающий вблизи 0,75 мкм, требует более однородного ФКВС, большой мощности непрерывной накачки и резонатора из специальных световодов со слабо меняющимся диаметром поля моды и длиной волны отсечки менее 0,75 мкм.

6. Применение ВОПГ. Эффективные, компактные и недорогие волоконные параметрические генераторы могут служить альтернативой уже имеющимся лазерным источникам, широко используемым в науке и промышленности. Например, импульсное излучение в видимом диапазоне с большой пиковой мощностью и большой частотой повторения имеет большую область потенциального применения в атомно-абсорбционной спектроскопии, фотодинамической терапии, томографии, конфокальной микроскопии и нелинейном преобразовании в УФ-область. Перестраиваемые оптические источники с большой средней мощностью могут быть востребованы в биофизике, сенсорах, связи. Кроме того, импульсные ВОПГ позволяют генерировать синхронные импульсы для методики "pump-probe" при определении времени жизни носителей в полупроводниках, для спектроскопического разрешения быстрых химических и биологических реакций; они могут использоваться для создания буферов хранения данных. Разработка лазеров, генерирующих в среднем ИК-диапазоне, является актуальной задачей из-за их востребованности в различных областях: в спектроскопии, при дистанционном зондировании атмосферы, в медицине и военной промышленности. Волоконные оптические параметрические генераторы, излучающие в этой спектральной области, могут стать альтернативой дорогим и сложным твердотельным квантово-каскадным лазерам и параметрическим генераторам на нелинейных кристаллах. Однако эта область исследований только начинает развиваться.

В работах [95–97] представлены перестраиваемые импульсные ВОПГ с накачкой вблизи 1,5 мкм и большой частотой сканирования. Области сканирования стоксовой и антистоксовой волн в [96] достигали 200 и 130 нм при скорости сканирования 6000 нм/с. В [97] была достигнута скорость сканирования $4 \cdot 10^6$ нм/с в диапазоне до 109 нм. Подобные лазеры могут применяться для биомедицинской визуализации, распознавания химических веществ, при опросе волоконных датчиков в режиме реального времени.

Процесс ЧВС позволяет одновременно генерировать когерентное узкополосное излучение в двух волновых диапазонах. Такой подход идеален для разработки компактных и недорогих источников для когерентной антистоксовой спектроскопии комбинационного рассеяния, где необходимы относительно небольшие средние мощности [98–101]. В работе [101] спектральное разрешение системы достигло величины 1 см^{-1} , что больше разрешения пикосекундных объёмных параметрических генераторов.

Четырёхволновое смешение в одномодовых волоконных световодах используется также для создания оптических источников коррелированных фотонных пар, которые востребованы в области обработки квантовой информации [102, 103]. Фотонные пары получают либо в волоконных световодах со смещённой дисперсией при накачке вблизи 1,5 мкм [104–106], либо в ФКВС при накачке в диапазоне до 1 мкм [62, 107–110].

В работе [111] показана потенциальная возможность применения параметрической генерации в однопроходной схеме для детектирования механического напряжения в ФКВС, что является предпосылкой для создания волоконного датчика деформации на основе параметрического процесса.

Импульсные и непрерывные ВОПГ с накачкой вблизи 1 мкм и областью перестройки от 0,9 до 1 мкм [31, 34, 93] могут служить альтернативой Ti:сапфировому лазеру с шириной линии генерации в несколько нанометров. Для создания ВОПГ с областью перестройки в

диапазоне менее 0,9 мкм необходимо использовать более однородное ФКВС и большую мощность накачки.

Заключение. Нелинейный параметрический процесс ЧВС в волоконных световодах позволяет разрабатывать перестраиваемые источники излучения, генерирующие от видимого до среднего ИК-диапазонов. Экспериментально полученные в исследовательских работах длины волн параметрической генерации варьируются от 0,5 до 3 мкм, область перестройки в отдельных случаях достигает 0,5 мкм. Эффективность параметрического преобразования при больших частотных отстройках ограничивается несколькими факторами, главный из которых — неоднородность волоконного световода по длине. Неоднородность световода особенно сильно проявляется для непрерывного ЧВС, поскольку в этом случае используются световоды длиной несколько десятков метров. Так, в однопроходной схеме для параметрических отстроек более 150 ТГц эффективность импульсного параметрического процесса достигает 35 %, непрерывного — только 0,3 %. Параметрическое преобразование с уменьшением частоты внутри резонатора ВОПГ в отдельных случаях доходит до 50 %-ной эффективности. Дифференциальная эффективность непрерывного ВОПГ, собранного в схеме с увеличением частоты, достигает 19 % для длин волн генерации менее 1 мкм.

Такие достоинства ВОПГ, как большая область перестройки, относительно высокая эффективность преобразования, хорошее качество генерируемой поперечной моды, компактность, стабильность, надёжность, делают их перспективными оптическими источниками для применения в спектроскопии, биомедицине, связи, в квантовой теории информации, детектировании и др. Кроме того, в некоторых областях они могут служить альтернативой другим лазерным источникам, например Ti:сапфировому лазеру.

Дальнейшее развитие волоконных параметрических генераторов связано с использованием новых видов оптических волоконных световодов, расширением области перестройки, увеличением эффективности параметрического преобразования, генерацией большой пиковой и средней мощностей импульсов, созданием полностью волоконных схем ВОПГ, освоением среднего ИК-диапазона. Кроме того, идёт разработка ВОПГ с заданными параметрами для применения в конкретных областях: в связи, для генерации коррелированных фотонных пар, для когерентной антистоксовой спектроскопии комбинационного рассеяния и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В.** Прикладная нелинейная оптика. М.: Физматлит, 2004. 512 с.
2. **Majid E.-Z.** Continuous-wave optical parametric oscillators // OSA Handbook of Optics. McGraw-Hill, 2010. Vol. IV: Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics. Ch. 17. P. 1–33.
3. **Dunn M. H., Ebrahimzadeh M.** Parametric generation of tunable light from continuous-wave to femtosecond pulses // Science. 1999. **286**, N 5444. P. 1513–1517.
4. **Stolen R. H., Bjorkholm J. E., Ashkin A.** Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides // Appl. Phys. Lett. 1974. **24**, N 7. P. 308–310.
5. **Stolen R. H.** Phase-matched-stimulated four-photon-mixing in silica-fiber waveguides // IEEE Journ. Quant. Electron. 1975. **11**, N 3. P. 100–103.
6. **Stolen R. H., Leibolt W. N.** Optical fiber modes using stimulated four photon mixing // Appl. Opt. 1976. **15**, N 1. P. 239–241.
7. **Angelow A. K., Kircheva P. P.** Tunable four-wave mixing in low-mode-number optical fibers // Appl. Opt. 1994. **33**, N 15. P. 3203–3208.

8. **Xu Y. Q., Murdoch S. G., Leonhardt R., Harvey J. D.** Raman-assisted continuous-wave tunable all-fiber optical parametric oscillator // *JOSA B*. 2009. **26**, N 7. P. 1351–1356.
9. **Kuo B. P., Hirano M., Radic S.** Continuous-wave, short-wavelength infrared mixer using dispersion-stabilized highly-nonlinear fiber // *Opt. Express*. 2012. **20**, N 16. P. 18422–18431.
10. **Wong G. K. L., Murdoch S. G., Leonhardt R., Harvey J. D.** High-conversion-efficiency widely-tunable all-fiber optical parametric oscillator // *Opt. Express*. 2007. **15**, N 6. P. 2947–2952.
11. **Zhou Y., Cheung K. K. Y., Yang S. et al.** Widely tunable picosecond optical parametric oscillator using highly nonlinear fiber // *Opt. Lett.* 2009. **34**, N 7. P. 989–991.
12. **Gershikov A., Shumakher E., Willinger A., Eisenstein G.** Fiber parametric oscillator for the 2 μm wavelength range based on narrowband optical parametric amplification // *Opt. Lett.* 2010. **35**, N 19. P. 3198–3200.
13. **De Matos C. J. S., Taylor J. R.** Continuous-wave, totally fiber integrated optical parametric oscillator using holey fiber // *Opt. Lett.* 2004. **29**, N 9. P. 983–985.
14. **Serkland D. K., Kumar P.** Tunable fiber-optic parametric oscillator // *Opt. Lett.* 1999. **24**, N 2. P. 92–94.
15. **Suzuki K., Nakazawa M.** Parametric soliton laser // *Opt. Lett.* 1989. **14**, N 6. P. 320–322.
16. **Xu Y. Q., Murdoch S. G.** High conversion efficiency fiber optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* 2011. **36**, N 21. P. 4266–4268.
17. **Xu Y. Q., Mak K. F., Murdoch S. G.** Multiwatt level output powers from a tunable fiber optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* 2011. **36**, N 11. P. 1966–1968.
18. **Marhic M. E., Wong K. K.-Y., Kazovsky L. G.** Continuous-wave fiber optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* 2002. **27**, N 16. P. 1439–1441.
19. **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 // *Proc. of the Conference ECOC'05*. Glasgow, UK, 2005. Vol. 1. P. 47–48.
20. **Zhou Y., Cheung K. K. Y., Yang S. et al.** Ultra-widely tunable, narrow linewidth picosecond fiber-optical parametric oscillator // *IEEE Photon. Tech. Lett.* 2010. **22**, N 23. P. 1756–1758.
21. **Malik R., Marhic M. E.** Tunable continuous-wave fiber optical parametric oscillator with 1-W output power // *Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference*. OSA Technical Digest. 2010. Paper JWA18.
22. **Knight J. C.** Photonic crystal fibres // *Nature*. 2003. **424**. P. 847–851.
23. **Knight J. C., Skryabin D. V.** Nonlinear waveguide optics and photonic crystal fibers // *Opt. Express*. 2007. **15**, N 23. P. 15367–15376.
24. **Saitoh K., Koshiba M., Mortensen N. A.** Nonlinear photonic crystal fibres: pushing the zero-dispersion towards the visible // *New Journ. Phys.* 2006. **8**, N 207. P. 1–9.
25. **Wong G. K. L., Xu Y. Q., Murdoch S. G. et al.** An all-fiber widely-tunable photonic crystal fiber optical parametric oscillator // *Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference*. OSA Technical Digest. 2008. Paper OML2.
26. **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. **28**, N 22. P. 2225–2227.
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. **15**, N 4. P. 1474–1479.
28. **Sharping J. E., Fiorentino M., Kumar P., Windeler R. S.** Optical parametric oscillator based on four-wave mixing in microstructure fiber // *Opt. Lett.* 2002. **27**, N 19. P. 1675–1677.
29. **Xu Y. Q., Murdoch S. G., Leonhardt R., Harvey J. D.** Widely tunable photonic crystal fiber Fabry—Perot optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* 2008. **33**, N 12. P. 1351–1353.

30. **Harvey J. D., Leonhardt R., Wong K. L. G. et al.** Scalar modulation instability near zero GVD using a PCF // *Nonlinear Guided Waves and Their Applications*. OSA Technical Digest. 2004. Paper WC5.
31. **Gu C., Goulart C., Sharping J. E.** Cross-phase-modulation-induced spectral effects in high-efficiency picosecond fiber optical parametric oscillators // *Opt. Lett.* 2011. **36**, N 8. P. 1488–1490.
32. **Murray R. T., Kelleher E. J. R., Popov S. V. et al.** Synchronously pumped photonic crystal fiber-based optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* 2012. **37**, N 15. P. 3156–3158.
33. **Gu C., Wei H., Chen S. et al.** Fiber optical parametric oscillator for sub-50 fs pulse generation: optimization of fiber length // *Opt. Lett.* 2012. **35**, N 20. P. 3516–3518.
34. **Deng Y., Lin Q., Lu F. et al.** Broadly tunable femtosecond parametric oscillator using a photonic crystal fiber // *Opt. Lett.* 2005. **30**, N 10. P. 1234–1236.
35. **Cook K., Xiong C., Wadsworth W. J.** Enhanced four-wave mixing and parametric oscillation in photonic crystal fibre // *Journ. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2007. **9**, N 1105. P. 1095–1099.
36. **Van der Westhuizen G., Nilsson J.** Fiber optical parametric oscillator for large frequency-shift wavelength conversion // *IEEE Journ. Quant. Electron.* 2011. **47**, N 11. P. 1396–1403.
37. **Sharping J. E.** Microstructure fiber based optical parametric oscillators // *Journ. Lightwave Technol.* 2008. **26**, N 14. P. 2184–2191.
38. **Wong G. K. L., Chen A. Y. H., Murdoch S. G. et al.** Continuous-wave tunable optical parametric generation in a photonic-crystal fiber // *JOSA B.* 2005. **22**, N 11. P. 2505–2511.
39. **Chen J. S. Y., Murdoch S. G., Leonhardt R., Harvey J. D.** Effect of dispersion fluctuations on widely tunable optical parametric amplification in photonic crystal fibers // *Opt. Express.* 2006. **14**, N 20. P. 9491–9501.
40. **Karlsson M.** Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength // *JOSA B.* 1998. **15**, N 8. P. 2269–2275.
41. **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 // *Opt. Eng.* 2009. **48**, N 8. 085001.
42. **Luo Z., Zhong W.-D., Tang M. et al.** Fiber-optic parametric amplifier and oscillator based on intracavity parametric pump technique // *Opt. Lett.* 2009. **34**, N 2. P. 214–216.
43. **Zhou Y., Chui P. C., Wong K. K. Y.** Widely-tunable continuous-wave single-longitudinal-mode fiber optical parametric oscillator // *Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference*. OSA Technical Digest. 2011. Paper OWL3.
44. **Svane A. S., Lund-Hansen T., Rishoj L. S., Rottwitt K.** Wavelength conversion by cascaded FWM in a fiber optical parametric oscillator // *Ibid.* Paper JThA014.
45. **Agrawal G. P.** *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego, USA: Academic Press, 2001. 467 p.
46. **Stolen R. H., Bjorkholm J. E.** Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers // *IEEE Journ. Quant. Electron.* 1982. **18**, N 7. P. 1062–1072.
47. **Golovchenko E. A., Pilipetskii A. N.** Unified analysis of four-photon mixing, modulational instability, and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers // *JOSA B.* 1994. **11**, N 1. P. 92–101.
48. **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 // *JOSA B.* 2012. **29**, N 8. P. 1959–1967.
49. **Jain R. K., Stenersen K.** Phase-matched four-photon mixing processes in birefringent fibers // *Appl. Phys. B.* 1984. **35**, N 2. P. 49–57.

50. **Lantz E., Gindre D., Maillotte H., Monneret J.** Phase matching for parametric amplification in a single-mode birefringent fiber: influence of the non-phase-matched waves // *JOSA B*. 1997. **14**, N 1. P. 116–125.
51. **Yang T., Gao P.** Stimulated four-photon mixing with crossed pump dividing in an optical fiber // *Opt. Lett.* 1990. **15**, N 18. P. 1002–1004.
52. **Murdoch S. G., Leonhardt R., Harvey J. D., Kennedy T. A. B.** Quasi-phase matching in an optical fiber with periodic birefringence // *JOSA B*. 1997. **14**, N 7. P. 1816–1822.
53. **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. **22**, N 8. P. 510–512.
54. **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. **26**, N 15. P. 2974–2978.
55. **Chee J. K., Liu J. M.** Raman-assisted parametric frequency and polarization conversion in a birefringent fiber // *Opt. Lett.* 1989. **14**, N 15. P. 820–822.
56. **Stolen R. H., Bosch M. A., Lin C.** Phase matching in birefringent fibers // *Opt. Lett.* 1981. **6**, N 5. P. 213–215.
57. **Shibata N., Tsubokawa M., Ohashi M. et al.** Birefringence and polarization mode dispersion in a coil of a single-mode fiber // *JOSA A*. 1986. **3**, N 11. P. 1935–1940.
58. **Ohashi M., Kitayama K., Shibata N., Seikai S.** Frequency tuning of a Stokes wave for stimulated four-photon mixing by temperature-induced birefringence change // *Opt. Lett.* 1985. **10**, N 2. P. 77–79.
59. **Kitayama K., Ohashi M.** Frequency tuning for stimulated four-photon mixing by bending-induced birefringence in a single-mode fiber // *Appl. Phys. Lett.* 1982. **41**, N 7. P. 619–621.
60. **Shibata N., Ohashi M., Kitayama K., Seikai S.** Evaluation of bending-induced birefringence based on stimulated four-photon mixing // *Opt. Lett.* 1985. **10**, N 3. P. 154–156.
61. **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. **41**, N 4. P. 322–324.
62. **Clark A., Bell B., Fulconis J. et al.** Intrinsically narrowband pair photon generation in microstructured fibres // *New Journ. Phys.* 2011. **13**, N 6. 065009.
63. **Kruhlak R. J., Wong G. K. L., Chen J. S. Y. et al.** Polarization modulation instability in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* 2006. **31**, N 10. P. 1379–1381.
64. **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. **26**, N 8. 084201.
65. **Chen J. S. Y., Wong G. K. L., Murdoch S. G. et al.** Cross-phase modulation instability in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* 2006. **31**, N 7. P. 873–875.
66. **Злобина Е. А., Каблуков С. И., Бабин С. А.** Непрерывная параметрическая генерация в волоконном световоде с сохранением поляризации // *Квантовая электроника*. 2011. **41**, № 9. С. 794–800.
67. **Schulz R., Harde H.** Pulse generation in birefringent optical fibers by four-wave mixing and Raman scattering // *JOSA B*. 1995. **12**, N 7. P. 1279–1286.
68. **Margulis W., Osterberg U.** Four-photon fiber laser // *Opt. Lett.* 1987. **12**, N 7. P. 519–521.
69. **Злобина Е. А., Каблуков С. И., Бабин С. А.** Волоконный оптический параметрический генератор на основе волокна с сохранением поляризации // Спецвыпуск «Фотон-экспресс» – Наука»: Матер. 3-й Всерос. науч. конф. по волоконной оптике. 2011. № 6. С. 99–100.
70. **Abedin K. S., Gopinath J. T., Ippen E. P. et al.** Highly nondegenerate femtosecond four-wave mixing in tapered microstructure fiber // *Appl. Phys. Lett.* 2002. **81**, N 18. P. 1384–1386.

71. **Tu H., Jiang Z., Marks D. L., Boppar S. A.** Intermodal four-wave mixing from femtosecond pulse-pumped photonic crystal fiber // *Appl. Phys. Lett.* 2009. **94**, Is. 10. 101109.
72. **Jiang R., Saperstein R. E., Alic N. et al.** Continuous-wave band translation between the near-infrared and visible spectral ranges // *Journ. Lightwave Technol.* 2007. **25**, N 1. P. 58–66.
73. **Yan P. G., Li Y. G., Ding L. et al.** Highly efficient anti-Stokes generation in irregularly multicore microstructure fiber with double zero dispersion wavelengths // *Microw. Opt. Tech. Lett.* 2006. **48**, N 2. P. 389–393.
74. **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. **12**, N 17. P. 4113–4122.
75. **Wong G. K. L., Chen A. Y. H., Ha S. W. et al.** Characterization of chromatic dispersion in photonic crystal fibers using scalar modulation instability // *Opt. Express.* 2005. **13**, N 21. P. 8662–8670.
76. **Akimov D. A., Serebryannikov E. E., Zheltikov A. M. et al.** Efficient anti-Stokes generation through phase-matched four-wave mixing in higher-order modes of a microstructure fiber // *Opt. Lett.* 2003. **28**, N 20. P. 1948–1950.
77. **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. **30**, N 7. P. 762–764.
78. **Sharping J. E., Fiorentino M., Coker A. et al.** Four-wave mixing in microstructure fiber // *Opt. Lett.* 2001. **26**, N 14. P. 1048–1050.
79. **Wong G. K. L., Chen A. Y. H., Murdoch S. G. et al.** Tunable CW optical parametric generation using a photonic crystal fiber // *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications Systems Technologies. OSA Technical Digest.* 2005. Paper CTuJ4.
80. **Яценко Ю. П., Левченко А. Е., Пряников А. Д. и др.** Четырехволновое смешение в двухслойных микроструктурированных световодах // *Квантовая электроника.* 2005. **35**, № 8. С. 715–719.
81. **Курков А. С., Дианов Е. М.** Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // *Квантовая электроника.* 2004. **34**, № 10. С. 881–900.
82. **Sharping J. E., Pailo C., Gu C. et al.** Microstructure fiber optical parametric oscillator with femtosecond output in the 1200 to 1350 nm wavelength range // *Opt. Express.* 2010. **18**, N 4. P. 3911–3916.
83. **Wadsworth W. J., Joly N., Knight J. C. et al.** Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres // *Opt. Express.* 2004. **12**, N 2. P. 299–309.
84. **Lavoute L., Knight J. C., Dupriez P., Wadsworth W. J.** High power red and near-IR generation using four wave mixing in all integrated fibre laser systems // *Opt. Express.* 2010. **18**, N 15. P. 16193–16205.
85. **Jauregui C., Steinmetz A., Limpert J., Tunnermann A.** High-power efficient generation of visible and mid-infrared radiation exploiting four-wave mixing in optical fibers // *Opt. Express.* 2012. **20**, N 22. P. 24957–24965.
86. **Yatsenko Y. P., Kosolapov A. F., Levchenko A. E. et al.** Broadband wavelength conversion in a germanosilicate-core photonic crystal fiber // *Opt. Lett.* 2009. **34**, N 17. P. 2581–2583.
87. **Tombelaine V., Labruyère A., Kobelke J. et al.** Nonlinear photonic crystal fiber with a structured multi-component glass core for four-wave mixing and supercontinuum generation // *Opt. Express.* 2008. **17**, N 18. P. 15392–15401.

88. **Herzog A., Shamir A., Ishaaya A. A.** Wavelength conversion of nanosecond pulses to the mid-IR in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* 2012. **37**, N 1. P. 82–84.
89. **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. **34**, N 22. P. 3499–3501.
90. **Jauregui C., Steinmetz A., Nodop D. et al.** All-fiber parametric generation of sub-100 ps pulses at 650 nm with 9 Watt average power // *Lasers, Sources, and Related Photonic Devices. OSA Technical Digest.* 2012. Paper AT1A.7.
91. **Cheng H., Luo Z., Ye C. et al.** Numerical modeling of mid-infrared fiber optical parametric oscillator based on the degenerated FWM of tellurite photonic crystal fiber // *Appl. Opt.* 2013. **52**, N 3. P. 525–529.
92. **Barh A., Ghosh S., Varshney R. K., Pal B. P.** Design of an efficient mid-wave IR fiber optic light source // *International Conference on Fibre Optics and Photonics. OSA Technical Digest.* 2012. Paper TPO.35.
93. **Zlobina E. A., Kablukov S. I., Babin S. A.** Tunable CW all-fiber optical parametric oscillator operating below 1 μm // *Opt. Express.* 2013. **21**, N 6. P. 6777–6782.
94. **Li S., Liu H., Huang N., Sun Q., Li X.** High efficiency terahertz-wave photonic crystal fiber optical parametric oscillator // *Appl. Opt.* 2012. **51**, N 22. P. 5579–5584.
95. **Leonhardt R., Biedermann B. R., Wieser W., Huber R.** Nonlinear optical frequency conversion of an amplified Fourier Domain Mode Locked (FDML) laser // *Opt. Express.* 2009. **17**, N 19. P. 16801–16808.
96. **Kuo B. P.-P., Alic N., Wysocki P. F., Radic S.** Simultaneous wavelength-swept generation in NIR and SWIR bands over combined 329-nm band using swept-pump fiber optical parametric oscillator // *Journ. Lightwave Technol.* 2011. **29**, N 4. P. 410–416.
97. **Zhou Y., Cheung K. K. Y., Li Q. et al.** Fast and wide tuning wavelength-swept source based on dispersion-tuned fiber optical parametric oscillator // *Opt. Lett.* 2010. **35**, N 14. P. 2427–2429.
98. **Jun C. S., Kim B. Y., Park J. H. et al.** Investigation of a four-wave mixing signal generated in fiber-delivered CARS microscopy // *Appl. Opt.* 2010. **49**, N 20. P. 3916–3921.
99. **Gottschall T., Baumgartl M., Sagnier A. et al.** Fiber-based source for multiplex-CARS microscopy based on degenerate four-wave mixing // *Opt. Express.* 2012. **20**, N 11. P. 12004–12013.
100. **Lefrancois S., Fu D., Holtom G. R. et al.** Fiber four-wave mixing source for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy // *Opt. Lett.* 2012. **37**, N 10. P. 1652–1654.
101. **Chemnitz M., Baumgartl M., Meyer T. et al.** Widely tuneable fiber optical parametric amplifier for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy // *Opt. Express.* 2012. **20**, N 24. P. 26583–26595.
102. **Wang L. J., Hong C. K., Friberg S. R.** Generation of correlated photons via four-wave mixing in optical fibres // *Journ. Opt. B: Quant. Semiclass. Opt.* 2001. **3**, N 5. P. 346–352.
103. **Garay-Palmett K., McGuinness H. J., Cohen O. et al.** Photon pair-state preparation with tailored spectral properties by spontaneous four-wave mixing in photonic-crystal fiber // *Opt. Express.* 2007. **15**, N 22. P. 14870–14886.
104. **Fiorentino M., Voss P. L., Sharping J. E., Kumar P.** All-fiber photon-pair source for quantum communications // *IEEE Photon. Tech. Lett.* 2002. **14**, N 7. P. 983–985.
105. **Li X., Chen J., Voss P. et al.** All-fiber photon-pair source for quantum communications: Improved generation of correlated photons // *Opt. Express.* 2004. **12**, N 16. P. 3737–3744.
106. **Li X., Voss P. L., Sharping J. E., Kumar P.** Optical-fiber source of polarization-entangled photons in the 1550 nm telecom band // *Phys. Rev. Lett.* 2005. **94**, Is. 5. 053601.

107. **Sharping J., Chen J., Li X. et al.** Quantum-correlated twin photons from microstructure fiber // Opt. Express. 2004. **12**, N 14. P. 3086–3094.
108. **Fulconis J., Alibart O., Wadsworth W. et al.** High brightness single mode source of correlated photon pairs using a photonic crystal fiber // Opt. Express. 2005. **13**, N 19. P. 7572–7582.
109. **Alibart O., Fulconis J., Wong G. K. L. et al.** Photon pair generation using four-wave mixing in a microstructured fibre: theory versus experiment // New Journ. Phys. 2006. **8**, N 67. P. 1–20.
110. **Smith B. J., Mahou P., Cohen O. et al.** Photon pair generation in birefringent optical fibers // Opt. Express. 2009. **17**, N 26. P. 23589–23602.
111. **Gu B., Yuan W., Frosz M. H. et al.** Nonlinear fiber-optic strain sensor based on four-wave mixing in microstructured optical fiber // Opt. Lett. 2012. **37**, N 5. P. 794–796.

Поступила в редакцию 17 апреля 2013 г.
