

## ПРИГЛАШЕННАЯ СТАТЬЯ

PACS 42.55.Wd; 42.55.Px; 42.55.Ye; 42.65.Dr; 42.60.Da; 42.60.Fc

# Волоконные нелинейно-оптические устройства с накачкой полупроводниковыми дисковыми лазерами

А.Ю.Чаморовский, О.Г.Охотников

*Предложено использовать полупроводниковые дисковые лазеры в качестве источников накачки в волоконных лазерных устройствах на основе эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). К достоинствам дисковых лазеров относятся малая относительная интенсивность шума (менее –150 дБ/Гц), возможность генерации сигнала с мощностью порядка нескольких ватт и дифракционное качество выходного пучка, обеспечивающее эффективность ввода излучения в одномодовый световод 70%–90%. Такой подход позволил реализовать малошумящие волоконные усилители для спектрального диапазона 1.3 мкм. С целью увеличения эффективности усилителя предложена схема гибридного усилителя, в котором наряду с активным кварцевым световодом, легированным висмутом, используется ВКР. Экспериментально показана возможность создания пикосекундных волоконных лазеров в режиме синхронизации мод, работающих в условиях нормальной и аномальной дисперсии. Волоконный лазер на длине волны 1.38 мкм в режиме нормальной дисперсии генерировал импульсы длительностью 1.97 пс. Накачка осуществлялась с помощью полупроводникового дискового лазера, работающего на длине волны 1.29 мкм. Предложена схема импульсного лазера с рабочей длиной волны 1.6 мкм и длительностью импульса 2.7 пс на основе ВКР, в котором источником накачки служит полупроводниковый дисковый лазер, излучающий на длине волны 1.48 мкм. С помощью излучения пикосекундного полупроводникового дискового лазера, усиленного эрбиевым волоконным усилителем, получена генерация сверхширокого оптического спектра в диапазоне 1.35–2 мкм со средней мощностью 3.5 Вт.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый дисковый лазер, волоконные лазеры и усилители, полупроводниковое насыщающееся зеркало, генерация коротких импульсов, вынужденное комбинационное рассеяние, генерация суперконтинуума

## 1. Введение

Эффективная работа волоконных лазерных устройств на основе нелинейно-оптических явлений в значительной мере зависит от плотности энергии излучения накачки. Характерный пример таких устройств – лазеры и усилители на основе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в оптических световодах. Плотность оптической энергии в сердцевине является в этих лазерах основным параметром, определяющим эффективность нелинейно-оптического преобразования.

Целью настоящей работы является демонстрация достоинств оптической накачки с помощью относительно нового типа лазеров – полупроводниковых дисковых лазеров, известных также как вертикально-излучающие лазеры с внешним резонатором, которые способны генерировать излучение многоваттной мощности при дифракционно-ограниченном качестве пучка [1]. Эти свойства позволяют вводить излучение большой мощности в сердцевину волоконных световодов с эффективностью, превышающей значения, полученные с другими типами полупроводниковых и твердотельных лазеров. Кроме того, гибкость в выборе рабочей длины волны, характерная для полупроводниковых устройств, и низкие шумовые характеристики полупроводниковых дисковых лазеров дают

уникальную возможность создания волоконно-оптических усилителей нового поколения. В рамках настоящей работы экспериментально продемонстрированы преимущества использования оптической накачки на основе полупроводниковых дисковых лазеров в волоконных усилителях и лазерах на основе нелинейно-оптических эффектов. Представлены результаты экспериментов по генерации пикосекундных импульсов с помощью волоконных лазеров на основе ВКР в режиме пассивной синхронизации мод, а также продемонстрирована возможность создания генератора сверхширокого оптического спектра на основе пикосекундного полупроводникового дискового лазера.

## 2. Волоконные ВКР-устройства

Комбинационное рассеяние света было открыто в 1928 г. Л.И.Мандельштамом и Г.С.Ландсбергом при изучении кристаллов [2]. Одновременно с ними этот же эффект в жидкостях наблюдали К.Кришнан и Ч.Раман [3]. Явление ВКР впервые было обнаружено в рубиновом лазере в 1964 г. [4], а ВКР в волоконном световоде впервые продемонстрировано Р.Столеном и Э.Иппеном в 1973 г. [5].

Множество научных исследований в 80-х годах прошлого века в области волоконной оптики было связано с ВКР [6]. В 1984 г. Л.Молленауэр предложил использовать ВКР-усиление в световодах для генерации ультракоротких импульсов [7], а в 1986 г. этот нелинейный эффект был впервые использован для усиления импульсного сигнала в волоконных системах передачи информации [8]. Тогда же были описаны особенности применения ВКР в волоконных лазерах. Относительно широкая полоса усиления

A. Yu. Chamorovskiy, O. G. Okhotnikov. Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology, Finland, P.O. Box 692, FIN 33101, e-mail: alexander.chamorovskiy@tut.fi

ВКР (около 5 ТГц для кварцевого волокна) поддерживает генерацию импульсов фемтосекундной длительности. Сам же спектр усиления напрямую зависит от длины волны излучения накачки, что позволяет создавать лазерные системы на самых разных длинах волн.

В конце 1980-х годов интерес к ВКР-источникам уменьшился из-за широкого применения активных световодов, легированных редкоземельными элементами. Из-за низкого коэффициента рамановского усиления (десятки милливатт на каждый децибел усиления) ВКР-лазерам и усилителям необходимы довольно мощные источники накачки, тогда как для эрбиевого активного световода это всего лишь десятки доли милливатта [6]. Остро стоял вопрос и о доступности источников со специфическими длинами волн, необходимыми для накачки ВКР-устройств. Напротив, эрбиевые и иттербиевые волоконные генераторы излучения в короткое время стали коммерчески успешными продуктами.

С появлением доступных мощных полупроводниковых и волоконных источников накачки к середине 1990-х годов возникла вторая волна интереса к эффекту ВКР в световодах [9–11]. В настоящее время волоконные ВКР-усилители широко применяются в волоконных телекоммуникациях [12, 13]. Они вносят меньше шума и нелинейных искажений в передаваемый сигнал по сравнению с эрбиевыми усилителями [14]. ВКР-усилители применяются практически во всех сверхдлинных (более 300 км) линиях волоконной связи [15]. Дальнейшее развитие ВКР-лазеров стало возможным также благодаря улучшению качества кварцевых оптических волокон, что привело к снижению порога их генерации на несколько порядков – с сотен ватт до сотен милливатт [16], а совершенствование технологии записи брэгговских решёток в световодах позволило создавать и цельноволокonné ВКР-источники, и многокаскадные ВКР системы [17].

Волоконные ВКР-лазеры могут использоваться в качестве источников оптической накачки для эрбиевых и тулиевых волоконных лазеров [16, 18], а также для генерации второй гармоники или в иных нелинейно-оптических устройствах [19, 20], в космической связи и метрологии [21]. Принципиальное достоинство ВКР-лазеров в том, что они могут генерировать на длинах волн, недоступных для источников на основе редкоземельных или полупроводниковых сред. При определённых условиях ВКР-источники могут весьма эффективно преобразовывать излучение накачки (максимальная эффективность на сегодня составляет 84.2% [22]).

Как отмечалось выше, отличительной особенностью волоконных ВКР-лазеров и усилителей является необходимость их накачки в сердцевину одномодового световода. Следует отметить, что, тем не менее, продолжаются эксперименты с использованием ВКР-световодов с двойной оболочкой. Так, описан ВКР-лазер мощностью 100 Вт на длине волны 1120 нм с накачкой иттербиевым многомодовым волоконным лазером [23]. Однако эффективность генерации ВКР-сигнала была относительно низка по сравнению со случаем одномодовой накачки [24, 25]. Более того, качество выходного пучка таких источников с ростом мощности излучения значительно ухудшалось. Поэтому источник накачки ВКР-устройств должен быть не только мощным (от сотен милливатт для усилителей до десятков ватт для лазеров), но и одномодовым (для эффективного ввода излучения в световод). Источник накачки должен также обладать как можно лучшими шумо-

выми характеристиками из-за сильного взаимодействия сигнала и накачки в ВКР-устройствах [26].

**2.1. ВКР в волоконно-оптических световодах**

Усиление с помощью ВКР может быть получено во всём спектральном диапазоне окна прозрачности кварцевых оптических волокон (от 0.3 до 2.2 мкм) [27, 28]. При этом длина волны генерации непосредственно зависит от длины волны излучения накачки. Пик ВКР-усиления определяется только частотой оптических фононов и длиной волны накачки (рис.1,а) [13, 29]. ВКР-усиление в волокне в приближении малого сигнала может быть описано следующим соотношением [13]:

$$G_R = \exp\left(\frac{g_R P_0 L_{eff}}{k A_{eff}}\right). \tag{1}$$

Здесь  $P_0$  – мощность оптической накачки;  $g_R$  – коэффициент ВКР-усиления для данной среды ( $g_R \approx 10^{-13}$  м/Вт для кварца);  $L_{eff}$  – эффективная длина взаимодействия;  $A_{eff}$  – эффективная площадь моды;  $k$  – коэффициент, зависящий от взаимной поляризации накачки и сигнала (для случайно поляризованных пучков  $k = 2$ ). Особенностью ВКР-усиления является относительно равномерная и широкая полоса усиления (около 5 ТГц, рис.1,б) [13]. Использование нескольких источников накачки с различными длинами волн позволит ещё более расширить полосу усиления, а также контролировать её равномерность. ВКР-усиление не зависит от направления распространения накачки в резонаторе, что дает возможность создавать лазеры и усилители различных конфигураций в зависимости от желаемых параметров системы [15]. Немаловажно, что ВКР-усиление зависит от относительных поляризаций излучения накачки и сигнала, причём наиболее эффективное преобразование накачки в ВКР-сигнал происходит при их со-

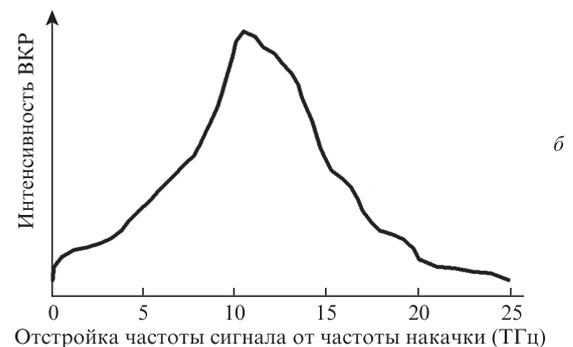
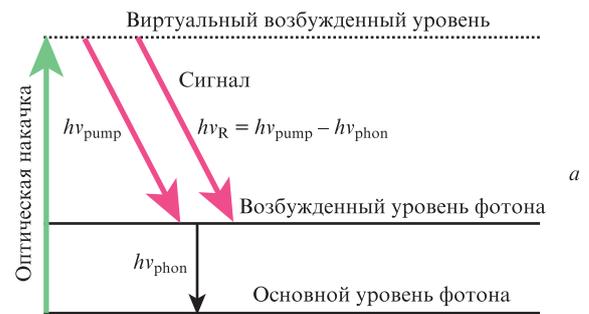


Рис.1. Принцип комбинационного рассеяния света (а) и спектр ВКР-усиления в кварце (б).

впадении [29]. Этот факт накладывает дополнительные условия на выбор источника оптической накачки ВКР.

Поскольку ВКР – это нелинейный процесс с фемтосекундным временем отклика [30], флуктуации излучения накачки вносят значительный вклад в шумы усиленного сигнала. Обычно в оптоволоконных системах связи используются недорогие диодные лазеры, которые обладают значительным уровнем шума. Для минимизации его влияния на сигнал применяют схему ВКР-усилителя, в которой сигнал и накачка распространяются во встречных направлениях [15]. Однако такая схема не позволяет обеспечить максимальные рабочие характеристики оптоволоконной линии передачи информации.

## 2.2. Волоконные ВКР-усилители

Правильный выбор источника накачки волоконного ВКР-усилителя чрезвычайно важен, поскольку любые флуктуации излучения накачки немедленно передаются сигнальному излучению, ухудшая отношение сигнал/шум. Так, относительная интенсивность шума (ОИШ, или RIN) сигнала может оказаться даже выше, чем у источника накачки. Однако если длина взаимодействия накачки и сигнала достаточно велика (более нескольких километров), то происходит эффективное усреднение шума и даже возможно его частичное подавление (рис.2). Механизмы этого взаимодействия зависят от взаимного направления распространения сигнала и накачки [26].

Если сигнал и накачка противонаправлены, шумы будут испытывать воздействие, схожее с работой низкочастотного фильтра. Высокочастотные (МГц) шумы накачки

будут эффективно усредняться за счёт задержки между сигналом и накачкой и большой длины взаимодействия. При этом эффективное усиление сигнала изменится незначительно. Низкочастотные (кГц) шумы интенсивности приводят к медленным, но заметным изменениям ВКР-усиления, т. к. они будут передаваться сигналу через флуктуации усиления. Но если период флуктуаций шумов накачки  $\tau_{fl}$  больше времени распространения сигнала на заданной длине  $L_{eff}$ ,

$$\tau_{fl} \geq nL_{eff}/c \quad (2)$$

( $n$  – показатель преломления,  $c$  – скорость света), эффективное усреднение шумов накачки будет происходить и на низких частотах [13, 26, 31].

В случае однонаправленного распространения сигнала и накачки усреднение шумов будет происходить вследствие различия скоростей распространения излучения, обусловленного хроматической дисперсией световода. Чем больше дисперсия световода, тем сильнее усреднение шумов. При этом эффективность усреднения растёт с частотой флуктуаций накачки (рис.2).

Требования к шумам накачки в современных телекоммуникационных сетях зависят от схемы усилителя. Для конфигураций с противонаправленными сигналом и накачкой ОИШ источника накачки не должна превышать  $-90$  дБ/Гц, а для конфигураций с однонаправленным распространением она должна составлять не более  $-120$  дБ/Гц [15, 32]. Поэтому в настоящее время усилители в конфигурации с противонаправленными сигналом и накачкой используют куда чаще из-за менее жестких требований к шумам накачки. Преимуществом усилителей с попутным распространением сигнала и накачки является их способность эффективнее работать с меньшей интенсивностью входного сигнала и обеспечивать лучшую работу широкополосных дискретных ВКР-усилителей [31, 33]. Практически весьма важно, что они позволяют сократить эксплуатационные издержки, поскольку допускают значительно большие расстояния между усилителями в сверхдлинных подводных волоконно-оптических линиях связи [34]. Однако критическим условием для их реализации является создание малошумящих источников накачки.

## 2.3. Волоконные ВКР-лазеры в режиме синхронизации мод

Оптические источники на основе ВКР представляют интерес и для генерации коротких и ультракоротких импульсов. Относительно широкая полоса усиления и малое время отклика ВКР позволяют генерировать импульсы фемтосекундной длительности [35]. Однако пока волоконные ВКР-лазеры коротких импульсов по своим характеристикам уступают аналогам на основе редкоземельных активных волокон [36–41].

В табл.1 приведены основные результаты, полученные для волоконных ВКР-лазеров в режиме синхронизации мод. В работе [37] режим пассивной синхронизации мод получен в кольцевом волоконном резонаторе со спектральной селекцией мод с помощью волоконной брэгговской решётки. Лазер генерировал фемтосекундные импульсы со средней мощностью  $400$  мВт и высокой частотой следования ( $100$  ГГц), которая ограничивала энергию импульса величиной  $0.04$  нДж. Синхронизация мод на основе нелинейного кольцевого волоконного зеркала в резонаторе в виде восьмерки была продемонстрирована в [38].

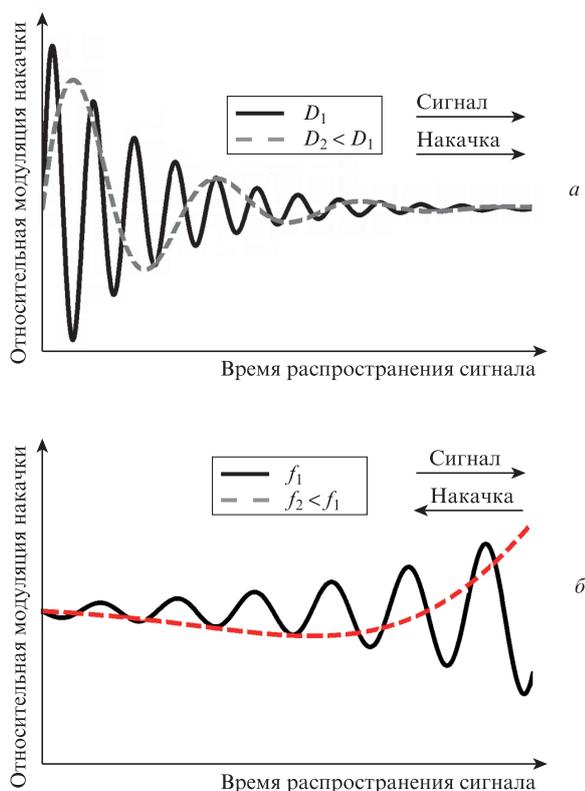


Рис.2. Флуктуации накачки, которые испытывает сигнал, в случае сонаправленного распространения и при различающихся дисперсиях световодов  $D_1$  и  $D_2$  ( $D_1 > D_2$ ) (частота флуктуаций постоянна) (а) и встречного распространения при различных частотах  $f_1$  и  $f_2$  ( $f_1 > f_2$ ) флуктуаций накачки (б) [26].

Табл. 1. Результаты, полученные для волоконных ВКР-лазеров в режиме пассивной синхронизации мод.

| Тип лазера   | Тип оптической накачки  | Длина и нелинейный коэффициент световода $\gamma$        | Рабочая длина волны (нм) | Максимальная длительность импульса | Средняя мощность, частота следования | Литература |
|--|---|--|--------------------------|------------------------------------|--------------------------------------|------------|
| Кольцевой резонатор на основе диссипативного четырехволнового смещения | Непрерывный ВКР-лазер, 1450 нм, 4.5 Вт                                      | 1 км,<br>$14 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$       | 1550                     | 600 фс                             | 430 мВт,<br>100 ГГц                  | [37]       |
| Резонатор в виде восьмерки   | Непрерывные ВКР-лазеры, 1257 нм, 5.2 Вт<br>1316 нм, 5 Вт<br>1455 нм, 3.1 Вт | 2–4.5 км,<br>$0.9 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$  | 1330<br>1410<br>1570     | 500 фс<br>860 фс<br>440 фс         | 10 мВт<br>1 мВт                      | [38]       |
| Кольцевой резонатор с нелинейным усиливающим зеркалом                  | Непрерывный ВКР-лазер, 1435 нм, 1.5 Вт                                      | 2.4 км,<br>$5.7 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$    | 1534                     | 6 пс                               | 1.25 мВт,<br>64 кГц                  | [39]       |
| Кольцевой резонатор с НП на основе углеродных нанотрубок               | Непрерывный эрбиевый волоконный лазер, 1555 нм, 15 Вт                       | 100 м,<br>$2.5 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$     | 1665                     | 2 пс                               | 5 мВт                                | [40]       |
| Кольцевой резонатор с НП на основе четырехслойного графена             | Непрерывный ВКР-лазер, 1450 нм, 5 Вт  | 100–200 м,<br>$2.5 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ | 1550                     | 350 пс                             | 8.5 мВт,<br>332.5 МГц                | [41]       |

Генерация излучения, зависящая исключительно от длины волны накачки, была получена на длинах волн 1.33, 1.41 и 1.57 мкм. Длительность импульсов при этом изменялась от 440 до 860 фс. К сожалению, лазер обладал довольно низкой эффективностью (средняя мощность сигнала составляла лишь 10 мВт при мощности накачки 5.2 Вт) и имел высокую чувствительность к внешним флуктуациям. В работе [39] для генерации пикосекундных импульсов был использован кольцевой резонатор с нелинейным эрбиевым волоконным зеркалом в качестве насыщающегося поглотителя (НП). Источником излучения накачки служил непрерывный волоконный ВКР-лазер. Были получены импульсы параболической формы с длительностью 6 пс и энергией 22 нДж на длине волны 1534 нм. В экспериментах с ВКР-лазерами также использовались НП на основе углеродных нанотрубок и графена, обладающие широкополосными нелинейными характеристиками [40–43]. Генерация в режиме пассивной синхронизации мод с длительностью импульсов менее 2 пс и энергией  $\sim 3$  нДж была получена на 1665 и 1550 нм (в зависимости от источника накачки). Эффективность ВКР-лазеров оставалась довольно низкой – мощность выходного излучения составляла около 10 мВт при мощности накачки несколько ватт.

Следует отметить, что практически во всех представленных работах ВКР-лазеры использовались в качестве источников накачки. Это было сделано отчасти для демонстрации импульсных режимов работы на новых длинах волн, отчасти из-за отсутствия других одномодовых источников накачки с необходимыми характеристиками.

#### 2.4. Источники накачки волоконных ВКР-устройств

На сегодняшний день основными источниками накачки ВКР-устройств являются полупроводниковые диоды и волоконные лазеры. Одномодовые диодные лазеры накачки наиболее распространены в диапазоне длин волн

1400–1500 нм, а также 900–980 нм, что связано с их использованием для накачки эрбиевых волоконных усилителей, применяемых для передачи информации в спектральной области около 1.55 мкм [32]. Для диодов с длиной волны 980 нм рекордная выходная мощность, введенная в одномодовый световод, составляет  $\sim 800$  мВт. Этого значения достаточно для работы ВКР-усилителя, но не ВКР-лазера. Наиболее распространены лазерные диоды со стабилизацией рабочей длины волны волоконной брэгговской решёткой, однако они обладают довольно высокой (порядка  $-100$  дБ/Гц) ОИШ, что ограничивает число возможных конфигураций ВКР-усилителей [32]. Диоды с резонатором Фабри–Перо имеют низкую относительную интенсивность шума, однако их рабочая длина волны слишком чувствительна к изменению рабочего тока и температуры [45]. Недавно появился новый тип лазеров – iGM-диоды (inner Grating Multimode) [46]. Они обладают низкой ( $-140$  дБ/Гц) ОИШ, высокой стабильностью и выходной мощностью вплоть до  $\sim 300$  мВт [47]. Подобные источники активно исследуются, однако доступные диоды предназначены для диапазона 1470–1500 нм, что ограничивает их применение только телекоммуникацией.

Волоконные лазеры широко применяются для накачки ВКР-генераторов, что обусловлено их способностью генерировать значительные мощности в одномодовом режиме [48]. Так, оптическая мощность излучения иттербиевых волоконных лазеров может превышать 10 кВт на длине волны 1064 нм [49], а мощность тулиевых волоконных лазеров достигает  $\sim 300$  Вт [50]. Эрбиевые волоконные лазеры мощностью 10–100 Вт производятся промышленностью [51]. К сожалению, рабочий диапазон длин волн волоконных лазеров ограничен узкими спектральными полосами вблизи 1, 1.5 и 1.9–2 мкм, которые определяются легирующей активной примесью. Широкополосные активные элементы, например висмут, пока не могут продемонстрировать достаточной эффективности [52].

Значительным недостатком мощных волоконных лазеров является сравнительно высокий уровень шумов, возникающий из-за высокой плотности усиленного спонтанного излучения [53, 54]. Для преодоления избыточных шумов волоконных устройств используют вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) в волоконном усилителе. Усилитель обеспечивает эффективную работу и высокий уровень мощности, тогда как ВРМБ эффективно сужает полосу генерации [53]. Такие устройства, как правило, работают в диапазонах длин волн 1030–1064 и 1520–1570 нм. У такой схемы есть и ряд недостатков, в частности полоса ВРМБ-усиления составляет всего лишь десятки мегагерц. Кроме того, частотный сдвиг ВРМБ находится в сильной зависимости от температуры и флуктуаций окружающей среды, что требует сложных систем стабилизации [54, 55].

Для дополнительного расширения спектрального диапазона может быть использовано каскадное ВКР-усиление. Так, в [56] продемонстрировано двухкаскадное усиление в фосфоросиликатном световоде (1.06 мкм → 1.24 мкм → 1.48 мкм) с эффективностью 40%. Для кварцевых световодов эффективность двухкаскадного усилителя (1.06 мкм → 1.23 мкм → 1.3 мкм) составила около 46% [57]. Каскадное усиление теоретически позволяет генерировать излучение практически во всём диапазоне длин волн окна прозрачности кварцевых световодов [58].

Следует отметить, что волоконные лазеры в качестве источников накачки ВКР-устройств имеют ряд недостатков. Во-первых, эффективность каскадного усиления снижается с каждым последующим стоксовым сдвигом. Во-вторых, необходимость использовать дополнительные внутрирезонаторные элементы, такие как волоконные брэгговские решётки, которые должны выдерживать значительные оптические мощности. Кроме того, волноводные характеристики одномодового волокна ухудшаются при значительном удалении от длины волны отсечки [59]. Поскольку для повышения эффективности преобразования ВКР сигнала необходимо увеличивать длину волоконного световода, повышается вероятность возникновения паразитных нелинейных эффектов, например ВРМБ. Наконец, реализация эффективного лазера коротких импульсов на основе каскадного усиления – весьма трудоёмкая задача [60]. Дальнейшее развитие волоконных ВКР-излучателей требует более совершенных источников накачки, которые бы сочетали в себе свободу выбора рабочей длины волны, свойственную полупроводниковым активным материалам, с высокой выходной оптической мощностью и качеством пучка, характерными для одномодовых твердотельных и волоконных лазеров.

### 3. Полупроводниковые дисковые лазеры в качестве источников накачки ВКР-усилителей

Основным предметом настоящей работы является исследование новых возможностей волоконных нелинейно-оптических генераторов и усилителей света при использовании для их накачки полупроводниковых дисковых лазеров (ПДЛ) [61]. Эти лазеры, известные также как вертикально излучающие лазеры с внешним резонатором, позволяют получать выходной пучок высокого качества, характерного для лазеров с вертикальной геометрией, которое значительно лучше, чем у источников с планарной

волноводной структурой. Хотя ПДЛ допускают как электрическую (инжекционную), так и оптическую накачку, в настоящей работе рассмотрена исключительно последняя, поскольку при использовании ПДЛ для накачки нелинейно-оптических устройств требуется значительная выходная мощность, достижимая лишь с ПДЛ, возбуждаемыми оптически. Открытый резонатор ПДЛ позволяет интегрировать в него различные элементы, такие как нелинейные кристаллы, оптические фильтры или насыщающиеся поглотители. Вместе с тем длина волны генерации ПДЛ может варьироваться в широких пределах благодаря изменению состава активной полупроводниковой среды. Широкая полоса усиления полупроводниковой активной среды позволяет осуществлять ее накачку обычными многомодовыми лазерными диодами, а малая длина активного элемента облегчает фокусировку излучения накачки.

#### 3.1. Полупроводниковые дисковые лазеры

Геометрия резонатора ПДЛ сходна с геометрией твердотельных дисковых лазеров, основным преимуществом которых является подавление эффекта тепловой линзы в тонком слое и, как следствие, значительное увеличение выходной мощности при высоком качестве пучка [62]. Отличие ПДЛ состоит лишь в том, что его дисковая активная среда представляет собой полупроводниковое зеркало со встроенным усилением, причём коэффициент усиления значительно больше, чем у диэлектрических структур [63].

Принципиальная схема ПДЛ представлена на рис.3. Простейшая структура активного элемента ПДЛ включает периодическую полупроводниковую среду на основе квантовых ям или точек, выращенную поверх полупроводникового распределённого брэгговского зеркала. Верх-

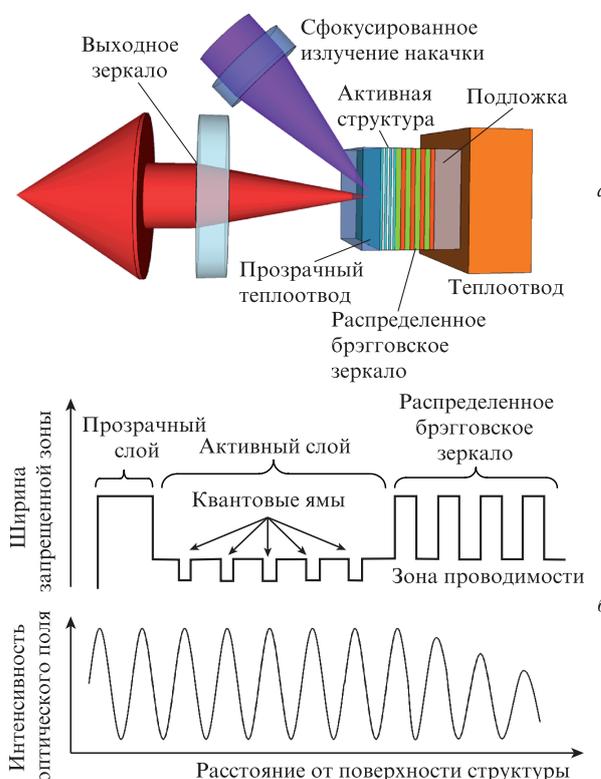


Рис.3. Простейшая схема резонатора ПДЛ (а) и структура зоны проводимости активного полупроводникового зеркала, а также соответствующее распределение интенсивности оптического поля (б).

ний прозрачный слой структуры осуществляет электронное ограничение и предотвращает диффузию возбуждённых носителей к поверхности и их последующую безызлучательную рекомбинацию, оставаясь при этом прозрачным для излучения как накачки, так и сигнала [1]. Важным аспектом работы ПДЛ является значительная тепловая нагрузка активной среды, поэтому контроль температурного режима лазера исключительно важен. Большую роль в решении этой проблемы играет размещение активного зеркала на теплоотводящем элементе. Иногда поверх полупроводниковой структуры дополнительно размещают ещё один теплоотвод, прозрачный для излучения накачки и сигнала.

В 1964 г. Н.Г.Басов в своей нобелевской лекции впервые предложил идею полупроводникового «излучающего зеркала» – прообраза современных ПДЛ [64, 65]. Первый ПДЛ, представленный В.Цзяном в 1991 г., являлся развитием идеи полупроводниковых лазеров с вертикальной геометрией резонатора [66]. Он имел полупроводниковую активную среду на основе квантовых ям InGaAs, которая находилась на золотом зеркале. Мощность лазера составляла около 400 мВт в непрерывном режиме на длине волны 1.5 мкм. Спустя год этот же автор предложил использовать распределённое брэгговское зеркало вместо металлического [67]. В 1997 г. М.Кузнецов продемонстрировал ПДЛ, который генерировал одномодовое излучение мощностью 700 мВт на длине волны 1 мкм [68]. В этой работе была реализована современная концепция ПДЛ – впервые использована диодная оптическая накачка, предложены различные схемы резонатора и показаны дальнейшие пути увеличения выходной мощности. В табл.2 приведены параметры некоторых современных ПДЛ, работающих в различных спектральных диапазонах.

Табл.2. Параметры некоторых ПДЛ, работающих в различных спектральных диапазонах.

| Длина волны накачки (нм) | Рабочая длина волны (нм) | Активная среда | Литература |
|--------------------------|--------------------------|----------------|------------|
| 532                      | 674                      | GaInP          | [69]       |
| 822                      | 853                      | GaAs           | [70]       |
| 800–808                  | 920–1060                 | InGaAs         | [71–73]    |
| 788–800                  | 1180–1220                | InGaAsN        | [74, 75]   |
| 980                      | 1300                     | AlGaInAs       | [76]       |
| 980                      | 1480–1570                | AlGaInAs       | [77, 78]   |
| 980                      | 2005                     | GaInSb         | [79]       |
| 1960                     | 2350                     | GaInAsSb       | [80]       |

На сегодняшний день созданы ПДЛ, работающие в одномодовом режиме с высоким качеством выходного пучка практически во всём спектральном диапазоне окна прозрачности кварцевых световодов. При этом источники, генерирующие в коротковолновой части спектра, используют внутрирезонаторное удвоение частоты с помощью нелинейно-оптических кристаллов [81]. Высокая добротность резонатора ПДЛ позволяет получать эффективное нелинейное преобразование благодаря высокой плотности энергии в резонаторе.

На рис.4,а приведены выходные мощности излучения различных одномодовых ПДЛ. Высокое качество лазерного пучка подобных устройств позволяет вводить в одномодовый световод до 90% излучения (рис.4,б) [82, 83]. Как было отмечено выше, ПДЛ допускает как электрическую [83, 87–90], так и оптическую накачку активной среды [1]. Однако пока лишь оптические методы возбуж-

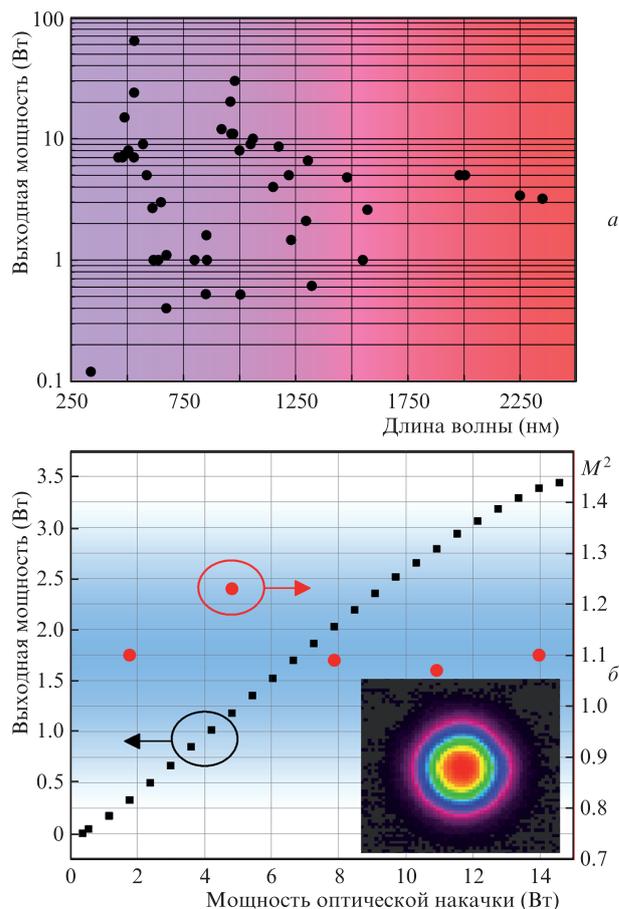


Рис.4. Выходные мощности современных одномодовых ПДЛ на различных длинах волн, данные взяты из [1, 78, 84–86] (а), и зависимости выходной мощности и параметра пучка  $M^2$  от мощности накачки для одномодового ПДЛ с длиной волны 1 мкм (б). На вставке: выходной пучок ПДЛ.

дения полупроводниковых структур на основе высококачественных нелегированных полупроводниковых соединений позволяют получать многоваттный уровень мощности сигнала, необходимый для работы волоконных нелинейно-оптических устройств. На текущий момент рабочие характеристики ПДЛ с электрической накачкой несопоставимы с характеристиками ПДЛ с оптической накачкой, однако интенсивные исследования продолжают [91]. Некоторые из опубликованных результатов по ПДЛ с электрической накачкой представлены в табл.3.

### 3.2. Применение ПДЛ для накачки волоконных ВКР-усилителей

Как уже отмечалось, шумовые характеристики оптической накачки исключительно важны для работы волоконных ВКР-усилителей. ПДЛ в этом смысле приме-

Табл.3. Характеристики современных ПДЛ с электрической накачкой.

| Рабочая длина волны (нм) | Выходная мощность (мВт) | Литература |
|--------------------------|-------------------------|------------|
| 485                      | 1.7                     | [87]       |
| 490                      | 40                      | [83]       |
| 974                      | 50                      | [87]       |
| 980                      | 500                     | [83, 88]   |
| 1520–1540                | 0.12                    | [89]       |
| 1540                     | 2.7                     | [90]       |

чательны тем, что могут работать в режиме, в котором величина ОИШ определяется лишь дробовым шумом [92, 93], значение которого намного ниже уровня, принятого в телекоммуникационной отрасли [15, 32]. Так, в 2008 г. Г. Байли продемонстрировала ПДЛ, работающий на длине волны 1 мкм и имеющий ОИШ, с длиной резонатора менее 50 мм, ограниченной дробовым шумом ( $-155$  дБ/Гц для сигнала фотодетектора 1 мА) в диапазоне 50 МГц – 18 ГГц [92]. В этой работе было теоретически и экспериментально обоснована способность ПДЛ работать в режиме с предельно низкими шумами. Благодаря высокой добротности и малой длине ПДЛ время жизни фотона в резонаторе становится много больше эффективного времени жизни носителей до их рекомбинации. Время жизни фотона  $\tau_{ph}$  определяется временем обхода резонатора  $\tau_{pass}$  и пассивными потерями за проход  $\alpha$  [94]:

$$\tau_{ph} \sim \tau_{pass}/\alpha. \quad (3)$$

Так, для резонатора длиной 45 мм и пассивных потерь за проход резонатора 1.5% время жизни фотона составит 20 нс, что значительно больше времени жизни носителя до рекомбинации (порядка наносекунд). Такой режим работы позволяет достичь равномерной спектральной плотности шумов и снижения негативного влияния релаксационных колебаний. Кроме того, было предложено несколько путей уменьшения ОИШ для частотного диапазона 45 кГц – 50 МГц за счет увеличения добротности резонатора (в результате использования более качественных компонентов) и внедрения электронной системы шумоподавления лазерного диода накачки. В работе [93] был продемонстрирован двухчастотный малошумный ПДЛ и обсуждалось проектирование полупроводниковых InGaAs/GaAsP-структур для достижения минимального значения ОИШ.

В настоящей работе сообщается о первом применении ПДЛ для накачки волоконных ВКР-усилителей на длине волны 1.3 мкм. Это длина волны примечательна тем, что вблизи неё стандартные телекоммуникационные кварцевые одномодовые световоды обладают чрезвычайно низкой хроматической дисперсией, что снижает искажения передаваемого сигнала [95]. В то же время развитию волоконно-оптической связи в этой спектральной области препятствует отсутствие эффективных волоконных усилителей, поскольку широко распространённые иттербиевые, эрбиевые и тулиевые активные волокна не способны обеспечить в ней приемлемое усиление. Активные халькогенидные празеодимовые волокна обеспечивают усиление в диапазоне 1290–1340 нм, однако их низкая эффективность препятствует широкому применению. Существует также множество трудностей при интеграции халькогенидных световодов с традиционными кварцевыми [96, 97]. Поэтому малошумящие волоконные ВКР-усилители являются перспективной альтернативой для этой спектральной области [48, 98, 99].

**3.2.1. Волоконный ВКР-усилитель на длине волны 1.3 мкм с ПДЛ-накачкой.** Для накачки волоконного ВКР-усилителя впервые был использован ПДЛ, работающий на длине волны 1.22 мкм. Максимальная выходная мощность, которая была введена в одномодовый световод, составляла 1.8 Вт, эффективность ввода при этом была равна 75%. Накачка ПДЛ, резонатор которого имел длину 55 мм, осуществлялась с помощью многомодового лазерного диода с длиной волны 808 нм (рис.5).

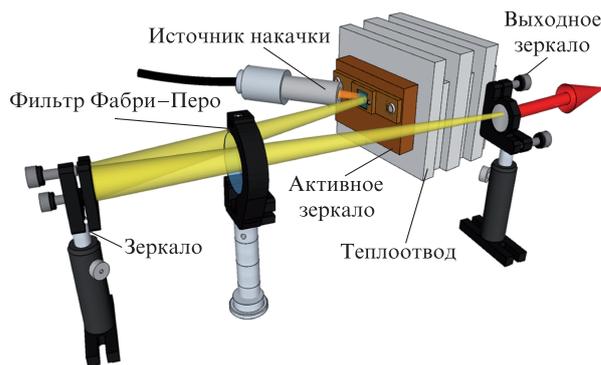


Рис.5. Схема V-образного резонатора ПДЛ с рабочей длиной волны 1.22 мкм. Дополнительный эталон Фабри-Перо использован для регулирования числа продольных мод резонатора.

Активные элементы ПДЛ, работающие в спектральном диапазоне 1200–1500 нм, создаются либо на основе нитридосодержащих четверных соединений GaInNAs, либо с использованием технологии «сплавления разнородных структур» (wafer fusion technology), которая позволяет совмещать полупроводниковые материалы с разными постоянными кристаллической решётки [74, 100, 101]. В данном эксперименте использовалась структура, выращенная на подложке GaAs с помощью молекулярной лучевой эпитаксии и содержащая 30 пар слоёв GaAs/AlAs, формирующих распределённый брэгговский отражатель, и активную среду, содержащую 10 квантовых ям GaInNAs толщиной 7 нм. Поверх активной среды был размещён прозрачный слой  $Al_{0.37}Ga_{0.63}As$ , который препятствовал безызлучательной рекомбинации носителей с поверхности активного зеркала. Последнее помещалось на подложку с охлаждением, осуществляемым элементом Пельтье. Температура активного зеркала поддерживалась на уровне 15°C.

Оценка относительной интенсивности шума лазерных источников проводилась согласно принятой в оптической связи методике, подробно описанной в [102]. ОИШ можно оценить, используя соотношение между спектральной плотностью сигнала  $S_{sp}(\omega)$ , чувствительностью фотоприёмника  $R$  и оптической мощностью сигнала  $P$ :

$$\text{ОИШ} = \frac{S_{sp}(\omega)}{R^2 P^2}. \quad (4)$$

Измерения проводились с помощью фотоприёмника с полосой 3 ГГц. Минимальное значение ОИШ детектора, ограниченное дробовым шумом, составляет  $-160$  дБ/Гц для входного оптического сигнала мощностью 0.5 мВт, поэтому при измерении больших выходных мощностей лазерных источников использовалось ослабление детектируемого сигнала с помощью калиброванных аттенуаторов. Для оценки ошибки измерения ОИШ, связанной с ограниченной квантовой эффективностью детектора, использовалось выражение [102]

$$\text{ОИШ}_{\text{err}} = \frac{2q}{RP} + \frac{k_B T (F_a G_d + F_{sa} - 1)/G_d}{R^2 P^2} + \frac{4k_B T/R_{\text{load}}}{R^2 P^2}. \quad (5)$$

Здесь  $q$  – заряд электрона;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура;  $F_a$ ,  $G_d$ ,  $F_{sa}$  – шум-факторы предусилителя, фотодетектора и анализатора спектра соответственно; сопротивление нагрузки  $R_{\text{load}} = 50$  Ом. Согласно этой оценке, ошибка измерения не превышала 4%–6%.

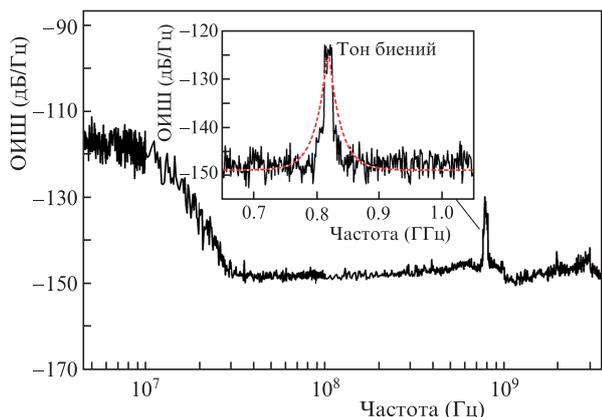


Рис.6. ОИШ полупроводникового дискового лазера ( $\lambda = 1.22$  мкм, выходная мощность 800 мВт) в частотном диапазоне 1 МГц – 3 ГГц. На вставке: пик ОИШ на частоте 800 МГц связан с частотой биений собственных продольных мод резонатора и с шумами, вызванными спонтанной люминесценцией, что подтверждается хорошим совпадением формы пика с аппроксимацией функцией Лоренца (штриховая кривая). Уровень шумов вблизи пика биений не растет, что говорит об отсутствии избыточных шумов [92].

На рис.6 показаны результаты измерения ОИШ в диапазоне 1 МГц – 3 ГГц при выходной мощности ПДЛ 800 мВт. Отметим, что в широком частотном диапазоне значение ОИШ составило  $-150$  дБ/Гц, за исключением низкочастотной области, где преобладают шумы диода накачки и окружающей среды. Также отсутствуют спектральные компоненты, связанные с релаксационными колебаниями, что свидетельствует об однородном характере шумовых характеристик. Пик вблизи частоты 800 МГц связан с биением продольных мод резонатора. Таким образом, измерения показывают, что низкий уровень шума при относительно большой выходной мощности является отличительной чертой ПДЛ.

Описанный ПДЛ ( $\lambda = 1.22$  мкм) был использован для накачки волоконного ВКР-усилителя (рис.7) [99], работающего в режиме сонаправленного распространения излучения накачки и сигнала. Нелинейный кварцевый световод длиной 900 м с сердцевинной, легированной  $\text{GeO}_2$  с молярной концентрацией 25%, имел разность показателей преломления  $\Delta n = 0.03$ , числовую апертуру 0.25 и коэффициент усиления ВКР  $21 \text{ дБ} \cdot \text{км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$ . Эффективная площадь моды на длине волны 1.3 мкм составляла  $9 \text{ мкм}^2$ . Осушение кварцевых заготовок позволило снизить пассивные потери в световоде до  $2.2 \text{ дБ/км}$ . Оптический изолятор использовался для предотвращения генерации в усилителе. Излучения накачки и сигнала объединялись и разделялись с помощью волоконных мультиплексоров 1.22/1.3. Контроллеры поляризации использовались для стабилизации работы из-за поляризационной чувствительности ВКР. Мультиплексор на выходе установлен для вывода непоглощенной накачки.

В качестве источника сигнального излучения был использован одномодовый ПДЛ ( $\lambda = 1.29$  мкм). Фундаментальная частота резонатора лазера равнялась 21.5 ГГц, а его ОИШ составляла  $-151 \text{ дБ/Гц}$  при выходной мощности 25 мВт.

На рис.8 показаны измеренные рабочие характеристики ВКР-усилителя. Входной сигнал мощностью 2 мВт увеличился до 11 мВт (усиление 9 дБ), при этом непоглощенная мощность накачки составила около 150 мВт (рис.8,а). Шумовые характеристики измерялись для усиления 7–8 дБ при мощности накачки 1.1 Вт. Из рис.8,б видно, что работа усилителя привела к незначительному (менее 2.3 дБ) увеличению ОИШ сигнала в спектральном диапазоне 50 МГц – 3 ГГц. Такой рост ОИШ примерно соответствует уровню избыточного шума дискретных усилителей с противонаправленным распространением сигнала и накачки [103]. Увеличение уровня шума для частот менее 50 МГц обусловлено эффективной перекачкой



Рис.7. Схема волоконного ВКР-усилителя, работающего в сонаправленном режиме.

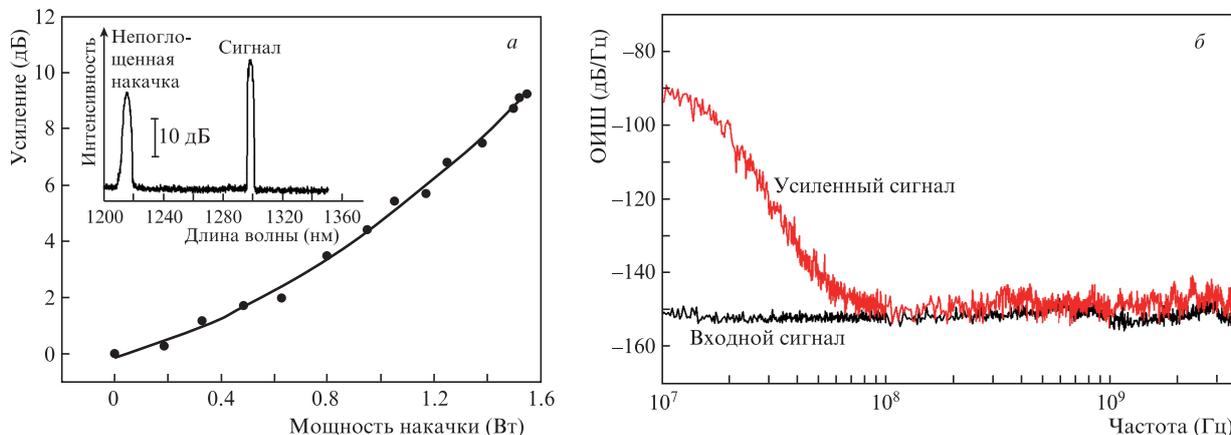


Рис.8. Характеристики ВКР-усилителя с ПДЛ-накачкой: зависимость усиления малого сигнала от мощности оптической накачки (а) и ОИШ, измеренная для входного сигнала и излучения на выходе усилителя (б). Оптическая мощность, подаваемая на фотодетектор, равна 600 мкВт, что соответствует пределу дробового шума  $-157 \text{ дБ/Гц}$ . На вставке: выходной оптический спектр усилителя.

шумов, возникающих вследствие нестабильностей резонатора лазера, из накачки в сигнал, характерной для усилителя с сонаправленным распространением. При этом ОИШ для частот менее 30 МГц оставался ниже  $-90$  дБ/Гц, что лучше значения, характерного для усилителей с накачкой полупроводниковыми диодами или волоконными лазерами [15, 104]. При сонаправленной конфигурации низкочастотные шумы можно эффективно подавлять с помощью модуляции излучения накачки в противофазе с флуктуациями сигнала либо другими методами стабилизации [105, 106]. Таким образом, ПДЛ, работающие на длине волны  $1.22\text{--}1.25$  мкм, удовлетворяют требованиям к источникам накачки для использования в волоконных ВКР-усилителях, работающих в спектральной области  $1.3$  мкм. Улучшить эффективность подобных усилителей можно с использованием так называемой гибридной схемы усиления.

**3.2.2. Гибридный волоконный усилитель для спектральной области  $1.3$  мкм с ПДЛ-накачкой.** В описанном выше ВКР-усилителе более 10% излучения накачки не было преобразовано. Такая особенность характерна для коротких, или дискретных, ВКР-усилителей [107–109]. Существуют несколько подходов для увеличения эффективности дискретных усилителей. Так, в [107] предложено использовать систему из зеркал (брэгговских отражателей или металлических зеркал) для повторного ввода остаточной накачки в усилитель. Усилитель с двойным проходом накачки на основе оптического циркулятора и волоконных брэгговских решёток был реализован в [108]. Обе схемы требовали тщательной оптимизации из-за большой ВКР-нелинейности и перекачки флуктуаций излучения накачки в сигнал. Для повышения эффективности преобразования накачки предложено использовать комбинацию сильно нелинейного ВКР-световода (нелинейный коэффициент  $6.7 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ ) и волокна с компенсацией дисперсии для нейтрализации негативных эффектов, связанных с нелинейностью [109]. Рост эффективности преобразования накачки составил  $\sim 50\%$ , при этом шумовые характеристики ухудшились из-за использования световода с большой нелинейностью.

Перспективный метод увеличения эффективности дискретного ВКР-усилителя основан на комбинации обычного ВКР-световода с активным волокном. В такой гибридной схеме важно использовать активный световод, длина волны излучения которого (длина волны накачки) совпала бы с таковой для ВКР. Использование нескольких источников накачки неизбежно приведёт к росту шумов и излишнему усложнению устройства. Однако если усиление  $G_1$  первого каскада, состоящего из ВКР-усилителя, достаточно велико, а его шум-фактор  $NF_1$  мал, то следующие за ним усилители не приведут к значительному увеличению суммарного шум-фактора  $NF_{\text{sum}}$  согласно известному выражению для каскадных усилителей [110]:

$$NF_{\text{sum}} = NF_1 + \frac{NF_2 - 1}{G_1} + \frac{NF_3 - 1}{G_1 G_2} + \dots \quad (6)$$

Гибридные (ВКР-активное волокно) усилители были продемонстрированы для спектрального диапазона  $1.5\text{--}1.6$  мкм с помощью эрбиевых и тулиевых световодов [111, 112]. Такие двухкаскадные усилители показали высокую эффективность и более широкую полосу усиления по сравнению с одиночными ВКР-усилителями. К сожалению, для спектральной области около  $1.3$  мкм пока ещё

сложно найти эффективное активное волокно. Надеемся, что интенсивные исследования волокон, легированных висмутом, смогут изменить существующую ситуацию [52, 98, 113–118]. Усиление и эффективность преобразования накачки, которые способны обеспечить висмутовые волокна, являются приемлемыми для работы в волоконном усилителе [116, 119], а их широкая спектральная полоса, доступная для оптической накачки, позволяет использовать их совместно с ВКР-усилителем [114, 117, 118].

На основе ВКР-усилителя, описанного выше, был создан гибридный ВКР-висмутовый волоконный усилитель с сонаправленным распространением накачки и сигнала [98, 120]. Схема усилителя отличается от описанной только добавлением висмутового световода длиной  $60$  м после нелинейного ВКР-световода длиной  $900$  м. Световод с концентрацией висмута  $3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$  был изготовлен методом плазмохимического осаждения [117].

Результаты измерений усиления и ОИШ гибридного усилителя показаны на рис.9. Добавление активного висмутового световода привело к росту максимального усиления на  $9$  дБ по сравнению с одиночным ВКР-устройством. Максимальное усиление сигнала мощностью  $2$  мВт составило  $18$  дБ при мощности накачки  $1.4$  Вт, при этом доля непоглощенной накачки была менее  $3\%$ . Увеличение ОИШ в усиленном сигнале не превысило  $7$  дБ. В диапазоне  $50$  МГц– $3$  ГГц ОИШ не превышала  $-140$  дБ/Гц, что сравнимо с характеристиками для одиночных ВКР и гибридных усилителей [15, 103, 111, 116]. Рост шумов в низкочастотной области имеет ту же природу, что и у обычного ВКР-усилителя с ПДЛ-накачкой.

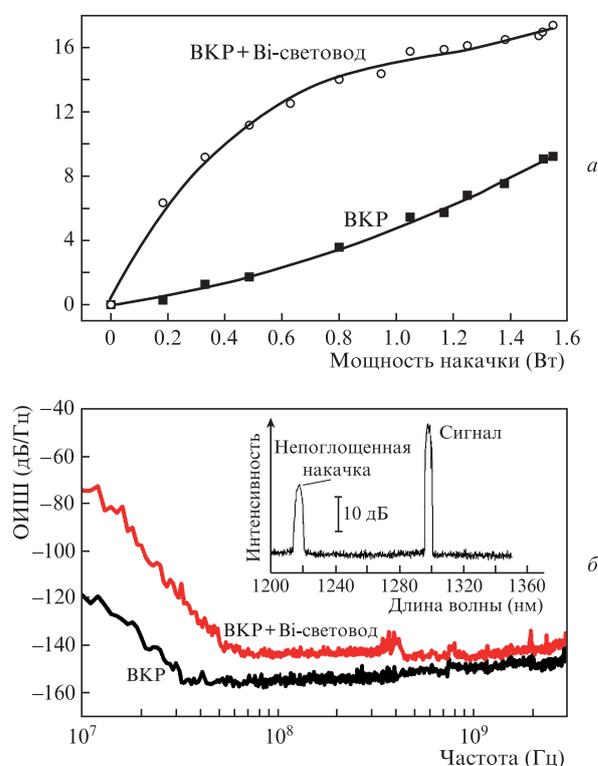


Рис.9. Характеристики гибридного ВКР-усилителя с ПДЛ-накачкой: зависимость усиления малого сигнала от мощности оптической накачки для одиночного ВКР-усилителя и гибридной схемы (а) и ОИШ, измеренная для выходного сигнала одиночного ВКР-усилителя и излучения на выходе гибридного усилителя, мощность накачки  $1.1$  Вт (б). На вставке: оптический спектр на выходе гибридного усилителя.

Представленные выше результаты показывают, что ПДЛ являются перспективными источниками накачки как для однокаскадных, так и для гибридных двух- и многокаскадных волоконных ВКР-усилителей.

#### 4. Применение ПДЛ для накачки пикосекундных волоконных ВКР-лазеров

ВКР-усиление позволяет создавать импульсные лазеры в широком спектральном диапазоне. До последнего времени в импульсных ВКР-лазерах использовались преимущественно ВКР-источники накачки (см. табл.1). В данном разделе продемонстрированы волоконные ВКР-лазеры с ПДЛ-накачкой, работающие в режиме синхронизации мод, для достижения которой впервые использованы полупроводниковые насыщающиеся зеркала и ПДЛ в качестве источника накачки [84, 121–123].

##### 4.1. Пикосекундный волоконный ВКР-лазер с полупроводниковым насыщающимся зеркалом

Полупроводниковый дисковый лазер с  $\lambda = 1.48$  мкм был использован для накачки импульсного ВКР-лазера с рабочей длиной волны 1.59 мкм [122]. Активная структура ПДЛ, состоящая из восьми квантовых ям на основе AlGaInAs, была выращена с помощью молекулярной лучевой эпитаксии на InP-подложке. Четвертьволновые слои GaAs и  $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$  распределённого брэгговского зеркала (35 пар) обеспечивали отражение свыше 99% на длине волны 1.48 мкм. Полупроводниковая активная среда была монолитно интегрирована с брэгговским зеркалом с помощью метода сплавления разнородных структур с различными параметрами кристаллических решеток [124]. Активное зеркало размещалось на медном держателе с водяным охлаждением. Для дополнительного теплоотвода поверх активного зеркала помещалась алмазная пластинка толщиной около 200 мкм. Накачка осуществлялась с помощью диодного лазера ( $\lambda = 980$  нм). Диаметр пучка источника накачки на активном элементе составлял 180 мкм. Аналогичный изображённый на рис.5 V-образный резонатор ПДЛ имел выходное зеркало с пропусканием 2.5%. Максимальная мощность излучения, введённая в одномодовый световод, составляла 1.7 Вт, при этом эффективность ввода излучения была равна  $\sim 75\%$ .

В резонаторе волоконного ВКР-лазера (рис.10) впервые для такой активной среды использовался полупроводниковый насыщающийся поглотитель (ПНП), который инициировал режим пассивной синхронизации мод [125]. Важно отметить, что нелинейные параметры ПНП могут быть оптимизированы для широкого диапазона длин волн

и длительностей импульсов от нескольких фемтосекунд до десятков наносекунд. ПНП могут быть адаптированы для твердотельных, полупроводниковых и волоконных лазерных систем [126].

В качестве нелинейного ВКР-световода использовался кварцевый световод длиной 450 м, сильно легированный  $GeO_2$ . Эффективная площадь моды на длине волны 1.55 мкм составляла  $10.4 \text{ мкм}^2$ . Разность показателей преломления сердцевин и оболочки  $\Delta n$  равнялась 0.03, пассивные потери составляли 1.5 дБ/км, дисперсия на длине волны генерации лазера была равна  $19.46 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ , а суммарная дисперсия резонатора –  $2.5 \text{ пс/нм}$ .

Контроллеры поляризации требовались для стабилизации работы источника из-за довольно больших внутрирезонаторных мощностей и высокой нелинейности. Перестраиваемый оптический фильтр использовался для контроля параметров генерируемых импульсов [40]. Сигнал выводился через 1%-ный волоконный ответвитель.

Оптический спектр излучения ВКР-лазера показан на рис.11,а. Следует отметить, что эволюция режима синхронизации мод в ВКР-лазере отличается от таковой в лазерах с редкоземельными активными средами. Время релаксации усиления в кварцевых световодах, легированных редкоземельными ионами, относительно велико – от 100 мкс до 10 мс [110]. Это позволяет среде эффективно накапливать энергию и создаёт тенденцию к генерации в режиме модуляции добротности. Как следствие, режим синхронизации мод в таких лазерах обычно возникает в результате низкочастотной нестабильности модуляции добротности. С другой стороны, ВКР – быстрый процесс с временем релаксации  $\tau_R$  порядка фемтосекунд [30], много меньшим времени обхода резонатора  $\tau_{\text{pass}}$ .

Это условие препятствует накоплению энергии в резонаторе, что необходимо для развития режима модуляции добротности и, как следствие, синхронизация мод возникает из спонтанных флуктуаций интенсивности (см. осциллограммы на рис.11,б). С ростом мощности накачки формируется всё более организованная последовательность импульсов, которая при определённом уровне накачки переходит в режим стационарных импульсов.

Для спектрального контроля генерируемых импульсов в резонатор помещался перестраиваемый оптический фильтр с полосой 1–10 нм [38, 40, 127]. Пороговое значение накачки, при котором возникал импульсный режим, составляло 400 мВт. Наиболее короткие импульсы (длительность импульсов 2.7 пс, частота следования 170 кГц) были получены при мощности накачки около 1 Вт (рис.12). Произведение длительности импульса на его спектральную ширину составило 0.68, что говорит о сравнительно высоком качестве импульсного режима. Небольшие искаже-

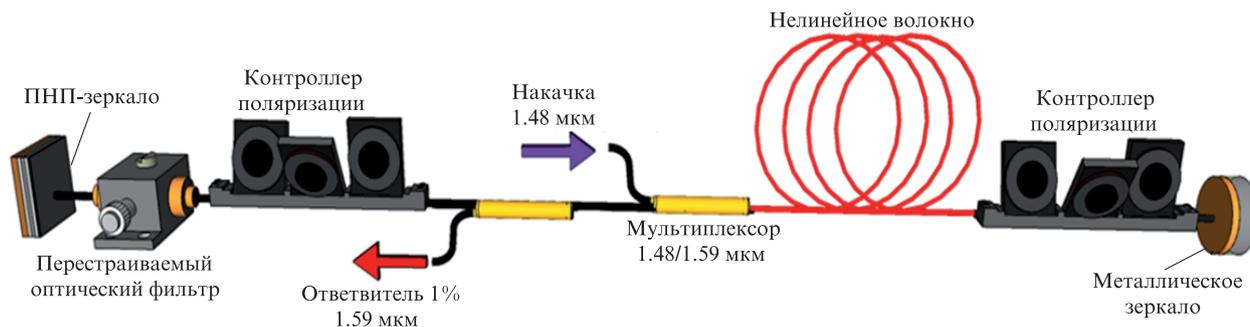


Рис.10. Схема линейного резонатора волоконного ВКР-лазера в режиме пассивной синхронизации мод.

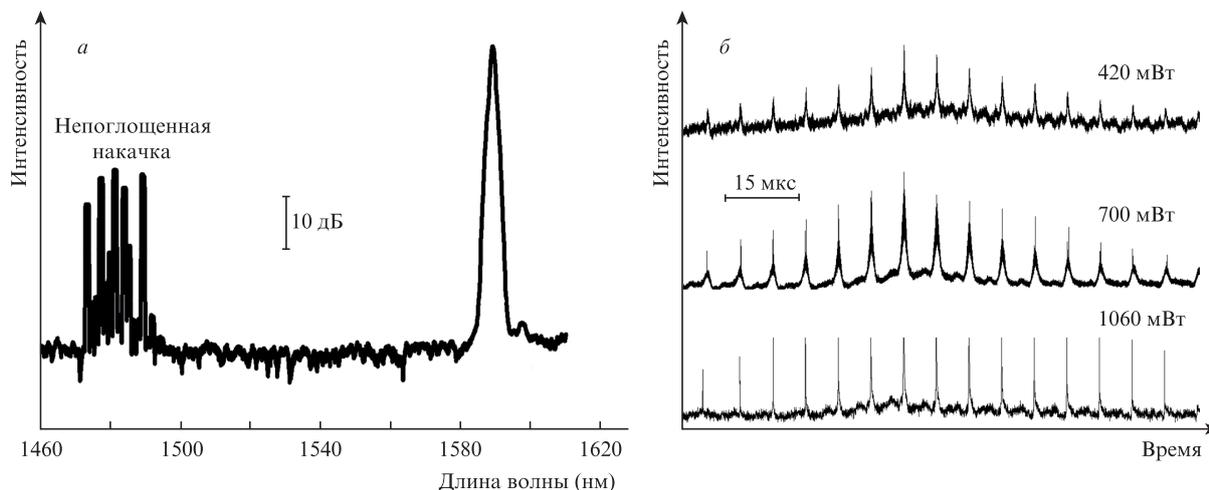


Рис.11. Спектр выходного излучения ВКР-лазера, излучение в области 1480 нм обусловлено непоглощенной накачкой (а), и осциллограммы выходного сигнала волоконного ВКР-лазера в режиме синхронизации мод при разных мощностях накачки (б).

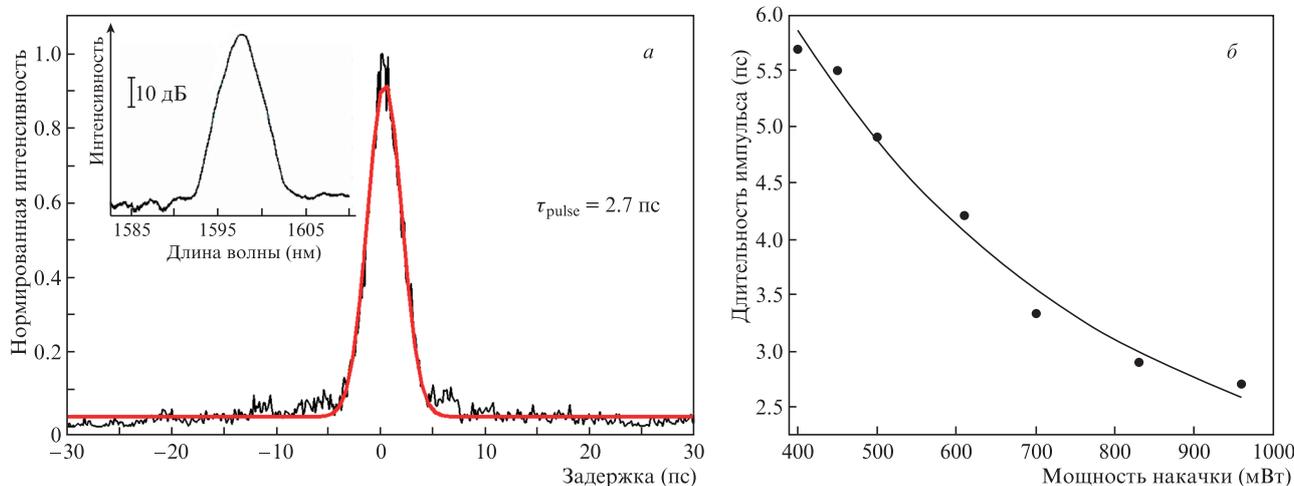


Рис.12. Автокорреляционная функция и оптический спектр ВКР-лазера в режиме синхронизации мод с ПНП (а) и зависимость длительности импульса от мощности накачки (б).

ния автокорреляционной функции вызваны как относительно большой длиной резонатора, так и относительно небольшой глубиной модуляции ПНП – менее 10%. Средняя выходная мощность составила 60 мВт при мощности накачки 1.1 Вт. После начальной юстировки контроллеров поляризации (см. рис.10) работа лазера оставалась стабильной в течение длительного времени.

Таким образом, впервые создан волоконный ВКР-лазер с накачкой ПДЛ, в котором пассивная синхронизация мод была достигнута с помощью ПНП. Благодаря развитию полупроводниковых и волоконных технологий такие лазеры могут стать основой перспективного направления, связанного с импульсными ВКР-устройствами.

**4.2. Волоконный ВКР-лазер в режиме синхронизации мод на основе нелинейного вращения поляризации**

Импульсные лазеры на основе нелинейного вращения поляризации интересны тем, что их можно создавать в цельноволокновой конфигурации. Кроме того, механизм насыщающегося поглощения не зависит от длины волны генерации. Ниже рассмотрен кольцевой волоконный лазер с оптической накачкой на длине волны 1.3 мкм с помощью ПДЛ [84].

Схема волоконного ВКР-лазера с активным полупроводниковым зеркалом, состоящим из десяти квантовых ям состава AlGaInAs, и ПДЛ-накачкой представлена на рис.13. Дискриминатором импульсного режима служил поляризационно-чувствительный изолятор. Режим синхронизации мод достигался путём юстировки контроллеров поляризации. Высокое качество пучка ПДЛ ( $M^2 < 1.4$ ) позволило ввести в одномодовый световод излучение

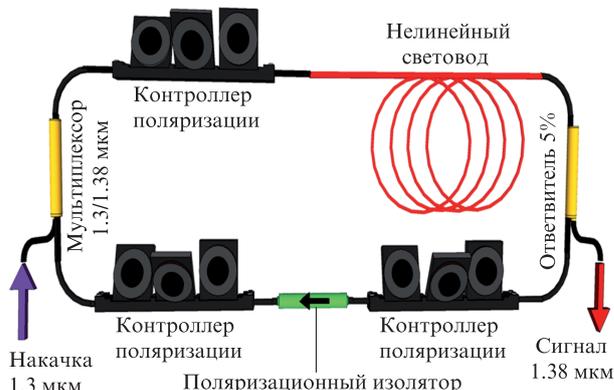


Рис.13. Схема кольцевого резонатора ВКР-лазера в режиме синхронизации мод за счёт нелинейного вращения поляризации.

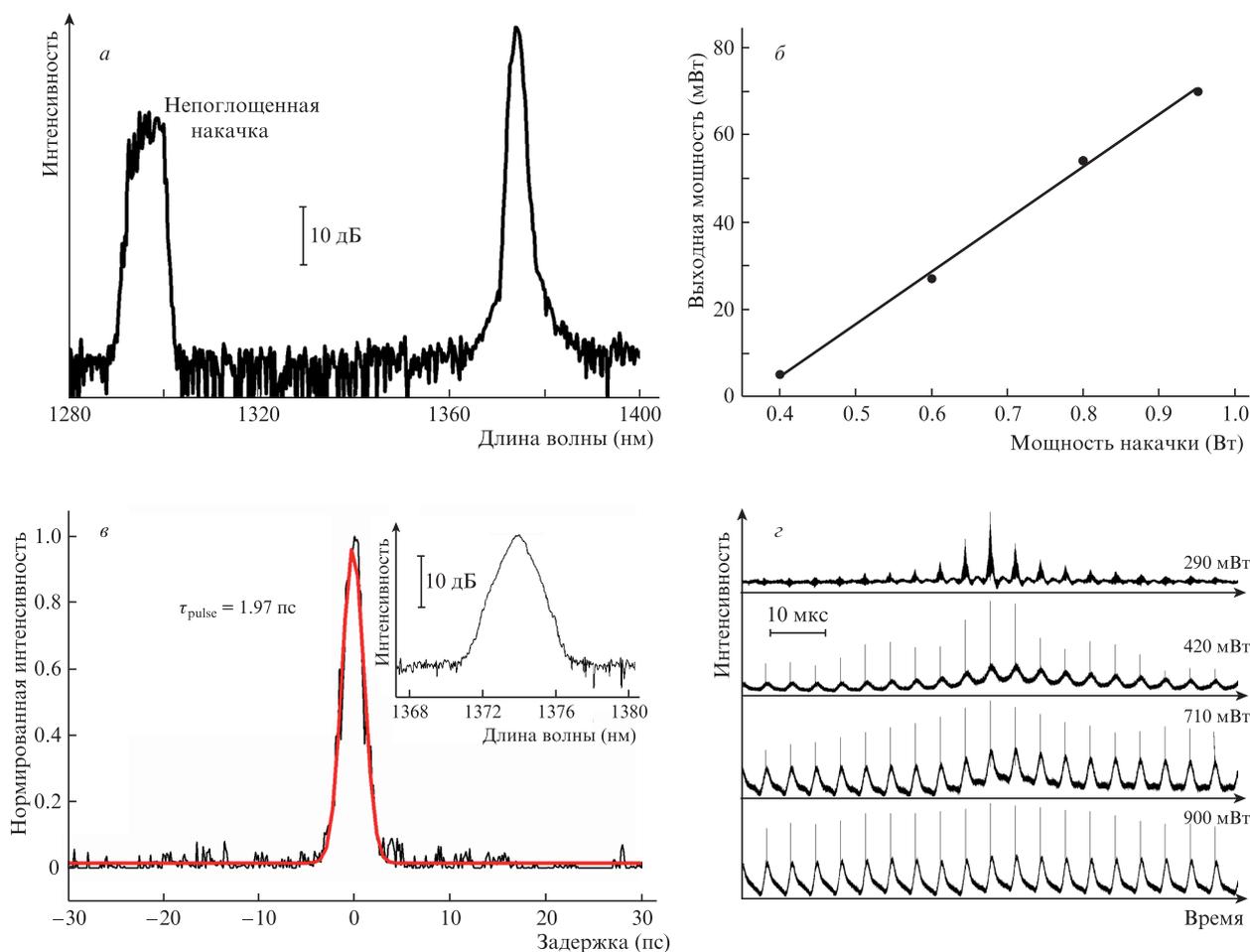


Рис.14. Параметры выходного излучения кольцевого ВКР-лазера в режиме пассивной синхронизации мод: оптический спектр (*a*), мощностная характеристика выходного излучения (*b*), автокорреляционная функция с аппроксимацией функцией  $\text{sech}^2$  (на вставку – соответствующий спектр) (*в*) и осциллограммы последовательности импульсов с ростом мощности накачки (*г*).

мощностью более 2 Вт с эффективностью  $\sim 70\%$ . В резонаторе содержалось 650 м нелинейного световода, аналогичного описанному в разд.3. Генерация возникла на длине волны 1.38 мкм при накачке на 1.3 мкм (рис.14,*a*), полная дисперсия резонатора равнялась  $-7.4$  пс/нм. Таким образом, лазер данной конфигурации работает в режиме нормальной дисперсии, в отличие от описанного выше лазера, работавшего в режиме аномальной дисперсии. На сегодняшний день наиболее мощные волоконные лазеры работают именно в режиме нормальной дисперсии, поскольку в этом случае не происходит формирования солитонного импульса со свойственным ему ограничением энергии, что позволяет генерируемым chirпированным импульсам иметь большую энергию [128–130]. Мощность накачки, при которой возникал импульсный режим, составляла  $\sim 300$  мВт, при мощности накачки 1 Вт выходная мощность равнялась 70 мВт (рис.14,*b*), а длительность импульса – 1.97 пс (рис.14,*в*). Произведение длительности импульса на его спектральную ширину было равно 0.69, что свидетельствует о сравнительно высоком качестве импульса – малости его chirпа. Таким образом, применение стабильных и маломощных ПДЛ накачки позволяет создавать волоконные ВКР-лазеры коротких импульсов на различных длинах волн (в том числе на 1.38 мкм), недоступных для активных сред на основе волоконных световодов, легированных редкоземельными элементами.

## 5. Полупроводниковые дисковые лазеры в генераторах суперконтинуума

Помимо ВКР-устройств, ПДЛ могут применяться и в других нелинейно-оптических лазерных генераторах. Источники широкополосного лазерного сигнала, известного как суперконтинуум, используют в качестве источника накачки твердотельные и волоконные лазеры ультракоротких импульсов [131]. При этом к источникам накачки для генераторов суперконтинуума и ВКР-устройств предъявляется общее требование – необходимость эффективного ввода интенсивного лазерного излучения в одномодовый нелинейный волоконный световод. ПДЛ в режиме синхронизации мод могут стать интересной альтернативой современным источникам накачки генераторов суперконтинуума. Импульсные ПДЛ обладают рядом важных преимуществ: стабильной генерацией импульсов пикосекундной длительности, высоким качеством выходного пучка и возможностью работы в режиме синхронизации мод на разных длинах волн в диапазоне 900–1600 нм [61, 132–134]. Ниже будет продемонстрирован мощный пикосекундный ПДЛ на длине волны 1.57 мкм, использованный для накачки генератора суперконтинуума на основе нелинейного оптического световода. Подобные источники могут применяться в широкополосной оптической связи и в системах оптического детектирования [135].

Создание ПДЛ, работающих в спектральной области 1.5 мкм, сопряжено с решением ряда технологических проблем. Активная полупроводниковая среда таких лазеров использует InP-структуры, которые являются основным материалом для этой спектральной области. До последнего времени такие источники изготавливали исключительно выращиванием активной среды и распределённого зеркала, необходимого для реализации вертикальной геометрии структуры, в течение одного эпитаксиального цикла. Однако полупроводниковые соединения, имеющие согласованную кристаллическую структуру в системе InP, не позволяют получать значительную разность показателей преломления слоёв, формирующих распределённое брэгговское зеркало [1]. Поэтому для получения высокого отражения требуется большое (50 или более) число слоёв, что уменьшает спектральную полосу и ухудшает температурные характеристики зеркала вследствие значительной толщины структуры. Максимальная мощность сигнала у таких ПДЛ на длине волны 1.5 мкм не превышала 160 мВт при комнатной температуре и около 800 мВт при охлаждении активной среды до  $-33^{\circ}\text{C}$  [136, 37]. В режиме синхронизации мод максимальная средняя мощность составила 120 мВт при длительности импульса 3.2 пс, активная среда в эксперименте охлаждалась до  $-22^{\circ}\text{C}$  [138]. С помощью других методов изготовления активных полупроводниковых зеркал для длины волны 1.5 мкм (метаморфический рост либо использование диэлектрических распределённых зеркал) получить в непрерывном режиме мощность более 80 мВт не удалось [139, 140]. Подобные уровни оптической мощности сигнала недостаточны для генераторов суперконтинуума.

Технология сплавления разнородных полупроводниковых структур позволяет объединить в одном элементе материалы из различных систем, например InP и GaAs, которые не могут быть выращены монолитно без значительного количества дефектов [78]. С помощью этой технологии изготовлен ПДЛ с активной средой на основе InP и распределённым зеркалом из GaAs/AlGaAs-слоёв, который генерировал излучение мощностью 4.6 Вт в непрерывном режиме при комнатной температуре [85]. Был также реализован режим пассивной синхронизации мод и получены импульсы длительностью 16 пс со средней мощностью 0.86 Вт [141]. Таким образом, этот подход позволяет создавать импульсные источники на основе ПДЛ для накачки генераторов суперконтинуума.

Излучение ПДЛ, работающего в режиме синхронизации мод на длине волны 1.565 мкм, дополнительно усиливалось эрбий-иттербиевым волоконным усилителем, что позволило получить выходные импульсы с длительностью около 14 пс, частотой следования 1.6 ГГц и средней мощностью около 4.5 Вт. С их помощью была получена генерация со сверхшироким оптическим спектром (полоса от 1.35 до 2 мкм) в нелинейном волоконном световоде, легированном GeO<sub>2</sub>. Это первая демонстрация подобного источника для спектральной области около 1.5 мкм. Эффективность совместного использования ПДЛ и волоконных усилителей была независимо подтверждена в эксперименте с ПДЛ (длина волны 1 мкм), который использовался вместе с каскадным иттербиевым усилителем [142]. Были получены импульсы с длительностью 4 пс и средней мощностью более 200 Вт.

### 5.1. Гибридный источник пикосекундных импульсов на основе полупроводникового дискового лазера

Схема импульсного ПДЛ представлена на рис.15,а. Полупроводниковое зеркало с усилением содержало активную среду на основе десяти квантовых ям из AlGaInAs/InP и распределённое брэгговское зеркало из 35 пар слоёв Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As/GaAs. Структуры были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии и объединены в активное зеркало с помощью технологии «сплавления разнородных структур» [141]. Поверх активной структуры был размещён прозрачный алмазный теплоотвод, и её температура поддерживалась на уровне 15–17°C. Накачка ПДЛ осуществлялась с помощью многомодового лазерного диода с длиной волны 980 нм.

Синхронизация мод обеспечивалась полупроводниковым насыщающимся поглотителем на основе структуры GaInNAs [61, 143]. При уровне накачки 14.1 Вт средняя выходная мощность составляла 400 мВт при длительности импульсов 14.4 пс (рис.16,а), частота следования импульсов (1.6 ГГц) была в два раза выше фундаментальной частоты резонатора (рис.16,б) [144].

Излучение ПДЛ вводилось в одномодовый световод с помощью объектива через оптический изолятор (рис.15,б). Световод был приварен к эрбий-иттербиевому волоконному усилителю длиной 5.5 м (Nufern SM-EYDF-7/130), накачка которого осуществлялась двумя мощными диодными лазерами ( $\lambda = 980$  нм). Входной сигнал усиливался до 4.5 Вт, при этом длительность импульсов увеличилась незначительно, до 15.5 пс (рис.16,а), а энергия импульса составила 2.8 нДж. Выходной усиленный сигнал затем вводился в нелинейный кварцевый световод длиной 500 м с концентрацией GeO<sub>2</sub> около 30% и разностью показателей преломления  $\Delta n = 0.03$ . Длина волны нулевой дисперсии световода составляла 1530 нм и была близка к длине волны накачки, что способствовало эффективной генерации суперконтинуума [131]. Нелинейный коэффициент световода  $\gamma$  был равен  $8.4 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ .

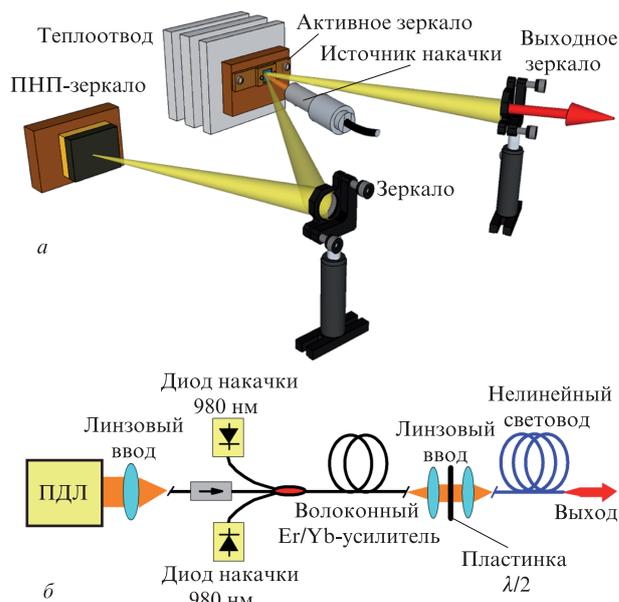


Рис.15. Схема резонатора ПДЛ в режиме пассивной синхронизации мод (а) и схема экспериментальной установки для генерации суперконтинуума с помощью полупроводникового дискового лазера, торцы волокон скоты под углом для устранения нежелательных отражений (б).

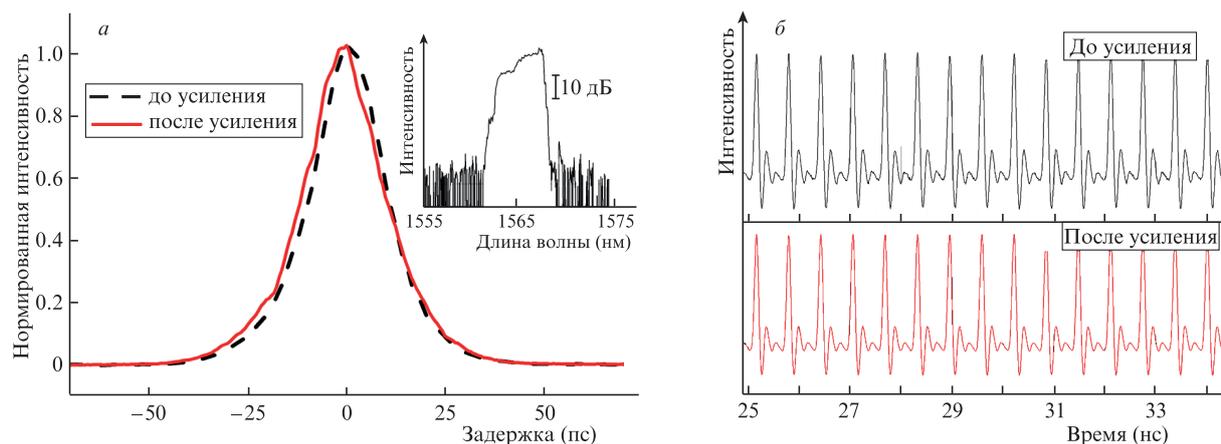


Рис.16. Автокорреляционная функция импульса с аппроксимацией функцией  $\text{sech}^2$  до и после усиления (на вставке – оптический спектр усиленного сигнала) (а) и осциллограммы оптического сигнала до и после усиления (б).

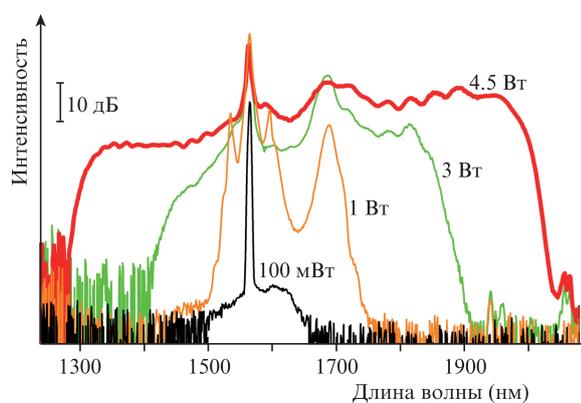


Рис.17. Оптический спектр сигнала после прохождения нелинейного световода длиной 500 м при различных мощностях накачки.

## 5.2. Генерация суперконтинуума пикосекундным дисковым лазером

Спектры выходного сигнала при различных мощностях сигнала, вводимого в нелинейный световод, показаны на рис.17. Излучение в спектральном диапазоне 1320–2000 нм с выходной мощностью 3.5 Вт было получено при мощности сигнала 4.5 Вт. При этом ширину и спектральную форму суперконтинуума можно было подстраивать настройкой поляризации вводимого сигнала.

Таким образом, впервые была продемонстрирована возможность генерации суперконтинуума с использованием ПДЛ, работающего в режиме пассивной синхронизации мод на длине волны 1.57 мкм [145].

## 6. Заключение

В настоящей работе продемонстрированы преимущества полупроводниковых дисковых лазеров при использовании их в волоконных лазерных устройствах на основе ВКР. К этим преимуществам относятся: малая относительная интенсивность шума (менее  $-150$  дБ/Гц), возможность генерации сигнала с высоким уровнем мощности и высокая эффективность ввода излучения в одномодовый световод. Современные дисковые лазеры способны излучать в широком диапазоне длин волн (от 250 до 2500 нм).

Реализованы малошумящие волоконные усилители для длин волн в области 1.3 мкм. Предложена схема гибридного усилителя, в котором волоконный ВКР-лазер используется совместно с активным кварцевым световодом, легированным висмутом. Экспериментально показана возможность создания пикосекундных волоконных лазеров в режиме синхронизации мод, работающих в области как нормальной, так и аномальной дисперсии. Созданный цельноволокнистый кольцевой лазер, работающий на длине волны 1.38 мкм, генерировал импульсы с длительностью 1.97 пс и средней мощностью 70 мВт. Накачка осуществлялась с помощью полупроводникового дискового лазера, излучающего на  $\lambda = 1.29$  мкм. Дисковый лазер с длиной волны 1.59 мкм, работающий в режиме синхронизации мод, полученном с помощью полупроводникового насыщающегося поглотителя, генерировал импульсы с длительностью 2.7 пс и средней мощностью  $\sim 60$  мВт. Источником накачки для него служил полупроводниковый дисковый лазер на длине волны 1.48 мкм. С помощью импульсов пикосекундного полупроводникового дискового лазера, усиленных эрбиевым волоконным усилителем, получена генерация суперконтинуума в диапазоне 1.35–2 мкм со средней мощностью 3.5 Вт.

Приведенные результаты доказывают перспективность использования полупроводниковых дисковых лазеров совместно с волоконными нелинейно-оптическими устройствами.

Авторы выражают благодарность К.М.Голанту и Ю.К.Чаморовскому (ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН) за предоставленные образцы кварцевого нелинейного световода и активного волокна, легированного висмутом. Полупроводниковые активные среды были предоставлены Э.Капон и А.Сырбу (Федеральная политехническая школа, Лозанна, Швейцария). Авторы признательны А. Рантамяки, Ю.Раутиайнену, Й.Лююттикайнену, Э. Сааринену, Ю.Керттуле, Т.Лейнонену и Я.Пуустинену (Центр исследования оптоэлектроники Технологического университета, Тампере, Финляндия) за их помощь и энтузиазм при создании совершенной технологии полупроводниковых дисковых лазеров.

1. Okhotnikov O.G. *Semiconductor Disk Lasers: Physics and Technology* (Weinheim: Wiley-VCH, 2010).
2. Landsberg G., Mandelstam L. *Z. für Physik*, **50**, 769 (1928).
3. Raman C.V., Krishnan K.S. *Nature*, **121**, 501 (1928).

4. Geller M., Bortfeld D.P., Sooy W.R., Woodbury E.J. *Proc. IEEE*, **51**, 1236 (1963).
5. Stolen R.H., Ippen E.P. *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 276 (1973).
6. Bromage J. *J. Lightwave Technol.*, **22**, 79 (2004).
7. Mollenauer L.F., Stolen R.H. *Opt. Lett.*, **9**, 13 (1984).
8. Mollenauer L., Gordon J., Islam M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 157 (1986).
9. Grubb S., Erdogan T., Mizrahi V., Strasser T., Cheung W., Reed W., Lemaire P., Miller A., Kosinski S., Nykolak G. *Opt. Ampl. Appl.*, **14**, PD3 (1994).
10. Dianov E.M., Grekov M.V., Bufetov I.A., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Plotnichenko V.G., Koltashev V.V., Belov A.V., Bubnov M.M., Semjonov S.L. *Electron. Lett.*, **33**, 1542 (1997).
11. Masuda H., Aida K. *Opt. Ampl. Appl.*, **18**, ThE2 (1995).
12. Andre P.S., Pinto A.N., Teixeira A.L.J., Neto B., Junior S., Spertti D., da Rocha F., Bernardo M., Fujiwara M., Rocha A., Facao M. *Transparent Optical Networks ICTON '07*, **1**, 136 (2007).
13. Headley C., Agrawal G.P. *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems* (New York: Acad. Press, 2005).
14. Mohamed A.E.N.A., Rashed A.N.Z., Eid M.M.A. *Intern. J. Computer Sci. Technol.*, **3**, 784 (2012).
15. Islam M.N. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **8**, 548 (2002).
16. Dianov E.M., Prokhorov A.M. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **6**, 1022 (2000).
17. Meltz G., Morey W.W., Glenn W.H. *Opt. Lett.*, **14**, 823 (1989).
18. Кравцов К.С., Буфетов И.А., Медведков О.И., Дианов Е.М., Яшков М.В., Гурьянов А.Н. *Квантовая электроника*, **35**, 586 (2005).
19. Feng Y., Taylor L.R., Calia D.B. *Opt. Express*, **17**, 23678 (2009).
20. Feng Y., Huang S., Shirakawa A., Ueda K.-I. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**, L722 (2004).
21. Feng Y., Taylor L.R., Calia D.B. *Opt. Express*, **17**, 19021 (2009).
22. Xiong Z., Moore N., Li Z.G., Lim G.C. *J. Lightwave Technol.*, **21**, 2377 (2003).
23. Codemard C.A., Ji J., Sahu J.K., Nilsson J. *Laser*, **80**, 120 (2010).
24. Codemard C.A., Sahu J.K., Nilsson J. *Tech. Dig. OFC/FOEC* (Anaheim, USA, 2005, vol. 2, paper OTuF5).
25. Codemard C.A., Nilsson J., Sahu J. *Tech. Digest CLEO/QELS 2007* (Baltimore, USA, 2007, paper CTuN3).
26. Fludger C., Handerek V., Mears R. *J. Lightwave Technol.*, **19**, 1140 (2001).
27. Bouteiller J. *Ann. Telecommun.*, **58**, 1342 (2003).
28. Дианов Е.М., Буфетов И.А., Машинский В.М., Шубин А.В., Медведков О.И., Ракигин А.Е., Мелькумов М.А., Хопин В.Ф., Гурьянов А.Н. *Квантовая электроника*, **35**, 435 (2005).
29. Agrawal G.P. *Fiber-Optic Communication Systems* (New York: Wiley, 1997, Vol. 3).
30. Stolen R.H., Gordon J.P., Tomlinson W.J., Haus H.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 1159 (1989).
31. Ohki Y., Hayamizu N., Shimizu H., Irino S., Yoshida J., Tsukiji N., Namiki S. *OSA Trends Opt. Photon. Series*, **77**, PD7 (2002).
32. Namiki S., Seo Koji, Tsukiji N., Shikii S. *Proc. IEEE*, **94**, 1024 (2006).
33. Yoshida J., Tsukiji N., Kimura T., Funabashi M., Fukushima T. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4870**, 169 (2002).
34. Bolognini G., Sugliani S., Di Pasquale F. *IUST Photonics* (Cochin, India, 2004, paper FBR 1.1).
35. Khashi H.J., Al-Naimee K., Jawad H., Benocci R., Narayanan V., Batani D. *Appl. Phys. Res.*, **2**, 55 (2010).
36. Schröder J., Alasia D., Sylvestre T., Coen S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, 1178 (2008).
37. Schröder J., Coen S., Vanholsbeeck F., Sylvestre T. *Opt. Lett.*, **31**, 3489 (2006).
38. Chestnut D.A., Taylor J.R. *Opt. Lett.*, **30**, 2982 (2005).
39. Agueraray C., Mochin D., Kruglov V., Harvey J.D. *Opt. Express*, **18**, 8680 (2010).
40. Castellani C.E.S., Kelleher E.J.R., Travers J.C., Popa D., Hasan T., Sun Z., Flahaut E., Ferrari A.C., Popov S.V., Taylor J.R. *Opt. Lett.*, **36**, 3996 (2011).
41. Castellani C.E.S., Kelleher E.J.R., Luo Z., Wu K., Ouyang C., Shum P.P., Shen Z., Popov S.V., Taylor J.R. *Laser Phys. Lett.*, **9**, 223 (2012).
42. Bonaccorso F., Sun Z., Hasan T., Ferrari A. C. *Nat. Photon.*, **4**, 611 (2010).
43. Sun Z., Hasan T., Ferrari A.C. *Physica E*, **44**, 1082 (2012).
44. [http://www.oclaro.com/brochures/OCL\\_BR\\_HPLD\\_2012-01\\_NonPrint.pdf](http://www.oclaro.com/brochures/OCL_BR_HPLD_2012-01_NonPrint.pdf).
45. Namiki S., Tsukiji N., Emori Y., in *Raman Amplifiers for Telecommunications I*, Islam M. (Ed.) (Berlin: Springer, 2004 vol. 90, p. 121).
46. Tsukiji N., Hayamizu N., Shimizu, Y. Ohki H., Kimura T., Irino S., Yoshida J., Fukushima T., Namiki S. *Opt. Ampl. Appl.*, **77**, PD7 (2002).
47. Ohki Y., Hayamizu N., Irino S., Shimizu H., Yoshida J., Tsukiji N. *Furukawa Rev.*, **24**, 6 (2003).
48. Dianov E.M. *J. Lightwave Technol.*, **20**, 1457 (2002).
49. <http://www.ipgphotonics.com>.
50. Moulton P.F., Rines G.A., Slobodtchikov E.V., Wall K.F., Frith G., Samson B., Carter A.L.G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 85 (2009).
51. Sahu J.K., Jeong Y., Richardson D.J., Nilsson J., in *Advanced Sol. State Photon. 2005* (Vienna, 2005, p. MB33).
52. Dianov E.M., Shubin A.V., Melkumov M.A., Medvedkov O.I., Bufetov I.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1749 (2007).
53. Yi L., Zhan L., Hu W., Hu P., Su Y., Leng L., Xia Y. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1028 (2006).
54. Strutz S.J., Williams K.J. *Electron. Lett.*, **36**, 1359 (2000).
55. Geng J., Staines S., Wang Z., Zong J., Blake M., Jiang S. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1813 (2006).
56. Bufetov I.A., Bubnov M.M., Larionov Y.V., Medvedkov O.I., Vasiliev S.A., Melkumov M.A., Rybaltovsky A.A., Semjonov S.L., Dianov E.M., Gur'yanov A.N. *Laser Phys.*, **13**, 234 (2003).
57. Zhao Y., Jackson S. *Opt. Express*, **13**, 4731 (2005).
58. Rini M., Cristiani I., Degiorgio V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 1117 (2000).
59. Kitayama Y., Tanaka S. *Electron. Commun. Jpn (P. I: Commun.)*, **68**, 104 (1985).
60. Kalyoncu S.K., Gao S., Tien E.-K., Huang Y., Yildirim D., Adas E., Wabnitz S., Boyraz O. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 2812 (2011).
61. Охотников О.Г. *Квантовая электроника*, **38**, 1083 (2008).
62. Giesen A., Speiser J. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **13**, 598 (2007).
63. Tropper A.C., Foreman H.D., Garnache A., Wilcox K.G., Hoogland S.H. *J. Physics D: Appl. Phys.*, **37**, R75 (2004).
64. Вул Б.М., Келдыш Л.В., Котельников В.А., Логунов А.А., Марков М.А., Никольский С.И., Плотников А.Ф., Прохоров А.М., Скобельцын Д.В. *УФН*, **138** (4), 683 (1982).
65. Basov N.G. *Nobel Lectures Physics, 1963–1970*, 89 (1998).
66. Jiang W.B., Friberg S.R., Iwamura H., Yamamoto Y. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 807 (1991).
67. Jiang W.B., Mirin R., Bowers J.E. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 677 (1992).
68. Kuznetsov M., Hakimi F., Sprague R., Mooradian A. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 1063 (1997).
69. Morton L.G., Hastie J.E., Dawson M.D., Krysa A.B., Roberts J.S. *CLEO/QELS 2006* (Long Beach, USA, 2006, p. JWB16).
70. Hastie J., Calvez S., Dawson M., Leinonen T., Laakso A., Lyytikäinen J., Pessa M. *Opt. Express*, **13**, 77 (2005).
71. Beyertt S.-S., Brauch U., Demaria F., Dhidah N., Giesen A., Kubler T., Lorch S., Rinaldi F., Unger P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 869 (2007).
72. Chilla J., Butterworth S., Zeitschel A., Charles J., Caprara A., Reed M., Spinelli L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5332**, 143 (2004).
73. Rudin B., Rutz A., Hoffmann M., Maas D.J.H.C., Bellancourt A.-R., Gini E., Südmeyer T., Keller U. *Opt. Lett.*, **33**, 2719 (2008).
74. Lutgen S., Albrecht T., Brick P., Reill W., Luft J., Späth W. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3620 (2003).
75. Korpjärvi V.-M., Guina M., Puustinen J., Tuomisto P., Rautiainen J., Härkönen A., Tukiainen A., Okhotnikov O., Pessa M. *J. Crystal Growth*, **311**, 1868 (2009).
76. Korpjärvi V.-M., Leinonen T., Puustinen J., Härkönen A., Guina M.D. *Opt. Express*, **18**, 25633 (2010).
77. Lyytikäinen J., Rautiainen J., Toikkanen L., Sirbu A., Mereuta A., Caliman A., Kapon E., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **17**, 9047 (2009).
78. Rautiainen J., Lyytikäinen J., Sirbu A., Mereuta A., Caliman A., Kapon E., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **16**, 21881 (2008).
79. Lyytikäinen J., Rautiainen J., Sirbu A., Iakovlev V., Laakso A., Ranta S., Tavast M., Kapon E., Okhotnikov O.G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **23**, 917 (2011).
80. Hopkins J.-M., Hempler N., Rösener B., Schulz N., Rattunde M., Manz C., Köhler K., Wagner J., Burns D. *Opt. Lett.*, **33**, 201 (2008).

81. Schulz N., Rattunde M., Ritzenthaler C., Rosener B., Manz C., Kohler K., Wagner J., Brauch U. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 091113 (2007).
82. Rautiainen J., Härkönen A., Korpjärvi V.-M., Tuomisto P., Guina M., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **15**, 18345 (2007).
83. McInerney J.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4994**, 21 (2003).
84. Chamorovskiy A., Rantamäki A., Sirbu A., Mereuta A., Kapon E., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **18**, 23872 (2010).
85. Rantamäki A., Rautiainen J., Lyytikäinen J., Sirbu A., Mereuta A., Kapon E., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **20**, 9046 (2012).
86. Rantamäki A., Sirbu A., Mereuta A., Kapon E., Okhotnikov O. G. *Opt. Express*, **18**, 21645 (2010).
87. Kardosh I., Demaria F., Rinaldi F., Riedl M.C., Michalzik R. *Electron. Lett.*, **44**, 524 (2008).
88. Mooradian A. *Opt. Fiber Commun. Conf. 2001* (Anaheim, USA, 2001, vol. 4, p. PD17).
89. Bousseksou A., Kurdi M.E., Salik M.D., Sagnes I. *Bouchoule S. Electron. Lett.*, **40**, 1490 (2004).
90. Kurdi M.E., Bouchoule S., Bousseksou A., Sagnes I., Plais A., Strassner M., Symonds C., Garnache A., Jacquet J. *Electron. Lett.*, **40**, 671 (2004).
91. Keller U., Tropper A.C. *Phys. Reports*, **429**, 67 (2006).
92. Baili G., Bretenaker F., Alouini M., Morvan L., Dolfi D., Sagnes I. *J. Lightwave Technol.*, **26**, 952 (2008).
93. Pal V., Trofimoff P., Miranda B.-X., Baili G., Alouini M., Morvan L., Dolfi D., Goldfarb F., Sagnes I., Ghosh R., Bretenaker F. *Opt. Express*, **18**, 5008 (2010).
94. Silfvast W.T. *Laser Fundamentals* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2004).
95. Senior J. M., Jamro M. Y. *Optical Fiber Communications: Principles and Practice* (Harlow: Pearson Education, 2008).
96. Nishida Y., Yamada M., Kanamori T., Kobayashi K., Temmyo J., Sudo S., Ohishi Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1332 (1998).
97. Ohishi Y., Kanamori T., Kitagawa T., Takahashi S., Snitzer E., Sigel J. *Opt. Lett.*, **16**, 1747 (1991).
98. Chamorovskiy A., Rautiainen J., Rantamäki A., Golant K.M., Okhotnikov O.G. *Opt Express*, **19**, 6433 (2011).
99. Chamorovskiy A., Rautiainen J., Rantamäki A., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **19**, 6414 (2011).
100. Rautiainen J., Toikkanen L., Lyytikäinen J., Sirbu A., Mereuta A., et al. *CLEO Conf. Dig.* (Munich, 2009, p. CB5\_3).
101. Sirbu A., Volet N., Mereuta A., Lyytikäinen J., Rautiainen J., Okhotnikov O., Walczak J., Wasiaik M., Czyszanowski T., Caliman A., Zhu Q., Iakovlev V., Kapon E. *Adv. Opt. Technol.*, **2011**, 1 (2011).
102. Hui R., O'Sullivan M. *Fiber Optic Measurement Techniques* (New York: Acad. Press, 2009).
103. Ahmad A., Md Ali M.I., Zamzuri A.K., Mohamad R., Mahdi M.A. *Microwave Opt. Technol. Lett.*, **48**, 721 (2006).
104. Aoki Y. *J. Lightwave Technol.*, **6**, 1225 (1988).
105. Ball G.A., Hull-Allen G., Holton C., Morey W.W. *Electron. Lett.*, **29**, 1623 (1993).
106. Sun G., Cai Z., Ye C. *Opt. Commun.*, **260**, 645 (2006).
107. Nicholson J.W. *J. Lightwave Technol.*, **21**, 1758 (2003).
108. Tang M., Gong Y.D., Shum P. *J. Lightwave Technol.*, **22**, 1899 (2004).
109. Amano T., Okamoto K., Tszuzaki T., Kakui M., Shigematsu M. *OFC 2003* (Atlanta, 2003, p. WB3).
110. Desurvire E. *Erbium Doped Fiber Amplifiers* (New York: John Wiley & Sons Inc., 1994).
111. Masuda H. *Techn. Dig. Opt. Fiber Commun. Conf.* (OSA, 2000, vol. 1, p. TuA1).
112. Lee J., Chang Y., Han Y.-G., Kim S. H., Chung H., Lee S.B. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**, 43 (2005).
113. Fujimoto Y., Nakatsuka M. *Jap. J. Appl. Phys.*, **40**, L279 (2001).
114. Dvoyrin V.V., Mashinsky V.M., Bulatov L.I., Bufetov I.A., Shubin A.V., Melkumov M.A., Kustov E.F., Dianov E.M., Umnikov A.A., Khopin V.F., Yashkov M.V., Guryanov A.N. *Opt. Lett.*, **31**, 2966 (2006).
115. Dvoyrin V.V., Kir'yanov A.V., Mashinsky V.M., Medvedkov O.I., Umnikov A.A., Guryanov A.N., Dianov E.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **46**, 182 (2010).
116. Дианов Е.М., Мелькумов М.А., Шубин А.В., Фирстов С.В., Хопин В.Ф., Гурьянов А.Н., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **39**, 1099 (2009).
117. Golant K.M., Bazakutsa A.P., Butov O.V., Chamorovskiy Y.K., Lanin A.V., Nikitov S.A. *ECOC 2010* (Turin, 2010 p. 1.01).
118. Gumenyuk R., Golant K., Okhotnikov O.G. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 191108 (2011).
119. Dianov E.M., Bufetov I.A. *CLEO 2010 Techn. Dig., CMM5* (2010).
120. Chamorovskiy A., Golant K.M., Okhotnikov O.G. *Techn. Dig. 37th Europ. Conf. and Exposition on Optical Commun.* (OSA, 2011, paper We.10.P1.15).
121. Chamorovskiy A., Rautiainen J., Rantamäki A., Okhotnikov O.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **47**, 1201 (2011).
122. Chamorovskiy A., Rautiainen J., Lyytikäinen J., Ranta S., Tavast M., Sirbu A., Kapon E., Okhotnikov O. *Opt. Lett.*, **35**, 3529 (2010).
123. Chamorovskiy A., Rautiainen J., Lyytikäinen J., Okhotnikov O.G. *Conf. Dig. CLEO/QEC 2011* (Munich, 2011, p. CJ1\_1).
124. Mircea A., Caliman A., Iakovlev V., Mereuta A., Suruceanu G., Berseth C.-A., Royo P., Syrбу A., Kapon E. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **19**, 121 (2007).
125. Keller U., Weingarten K. J., Kartner F. X., Kopf D., Braun B., Jung I. D., Fluck R., Honninger C., Matuschek N., Aus der Au J. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **2**, 435 (1996).
126. Okhotnikov O., Grudin A., Pessa M. *New J. Phys.*, **6**, 177 (2004).
127. Avdokhin A.V., Popov S.V., Taylor J.R. *Opt. Express*, **11**, 265 (2003).
128. Fermann M.E., Hartl I. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **15**, 191 (2009).
129. [http://users.ictp.it/~pub\\_off/preprints-sources/2009/IC2009065P.pdf](http://users.ictp.it/~pub_off/preprints-sources/2009/IC2009065P.pdf).
130. Wise F.W., Chong A., Renninger W.H. *Laser & Photon. Rev.*, **2**, 58 (2008).
131. Dudley J.M., Taylor J.R. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010).
132. Lorensen D., Maas D.J.H., Unold H., Bellancourt A.-R., Rudin B., Gini E., Ebling D., Keller U. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 838 (2006).
133. Rudin B., Wittwer V.J., Maas D.J.H.C., Hoffmann M., Sieber O.D., Barbarin Y., Golling M., Sudmeyer T., Keller U. *Opt. Express*, **18**, 27582 (2010).
134. Moloney J.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5990**, 599003 (2005).
135. Morioka T., Kawanishi S., Mori K., Saruwatari M. *Electron. Lett.*, **30**, 790 (1994).
136. Lindberg H., Larsson A., Strassner M. *Opt. Lett.*, **30**, 2260 (2005).
137. Lindberg H., Strassner M., Gerster E., Larsson A. *Electron. Lett.*, **40**, 601 (2004).
138. Lindberg H., Sadeghi M., Westlund M., Wang S., Larsson A., Strassner M., Marcinkevicius S. *Opt. Lett.*, **30**, 2793 (2005).
139. Tourrenc J.P., Bouchoule S., Khadour A., Decobert J., Miard A., Harmand J.C., Oudar J.L. *Electron. Lett.*, **43**, 754 (2007).
140. Symonds C., Dion J., Sagnes I., Dainese M., Strassner M., Leroy L., Oudar J.-L. *Electron. Lett.*, **40**, 734 (2004).
141. Saarinen E. J., Puustinen J., Sirbu A., Mereuta A., Caliman A., Kapon E., Okhotnikov O.G. *Opt. Lett.*, **34**, 3139 (2009).
142. Dupriez P., Finot C., Malinowski A., Sahu J.K., Nilsson J., Richardson D.J., Wilcox K.G., Foreman H.D., Tropper A.C. *Opt. Express*, **14**, 9611 (2006).
143. Okhotnikov O.G., Jouhti T., Konttinen J., Karirinne S., Pessa M. *Opt. Lett.*, **28**, 364 (2003).
144. Saarinen E.J., Härkönen A., Herda R., Suomalainen S., Orsila L., Hakulinen T., Guina M., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **15**, 955 (2007).
145. Chamorovskiy A., Kerttula J., Rautiainen J., Okhotnikov O.G. *Electron. Lett.*, **48**, 1010 (2012).