

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

УДК 535 : 621.373.8

ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ СО СЛУЧАЙНОЙ РАСПРЕДЕЛЁННОЙ
ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ НА РЭЛЕЕВСКОМ РАССЕЙАНИИС. А. Бабин^{1, 2}, И. Д. Ватник¹¹*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1*²*Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова 2**E-mail: ilya.vatnik@gmail.com*

Одномодовые волоконные световоды широко используются в оптических линиях связи, а на основе активных световодов с линейными или кольцевыми резонаторами созданы эффективные волоконные лазеры. Расстояние между зеркалами резонатора волоконных лазеров может достигать 270 км (предельная длина определяется линейным затуханием и нелинейной дефазировкой волн). В 2009 году была случайно обнаружена «случайная» генерация в длинном телекоммуникационном световоде без какого-либо резонатора: необходимая для генерации положительная распределённая обратная связь возникает из-за рэлеевского рассеяния света, а распределённое усиление создаётся за счёт вынужденного комбинационного рассеяния. Такой лазер может быть отнесён к классу так называемых случайных лазеров, активно изучаемых в последнее время, причём волоконная геометрия и слабость рэлеевского рассеяния обеспечивают намного лучшие выходные характеристики по сравнению с другими вариантами случайных лазеров. По эффективности генерации и качеству пучка он не уступает волоконным лазерам с обычным резонатором, при этом обладает рядом уникальных свойств (неограниченная длина, безмодовый спектр и др.), открывающих как новые физические явления, так и новые возможности для применений в телекоммуникационных и сенсорных системах. В работе дан обзор результатов исследований в этой области, полученных за последние годы.

Ключевые слова: волоконный лазер, распределённая обратная связь, рэлеевское рассеяние, вынужденное комбинационное рассеяние, случайный лазер.

Введение. Как известно, волоконный лазер был предложен Элиасом Снитцером ещё в 1961 году [1], т. е. всего через год после запуска Теодором Мейманом первого лазера на кристалле рубина. Уже тогда были очевидны преимущества волоконного активного элемента перед объёмным лазерным кристаллом: за счёт большой удельной площади поверхности волоконного световода достигается эффективный теплоотвод, а его волноводные свойства обеспечивают высокое качество выходного пучка, нечувствительного к нагреву активного элемента. Однако уровень технологий того времени (низкое качество световодов, сложные схемы оптической накачки и необходимость сопряжения активных световодов с объёмной оптикой (зеркалами) и другими элементами) отодвинул на десятки лет развитие и внедрение этого типа лазеров на практике.

Прогресс в развитии волоконных лазеров стал возможен во многом в связи с появлением волоконно-оптической связи и телекоммуникационных технологий, в первую очередь благодаря созданию в конце 60-х годов прошлого столетия световодов из кварцевого стекла с низкими потерями [2]. Результат был достигнут вследствие уменьшения концентрации примесей, за что (а точнее, за «новаторские достижения в области передачи света по волокнам для оптической связи») Чарльзу Као присуждена Нобелевская премия по физике 2009 года. Практическое внедрение волоконно-оптических линий связи, которое было особенно бурным в 1990-е годы после появления сети Интернет, привело к созданию принци-

пиально новой элементной базы волоконной оптики [3, 4]: эффективных источников накачки — полупроводниковых лазеров с выводом излучения в оптическое волокно, волоконных брэгговских решёток (ВБР), волоконных разветвителей и объединителей и других элементов, на основе которых стало возможным создание эффективных лазеров в полностью волоконном исполнении.

Прежде чем описывать волоконные лазеры, напомним основные принципы работы лазера вообще. Хорошо известно, что для лазерной генерации нужна активная среда, усиливающая свет, и положительная обратная связь, превращающая оптический усилитель в генератор когерентного излучения (квантовый генератор). Для формирования обратной связи активная среда помещается в резонатор, который обычно состоит из двух зеркал, настроенных параллельно друг другу. Зеркала отражают свет назад в усиливающую среду, и если коэффициент усиления превышает потери при двойном проходе между зеркалами, достигается порог генерации и мощность излучения резко возрастает. Однако мощность не может расти до бесконечности и стабилизируется на уровне, определяемом эффектом насыщения: усиление в активной среде с ростом мощности падает и в стационарном режиме становится равным потерям в резонаторе. Лазерный пучок в поперечном направлении обычно ограничен размерами активной среды или размерами зеркал резонатора. Такой резонатор не может быть очень длинным, так как пучок при распространении в свободном пространстве расширяется из-за дифракции: чем меньше размер пучка, тем сильнее его расходимость и соответственно потери на зеркалах (или другой ограничивающей апертуре). Эта проблема решается в полностью закрытом варианте резонатора, когда в промежутке между зеркалами пучок распространяется по волноводу, каковым является, например, волоконный световод.

Простейший вариант современного волоконного лазера [5] представляет собой отрезок активного волоконного световода с сердцевиной, легированной ионами редкоземельных элементов (иттербия, эрбия и др.), на концах которого сформированы ВБР. Некогерентное излучение лазерного диода накачки заводится в активный световод через волоконный ответвитель и переводит активные ионы в возбуждённое состояние, создавая таким образом усиливающую среду, а ВБР — структуры, отражающие свет на резонансной (брэгговской) длине волны, — формируют резонатор лазера непосредственно в волоконном световоде. Реализация полностью волоконной схемы привела к революции в лазерной технике. Такой лазер не требует юстировки зеркал, обладает высокой эффективностью и стабильностью генерации при высоком качестве пучка. Кроме оптической накачки лазерных уровней ионов редкоземельных элементов усиление можно создать и в пассивном телекоммуникационном световоде за счёт эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света на оптических фонах (межатомных колебаниях) в стекле [6]. Рассеянное излучение, сдвинутое по спектру в длинноволновую область на величину колебательного кванта, усиливается вследствие нелинейного взаимодействия оптического фона с излучением накачки. Величина так называемого стоксова сдвига составляет в кварцевом световоде около 13 ТГц в единицах частоты [7]. Если для рассеянной стоксовой волны создать резонатор, например, с помощью ВБР, то мы получим волоконный ВКР-лазер, генерирующий стоксову волну при наличии накачки. Вынужденное комбинационное рассеяние, являющееся слабым нелинейным эффектом в объёмных средах, становится сильным в волоконных световодах за счёт концентрации интенсивного излучения в сердцевине световода на большой длине. Это позволяет получить высокую эффективность преобразования ($\geq 70\%$) при умеренной мощности накачки (≥ 1 Вт) в пассивных одномодовых световодах длиной ~ 1 км [5]. При этом длину волны генерации ВКР-лазера можно перестраивать, так как линия ВКР-усиления в кварцевом стекле уширена, а в каскадной схеме (с генерацией стоксовых волн высоких порядков) можно получить практически любую длину волны ближнего ИК-диапазона: от 1,1 до 1,7 мкм с накачкой волоконными же лазерами на легированных

(Yb, Er) волокнах, генерирующими на длинах волн $\sim 1,1$ и $\sim 1,5$ мкм соответственно.

В 2007 году в совместной работе группы исследователей из Института автоматики и электрометрии СО РАН (Россия) и университета Астон (Великобритания) по изучению генерации в длинных ВКР-лазерах [8] был сформулирован ряд принципиальных вопросов. До каких пределов возможно увеличение длины резонатора волоконного лазера? Может ли она быть сравнима или даже больше длины пассивного участка волоконно-оптической линии связи (70–100 км)? Будет ли генерируемое излучение сохранять модовую структуру в таком длинном резонаторе? Работа начиналась с реализации ВКР-лазеров с длиной резонатора (расстояние между ВБР) ~ 10 км, а затем длина была увеличена до 84 км.

В [9] установлен предел удлинения волоконного резонатора: он оказался равным 270 км. Вплоть до такой большой длины в спектре генерируемого излучения наблюдается структура продольных мод линейного резонатора (с межмодовым расстоянием $c/2nL \sim 400$ Гц, рис. 1, *a*), т. е. между зеркалами (ВБР), разнесёнными на 270 км, формируется стоячая электромагнитная волна, что само по себе удивительно. При этом ширина пика межмодовых биений растёт с увеличением мощности лазера и для длины резонатора 270 км становится сравнимой с межмодовым расстоянием при мощности лазера ~ 10 мВт (рис. 1, *b*), т. е. практически сразу над порогом генерации. Причиной уширения является дефазировка вследствие нелинейного взаимодействия мод, приводящая к турбулентному характеру многомодовой генерации [10, 11].

Более удивительным оказалось то, что при дальнейшем увеличении длины (≥ 300 км) лазер тоже работает, но уже в «безмодовом» режиме. В [9] предполагалось, что к генерации в этом случае приводит рэлеевское рассеяние на субмикронных неоднородностях показателя преломления — то самое, которое определяет минимальный уровень потерь в телекоммуникационных волоконных световодах, составляющий 0,2 дБ/км для света с длиной волны 1,55 мкм.

Хотя рассеяние в световоде идёт во все стороны, часть излучения, рассеянного назад, попадает обратно в световод и распространяется во встречном направлении. Интегрально

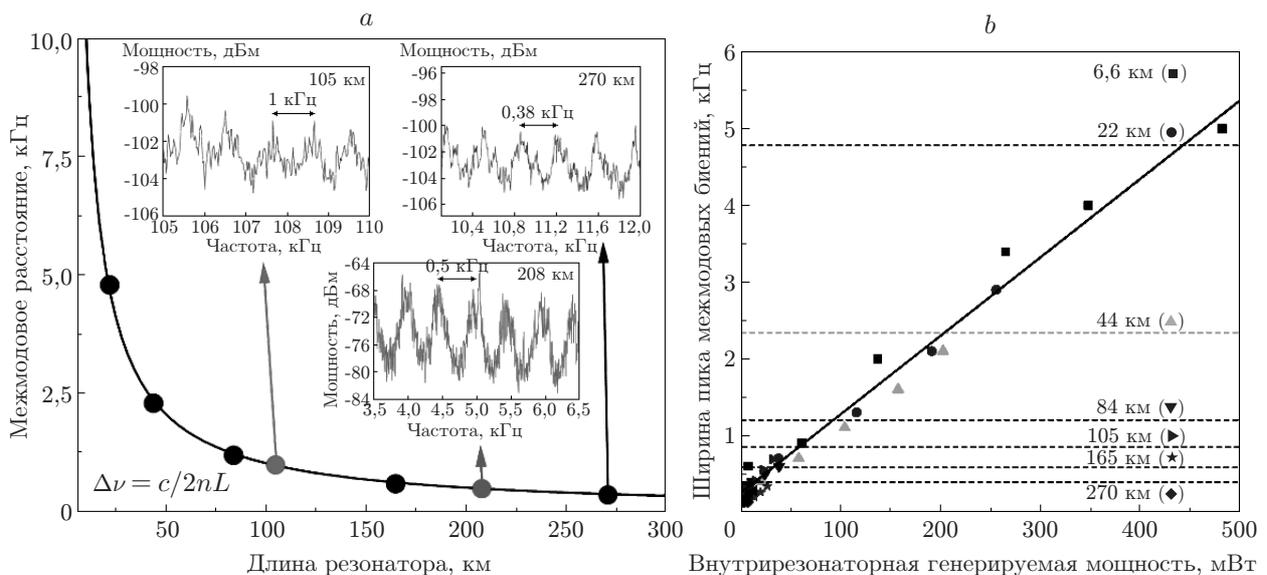


Рис. 1. Модовая структура в длинном ВКР-лазере: *a* — зависимость межмодового расстояния от длины резонатора с соответствующими спектрами межмодовых биений на вставках; *b* — зависимость ширины пиков межмодовых биений от внутрирезонаторной мощности ВКР-лазера для разных длин резонатора [9] (пунктирные линии — межмодовое расстояние в килогерцах)

эффект рэлеевского отражения очень мал ($\sim 0,1\%$), но при длинах резонатора ~ 300 км он становится больше, чем отражение от второго зеркала вследствие затухания сигнала при проходе по резонатору. При этом эффект распределённого рэлеевского отражения позволяет получить генерацию в стандартном телекоммуникационном волокне даже в отсутствие резонаторных зеркал, если в волокне создать распределённое усиление, например, путём ВКР, тогда рассеянное излучение будет усиливаться по всей длине. Такой лазер без резонатора, работающий только за счёт случайной распределённой обратной связи (СРОС) на рэлеевском рассеянии, был продемонстрирован в 2010 году [12], и его свойства оказались существенно отличными от свойств обычных лазеров с резонатором.

В данном обзоре описаны принципы работы волоконного СРОС-лазера, различные схемы и режимы генерации, основные выходные характеристики, а также представлена теоретическая модель, результаты её сравнения с экспериментом и рассмотрены потенциальные применения различных вариантов волоконного СРОС-лазера.

1. Концепция СРОС-лазера и проверочные эксперименты. Для проверки предположения о существенной роли рэлеевского обратного рассеяния была предложена схема лазера [12], в котором необходимая для генерации положительная обратная связь реализуется только за счёт рассеяния на неоднородностях внутри волокна. Принципиальная схема такого волоконного СРОС-лазера приведена на рис. 2 [12].

В качестве активной среды использовалось стандартное телекоммуникационное одномодовое волокно типа SMF-28 (длиной $L = 83$ км в конкретном эксперименте) с коэффициентом затухания $\alpha \sim 0,045$ км $^{-1}$ (0,2 дБ/км) в спектральной области $\sim 1,55$ мкм, соот-

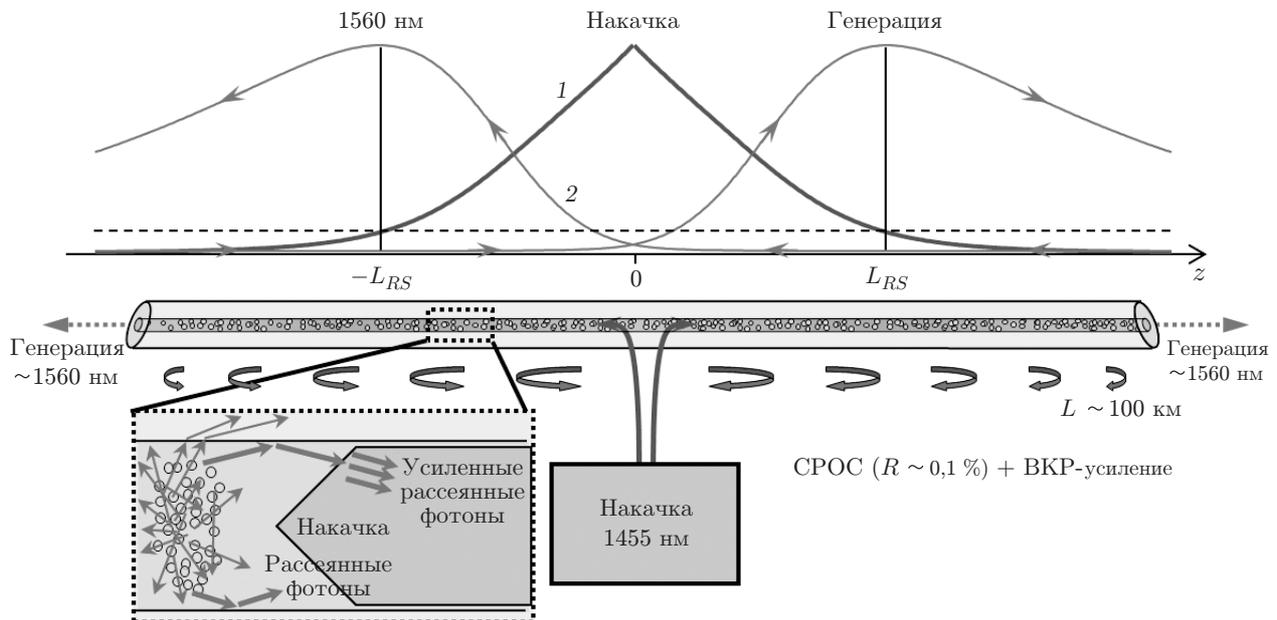


Рис. 2. Принцип работы лазера со случайной распределённой обратной связью [12]. Фотоны, распространяющиеся в длинном ($L \sim 100$ км) волокне практически полностью теряются из-за упругого рэлеевского рассеяния на неоднородностях показателя преломления. Только малая их часть ($\sim 10^{-3}$) захватывается волноводом и возвращается назад. Если в световод ввести в двух направлениях излучение накачки (1455 нм), то из-за эффекта ВКР создаётся распределённое усиление как для прямых, так и рассеянных фотонов с максимумом вблизи 1560 нм. При условии, что интегральный коэффициент усиления фотонов превышает потери за полный проход, возникает генерация на длине волны ~ 1560 нм. На графике приведены расчётные распределения мощности накачки (1455 нм) и мощности генерации (~ 1560 нм)

ветствующей окну прозрачности, т. е. величина сигнала уменьшается примерно в 100 раз в волокне длиной ~ 100 км. Это затухание определяется обычно рэлеевским рассеянием. Коэффициент отражения назад, т. е. часть Q ($\sim 0,001$) рассеянного излучения на единицу длины, которая попадает в волновод и распространяется в обратном направлении, равен $\epsilon = \alpha Q = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$. С учётом затухания основной вклад в рэлеевское отражение назад набирается на длине ~ 100 км, при этом интегральный коэффициент отражения очень мал: $R \sim Q \sim 0,1 \%$. Однако ситуация принципиально меняется, если рассеянное назад излучение усиливается за счёт эффекта Рамана, или вынужденного комбинационного рассеяния (в русскоязычной литературе) [6]. Для создания усиления и получения генерации стоксовой волны на $1,55$ мкм в световод необходимо завести излучение накачки на длине волны $\sim 1,45$ мкм (в соответствии с величиной стоксова сдвига ВКР). Поскольку излучение накачки тоже затухает, причём сильнее (поскольку рэлеевское рассеяние растёт обратно пропорционально четвёртой степени длины волны), для более равномерного по длине ВКР-усиления, пропорционального мощности накачки P_0 , излучение двух лазеров накачки вводится в середине волокна в двух направлениях с помощью направленных волоконных ответвителей.

В результате на участках от середины волокна до точек, обозначенных как $|z| = L_{RS}$, ВКР-усиление $g_R P_0$ для стоксовой волны (см. рис. 2, кривая 1) превышает потери, т. е. интервал $2L_{RS}$ соответствует усиливающему участку как для генерируемой стоксовой волны, так и для рассеянного назад излучения. При $|z| > L_{RS}$ генерируемая волна (кривая 2) просто затухает с коэффициентом $\alpha \sim 0,045 \text{ км}^{-1}$ вплоть до выхода из волокна. Для того чтобы исключить влияние отражения от торцов, их необходимо сколоть под углом $\sim 10^\circ$. Поскольку ВКР-коэффициент в телекоммуникационном волокне составляет $g_R \sim 0,4 \text{ км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$, при мощности накачки $P_0 \sim 1$ Вт достигается интегральное по активной длине усиление $G \sim \exp(2g_R P_0 L_{RS}) > 10^6$, что достаточно для преодоления порога генерации.

В эксперименте при превышении пороговой мощности накачки (суммарно $2P_0 \sim 1,5$ Вт, рис. 3) в обычном пассивном телекоммуникационном волокне без каких-либо точечных отражателей возникает стационарная лазерная генерация с характерным гаус-

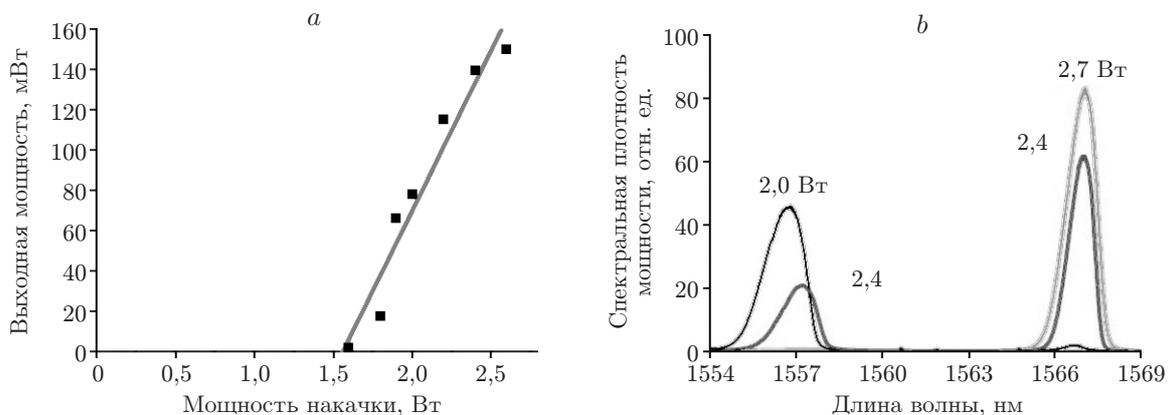


Рис. 3. Мощностные и спектральные характеристики симметричной схемы СРОС-лазера: *a* — мощность генерации на одном конце волокна P_{out} в зависимости от полной мощности накачки $2P_{\text{in}}$ [12]; *b* — спектр генерации $p(\lambda)$ в зависимости от полной мощности накачки $2P_{\text{in}}$ (при $2P_{\text{in}} = 2$ Вт генерируется линия 1557 нм, при $2P_{\text{in}} = 2,7$ Вт — линия 1567 нм, при $2P_{\text{in}} = 2,4$ Вт — одновременно две линии 1557 и 1567 нм, соответствующие двум локальным максимумам в спектре ВКР-усиления)

совым профилем пучка, узким спектром и высокой эффективностью генерации, сравнимая по характеристикам с обычными волоконными ВКР-лазерами с точечными отражателями типа ВБР. Случайная генерация возникает в максимумах ВКР-усиления, которых в кварцевом стекле два: 1557 и 1567 нм с накачкой 1455 нм. При большой мощности остаётся один пик на $\lambda = 1567$ нм. Отметим, что вблизи порога наблюдается стохастическая генерация, как в объёмных случайных лазерах [13].

Анализ радиочастотного спектра показал отсутствие межмодовых биений, т. е. СРОС-лазер генерирует безмодовый спектр, а точнее, континуум случайных спектральных компонент вблизи максимума усиления. При этом ширина и форма генерируемого спектра примерно соответствуют спектру обычных волоконных лазеров с узкополосными брэгговскими отражателями, в которых он определяется нелинейным взаимодействием большого количества мод в режиме волновой турбулентности [10, 11], т. е. переход от регулярной модовой структуры к случайному спектральному континууму не приводит к существенным изменениям спектра в длинных волоконных лазерах. Однако в отличие от ВКР-лазера спектр СРОС-лазера имеет достаточно малую ширину даже при отсутствии узкополосных спектральных селекторов.

Порог генерации СРОС-лазера значительно выше, чем у ВКР-лазера с ВБР-резонатором при длинах ~ 100 км (рис. 4), однако в отличие от ВКР-лазера он не растёт с увеличением длины волокна. Дифференциальная эффективность генерации суммарно с двух концов для СРОС-лазера составляет $\sim 30\%$, что сравнимо с эффективностью ВКР-лазеров с ВБР при таких длинах. Величину порога можно оценить из выражения

$$P_{th} = 2 \frac{\alpha}{g_R} \left(1 + \ln \left(\frac{g_R P_{th}}{\alpha} \right) \right) + \frac{\alpha_P}{g_R} \ln \left(\frac{1}{Q} \sqrt{\frac{\alpha_P}{\pi \alpha}} \right) \approx 1,8 \text{ Вт}, \quad (1)$$

где $\alpha_P \approx 0,3$ дБ/км — коэффициент затухания для накачки.

Сравнение рассчитанных численно порогов генерации безмодового рэлеевского РОС-лазера и многомодового ВКР-лазера с точечными ВБР с учётом рэлеевского рассеяния (см. рис. 4) показывает, что пороги уравниваются на ~ 300 км и при дальнейшем увеличении длины в обоих случаях порог определяется рэлеевским рассеянием. Поэтому при увеличении длины резонатора более 300 км ВБР не оказывают влияния и генерация обеспечивается исключительно СРОС из-за рэлеевского рассеяния и становится безмодовой (см. рис. 1).

Таким образом, несмотря на случайный характер и слабость распределённой обратной связи из-за рэлеевского рассеяния, предложенная схема СРОС-лазера позволяет получить

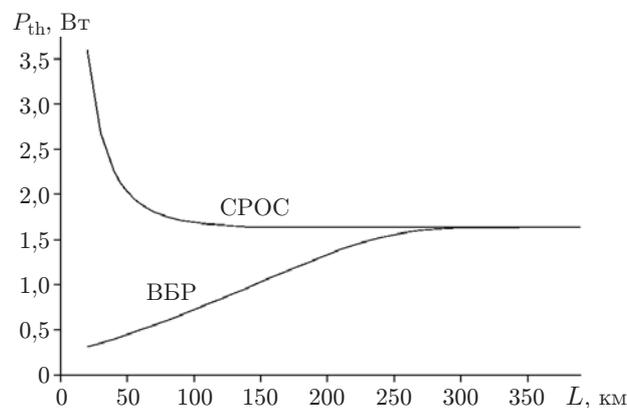


Рис. 4. Пороги генерации P_{th} рэлеевского СРОС-лазера и ВКР-лазера с точечными ВБР в зависимости от длины волокна [12]

узкополосную безмодовую лазерную генерацию, стационарную во времени и в пространстве, с параметрами, сравнимыми с характеристиками волоконных ВКР-лазеров с точечными ВБР (имеющих модовую структуру).

Идеологически волоконный СРОС-лазер близок к активно развивающейся в последнее время концепции «случайных» лазеров — генерации в разупорядоченных (случайно-неоднородных) усиливающих средах, таких как порошки лазерных кристаллов или полупроводников, суспензии лазерных красителей с рассеивающими наночастицами и др. (см., например, [13]). Впервые концепция была сформулирована в работе [14]. В отличие от обычных лазеров, где свойства генерируемого излучения (спектр и форма выходного пучка) определяются модами резонатора, в так называемых случайных лазерах оптического резонатора в привычном понимании нет — их генерационные характеристики задаются процессами многократного рассеяния в разупорядоченной усиливающей среде. Случайные лазеры обладают предельно простой конструкцией особенно в сравнении с микролазерами на полупроводниковых гетероструктурах и кристаллах, требующих прецизионного резонатора. Любой конгломерат (например, шарик) частиц материала превращается в лазер при оптической накачке, приводящей к усилению в среде с рассеивающими частицами. Основная проблема — улучшение выходных характеристик: такие лазеры обычно излучают в импульсном режиме, при этом излучение генерации имеет сложный случайный спектр и выходит из активной среды во всех направлениях. Одним из способов решения данной проблемы является переход к меньшей размерности: как было показано [15], одномерные случайные среды (набор пластин случайной толщины или суспензия красителя с наночастицами в полном световоде) позволяют формировать направленный пучок излучения, однако временные и спектральные характеристики таких лазеров сильно уступают традиционным лазерам.

В этом смысле волоконный лазер со случайной распределённой обратной связью можно рассматривать в качестве одномерного случайного лазера в режиме слабого рассеяния. В данном случае он отличается от объёмных случайных лазеров узким спектром, высокой стабильностью и высоким качеством пучка (близкого к гауссовому), определяющимся волноводными свойствами оптоволокна, как у обычных волоконных лазеров. А в отличие от обычных волоконных лазеров с регулярными (точечными и распределёнными) отражателями рэлеевские СРОС-лазеры генерируют безмодовое излучение, не имеют принципиальных ограничений по длине и могут достаточно просто перестраиваться по частоте.

В [16] обсуждается вопрос о причинах перехода к стационарному безмодовому режиму от наблюдаемых на пороге генерации случайных импульсов и случайных спектральных компонент во временной и спектральных шкалах соответственно. Отметим, что аналогичный режим описан и в более ранних работах (см., например, [17, 18]), где в результате совместного действия рэлеевского рассеяния и вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) наблюдалась стохастическая импульсная генерация за счёт самомодуляции добротности. Поэтому в литературе утвердилось мнение о влиянии распределённого (случайно) рэлеевского зеркала в волоконных лазерах, приводящем только к стохастизации режима генерации, что было фактически опровергнуто в [12].

В [16] предлагается анализировать генерацию волоконного СРОС-лазера на языке случайных мод с учётом нелинейных эффектов, имеющих принципиальное значение в длинных волоконных световодах. Поскольку ВКР-усиление не влияет на частоты и фазы мод, распределённый резонатор, сформированный СРОС на рэлеевском рассеянии, можно охарактеризовать через линейное множество перекрывающихся случайных мод внутри линии усиления. При этом из-за случайности процесса рассеяния всегда найдутся моды, у которых добротность выше. Они и выходят первыми в генерацию при превышении усиления над потерями (на пороге). А выход в генерацию интенсивных узких линий в длинных волоконных лазерах, как известно, вызывает каскадную генерацию ВРМБ-компонент со сдви-

гом на 11 ГГц, поскольку коэффициент ВРМБ-усиления на три порядка больше, чем коэффициент ВКР-усиления. Сами бриллюэновские компоненты также имеют узкий спектр, определяемый шириной линии ВРМБ-усиления (~ 35 МГц), поэтому процесс продолжается до тех пор, пока «гребёнка» ВРМБ-компонент не использует всю мощность накачки [18]. При значительном превышении мощности накачки над пороговой мощность генерируемых компонент увеличивается так, что становится существенной нелинейная дефазировка мод. В [16] в качестве основного нелинейного процесса, приводящего к дефазировке, предлагается эффект нелинейного изменения фазы генерации, вызываемый флуктуациями интенсивности накачки (кроссмодуляция фазы, или эффект ХРМ в английской литературе). А излучение накачки действительно флуктуирует, так как в этом качестве в [12] используется мощный многомодовый ВКР-лазер с шириной спектра ~ 1 нм, для которого известно, что фазы его мод стохастизируются из-за нелинейного взаимодействия мод турбулентного характера [10]. Поскольку нелинейность уширяет спектр генерации, достаточно небольшого превышения порога, чтобы ширина генерируемых линий была существенно больше линии ВРМБ (~ 35 МГц) и моды «перемешались», тогда процесс генерации стохастических ВРМБ-компонент остановится и генерация СРОС-лазера станет стационарной и однородной по спектру/времени и в этом смысле похожей на одночастотную генерацию.

Следует отметить, что в [12] указывается на важность другого механизма нелинейности в СРОС-лазере, а именно самовоздействия в результате эффекта фазовой самомодуляции (SPM), или на языке мод — четырёхволнового смещения случайных спектральных компонент внутри генерируемого спектра. Поскольку мощность генерации лазера над порогом становится сравнимой с мощностью накачки (при характерной эффективности $\sim 30\%$), а взаимодействующие спектральные компоненты внутри линии усиления расположены гораздо ближе к друг другу, чем к линии накачки, этот процесс может доминировать над процессом кроссмодуляции фазы из-за взаимодействия с излучением накачки, как в случае ВКР-лазера с ВБР-зеркалами [10, 11], имеющего близкие со СРОС-лазером параметры (мощность, ширина спектра и т. д.).

2. Различные схемы СРОС-лазера с генерацией в области 1,5 мкм. Поскольку базовая двухплечевая схема СРОС-лазера (см. рис. 1) симметрична относительно середины, от неё можно перейти к полусимметричной схеме половинной длины, с одного конца которой будет установлено 100 %-ное отражающее зеркало, например волоконная брэгговская решётка. Такая схема (рис. 5) с волокном длиной 41 км и одним лазером накачки должна быть эквивалентна базовой по параметрам генерации со свободного конца, что было проверено в работе [19].

В соответствии с предположениями полусимметричная схема имеет приблизительно в 2 раза меньший порог в сравнении с двухплечевой (см. рис. 3) по суммарной мощности накачки — $P_{th} \sim 0,8$ Вт, так как в данном случае излучение накачки идёт только в одном направлении. При этом выходная мощность сравнима с мощностью, излучаемой с

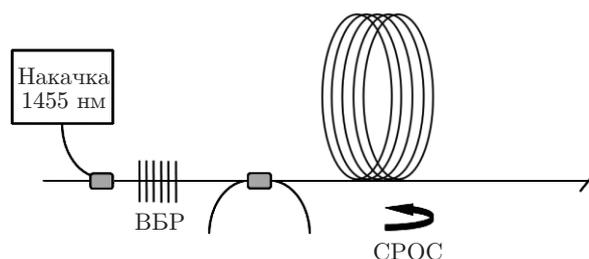


Рис. 5. Полусимметричная схема СРОС-лазера — ВКР-лазера с резонатором, сформированным одной ВБР и случайной распределённой обратной связью [19]

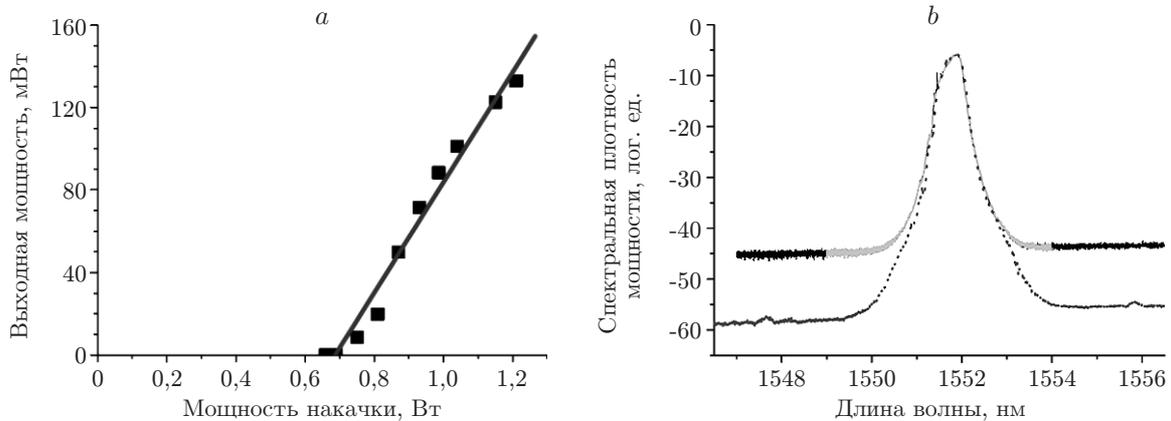


Рис. 6. Мощностные и спектральные характеристики СРОС-лазера с одной решёткой: *a* — мощность генерации P_{out} в зависимости от мощности накачки P_{in} ; *b* — спектр генерации для длин волокна 41 км (с выходного конца — серый и со стороны ВБР — чёрный) и 165 км (со стороны ВБР — светло-серый) [19]

одного конца в двухплечевой схеме (рис. 6). В работе [19] также проверена возможность генерации в одноплечевой схеме СРОС-лазера в волокне той же длины (41 км), но без брэгговской решётки. Порог генерации достигался, но был значительно выше, а выходные параметры — значительно хуже.

Отметим, что спектр генерации СРОС-лазера в полусимметричной схеме с ВБР (см. рис. 5) определяется длиной волны отражения ВБР и практически не зависит от длины волокна в диапазоне 41–165 км (как и порог, см. рис. 6).

В работах [20, 21] также исследовалась генерация в схеме СРОС-лазера с одной ВБР (аналогичной рис. 5) в зависимости от направления распространения волны накачки. В отрезок волокна длиной 51 км, с одной стороны которого установлена брэгговская решётка, отражающая излучение на длине волны 1553 нм, разными способами заводилось излучение накачки на 1455 нм мощностью до 1,6 Вт. Волна накачки заводилась в прямом (от решётки к выходу волокна) или в обратном направлении, либо с двух сторон одновременно (здесь излучение лазера накачки делилось с помощью разветвителя, при этом соотношение мощностей прямой и обратной волн накачки могло изменяться). Изучались как мощностные, так и спектральные характеристики такого СРОС-лазера. Порог генерации для схемы с обратной накачкой (1,2 Вт) выше, чем в схеме с прямой накачкой (0,78 Вт), но максимальная мощность генерации в первом случае больше (~ 200 мВт). А в схеме с прямой накачкой, несмотря на меньшую выходную мощность, сильнее нелинейное уширение спектра, ширина которого достигает 0,9 нм при мощности генерации ~ 70 мВт. Авторы предполагают, что такое сильное различие характеристик СРОС-лазера при разных направлениях волны накачки связано с различным продольным распределением волн накачки и генерации.

Как было показано в [19], спектр генерации СРОС-лазера в полусимметричной схеме с ВБР (см. рис. 5) определяется спектром её отражения, поэтому при использовании ВБР с разными брэгговскими длинами волн можно получать многоволновую генерацию. Первый такой эксперимент поставлен в [22]. В волоконном ВКР-лазере длиной 200 км с двумя ВБР с разными длинами волн отражения (1550 и 1552 нм) на концах и симметричной накачкой со стороны ВБР получена генерация на двух разных длинах волн с левого и правого концов, соответствующих брэгговским длинам волн обеих решёток. Продемонстрировано, что в этом случае каждая из решёток формирует с распределённым рэлеевским зеркалом независимый резонатор и лазер генерирует на двух длинах волн независимо (рис. 7).

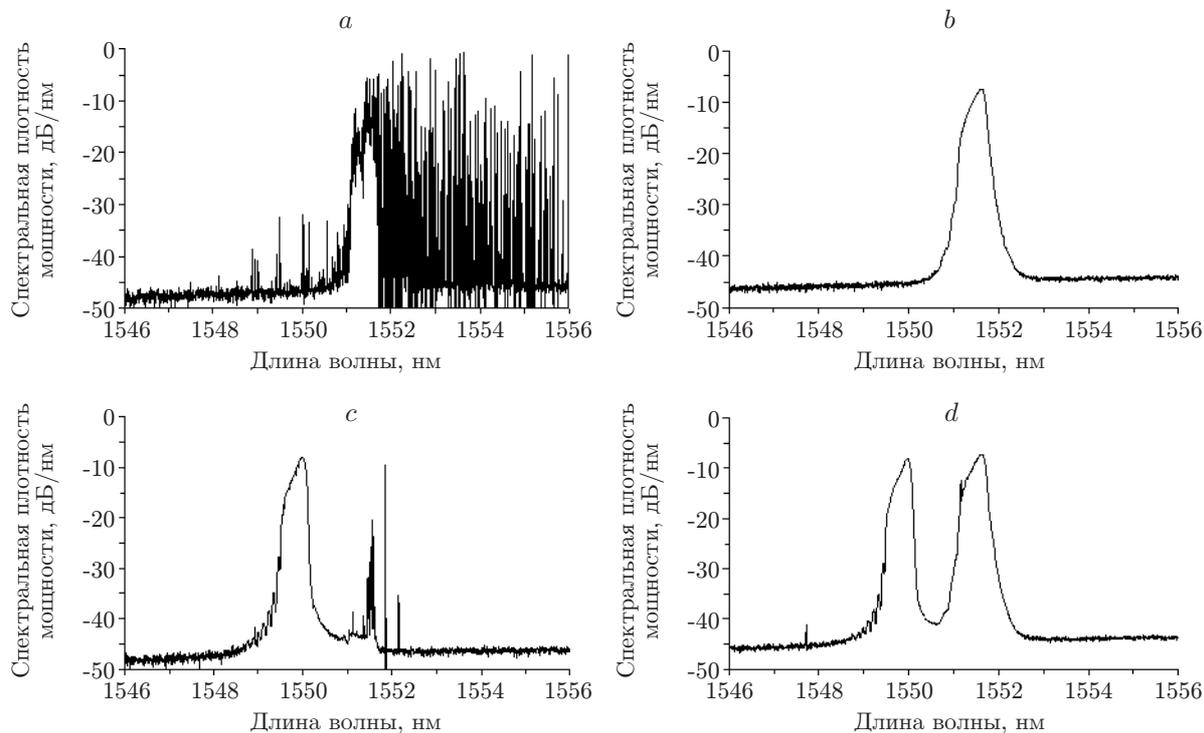


Рис. 7. Оптические спектры при различных значениях мощности накачки слева (LP) и справа (RP): *a* — LP = 835 мВт, RP = 0; *b* — LP = 965 мВт, RP = 0; *c* — LP = 735 мВт, RP = 1175 мВт; *d* — LP = 965 мВт, RP = 1175 мВт

Далее был рассмотрен вопрос о получении многоволновой генерации. Для этого собрана полусимметричная схема СРОС-лазера (аналогичная рис. 5), где вместо одной ВБР устанавливался массив брэгговских решёток с отражением на разных длинах волн, которые образовывали независимые резонаторы с распределённым рэлеевским зеркалом. В результате [23] в 22-километровом оптоволокне с массивом ВБР получена многоволновая генерация (22 линии с интервалом 0,8 нм в диапазоне 1550–1570 нм) с выходной мощностью >1 Вт (эффективность 65 %). Такой резонатор со случайной распределённой обратной связью в отличие от обычного многоволнового ВКР-лазера с точечными отражателями приводит к заметному уменьшению конкуренции между генерируемыми линиями, в результате распределение мощности по линиям становится на порядок более однородным (рис. 8, *a*). Отметим, что для уширения и сглаживания спектрального контура ВКР-усиления в схеме использовался отрезок волокна с увеличенной нелинейностью, позволяющий значительно уширить спектр излучения накачки. Данный эффект подробно рассмотрен в [24].

Аналогично в симметричной двухплечевой схеме волоконного СРОС-лазера (см. рис. 2) с перестраиваемым акустооптическим фильтром в качестве селектора частоты, установленным посередине между вводами для излучения лазеров накачки, в [25] была получена перестраиваемая генерация мощностью >2 Вт. Вариации мощности при перестройке составляли менее 3 %, или ~0,1 дБ, в диапазоне 1535–1570 нм (рис. 8, *b*). Отметим, что в этом эксперименте длина волокна была оптимизирована ($L \sim 40$ км) так, что максимум генерируемого излучения достигался на выходе (см. рис. 1), поэтому эффективность существенно выше, чем в базовом варианте СРОС-лазера длиной 83 км.

Таким образом показано, что рэлеевский СРОС-лазер по основным параметрам превосходит обычный ВКР-лазер с точечными отражателями, реализованный в том же воло-

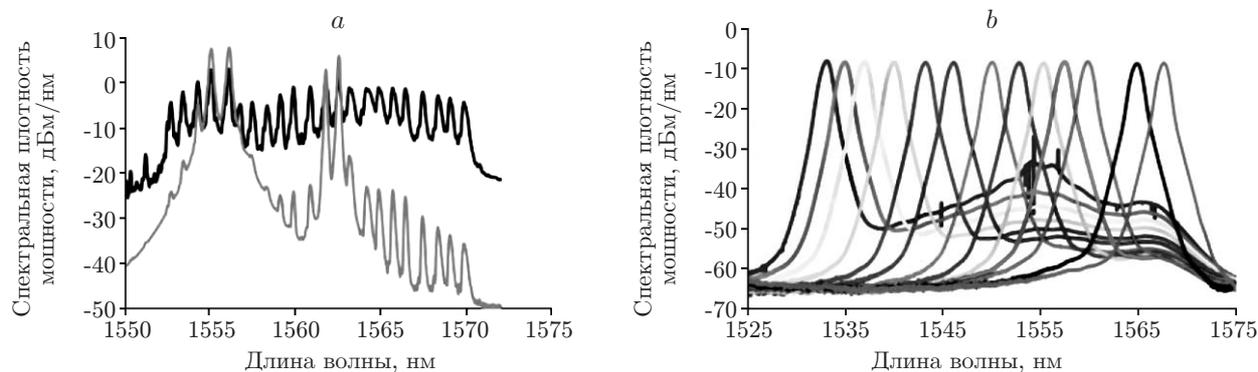


Рис. 8. Многоволновой и перестраиваемый режимы генерации: *a* — спектр генерации волоконного лазера с линейкой ВБР-отражателей и рэлеевской СРОС (чёрная кривая) в сравнении со спектром обычного ВКР-лазера с отражателем на торце волокна (серая кривая) [23]; *b* — перестройка спектра генерации СРОС-лазера с помощью акустооптического фильтра [25]

конном световоде: большая эффективность генерации (до 65 %), слабая конкуренция линий и равномерное распределение мощности по линиям в многоволновом режиме (см. рис. 8, *a*), более равномерная (вариации мощности $\sim 0,1$ дБ) перестроечная характеристика (см. рис. 8, *b*) и более высокий порог для второй стоксовой компоненты, что позволяет увеличить мощность первой.

В работе [25] также предложена простая модель, объясняющая более однородные спектральные характеристики многоволнового и перестраиваемого вариантов СРОС-лазера и более высокую эффективность по сравнению с обычным ВКР-лазером, которая будет представлена далее при описании балансной модели и результатов моделирования характеристик СРОС-лазера.

В [26] реализован модифицированный вариант перестраиваемого СРОС-лазера на базе волокна SMF длиной 46 км и перестраиваемого фильтра на основе оптической решётки. При этом схема была полусимметричной — с одной стороны установлено волоконное кольцевое зеркало (зеркало Саньяка), в кольцо которого помещён фильтр, а накачка заводилась через WDM-ответвитель со стороны кольцевого зеркала. Такая схема фактически эквивалентна симметричной, но требует вдвое меньшей мощности накачки. Мощность волны генерации в обратном направлении и её спектры измерялись с 1 %-ного порта ответвителя, установленного в точке ввода накачки. Дифференциальная эффективность генерации составила всего 0,125 % при пороге около 700 мВт. Перестройкой фильтра достигалась перестройка длины волны генерации в диапазоне от 1550 до 1571 нм с вариациями мощности ~ 3 дБ, что существенно хуже результатов [25] (ср. с рис. 8, *b*).

Оригинальный вариант многоволнового СРОС-лазера предложен в работах [27, 28], где базовая схема [12, 25] (см. рис. 2) была модифицирована: в середину вставлен интерферометр Саньяка из двулучепреломляющего волокна с периодической функцией пропускания, при этом в схеме использовалось волокно с компенсацией дисперсии (DCF) длиной 1 или 2,5 км, а для накачки — один лазер, излучение которого делилось на два плеча волоконным ответвителем. Спектр генерации состоял из семи пиков примерно одинаковой мощности с расстоянием 0,7 нм между ними в диапазоне 1540–1545 нм. Однако эффективность генерации такого многоволнового лазера очень мала: из 2 Вт накачки получено 2 мВт на выходе при пороге 1 Вт. Эти результаты улучшены в работе [29], где получено 6 мВт для девяти линий в диапазоне 15 нм. В [30] схема была редуцирована к полусимметричному варианту (как на рис. 5) с кольцевым зеркалом и интерферометром Саньяка из двулучепреломляющего волокна PCF и основным волокном DCF длиной до 10 км. Здесь достигнуты близкие к [29] мощностные и спектральные характеристики.

В работе [31] модифицирована полусимметричная схема (см. рис. 5): накачка осуществлялась на $\lambda = 1365$ нм, на левом конце установлены отражающие решётки на первую (1454 нм) и вторую (1550 нм) стоксовы компоненты. К волокну SMF добавлен отрезок волокна DCF с бóльшим коэффициентом ВКР-усиления, благодаря чему можно использовать меньшую длину SMF (9 км) и даже получить каскадную генерацию стоксовых компонент в таком коротком волокне.

Кроме того, исследовались гибридные схемы, т. е. волоконные схемы, в которых имеется обычный резонатор, но рэлеевское рассеяние существенным образом влияет на генерационные характеристики аналогично тому, как это происходит в ультрадлинных волоконных лазерах с линейным резонатором [9]. В частности, в работе [32] реализована кольцевая схема ультрадлинного лазера, где обратная связь обусловлена как наличием кольцевого резонатора, так и рэлеевским отражением. Для создания кольцевого резонатора использовалось волокно SMF длиной 125 км, в которое вводилось излучение накачки на длине волны 1365 нм. Измерения мощности и спектров генерации проводились с помощью 1 %-ного ответвителя, вставленного в кольцо. Порог генерации составил 0,9 Вт, а выходная мощность с 1 %-ного порта ответвителя — до 6 мВт при мощности накачки 2,9 Вт. С помощью численного расчёта в балансной модели проверено, что рэлеевская обратная связь существенна в этом эксперименте. Она слабо влияет на величину порога генерации, однако заметно изменяет поведение мощностной характеристики над порогом и приводит к исчезновению модовой структуры в спектре генерации, как и в ультрадлинном линейном резонаторе [9]. Отмечается, что чувствительность выходных характеристик такого лазера к возмущениям (температуре окружающей среды, акустике) гораздо меньше, чем у обычного кольцевого ВКР-лазера.

3. Балансная модель СРОС-лазера: эффективность генерации и продольное распределение мощности. Для теоретического описания генерации в ВКР-лазерах и усилителях [33] используется балансная модель, включающая в себя уравнения эволюции мощности накачки и стоксовой волны и учитывающая такие эффекты, как ВКР-усиление, спонтанное комбинационное рассеяние, линейные потери в волокне, а также обратное рэлеевское рассеяние:

$$\begin{cases} (\alpha_P + d/dz)P_P^+ = -g_S P_P^+ (P_S^+ + P_S^- + 4h\nu_S \Delta\nu) \frac{\nu_P}{\nu_S}, \\ (\alpha_S \pm d/dz)P_S^\pm = g_S P_P^+ (P_S^\pm + 2h\nu_S \Delta\nu) + \varepsilon P_S^\mp. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь индексы $i = P, S$ обозначают накачку и стоксову компоненту соответственно; индексы «+» и «-» — прямую и обратную волны; ν_i — частота; $\Delta\nu$ — ширина спектра усиления, составляющая несколько десятков нанометров; α_i, g_i — потери и коэффициент ВКР-усиления. Коэффициент обратного рэлеевского рассеяния $\varepsilon = \alpha_S Q$ учитывает обратную связь за счёт рэлеевского рассеяния, перемешивающую правую и левую волны. Граничные условия зависят от исследуемой схемы и для схем (см. рис. 2 и 5), изучаемых в [12, 25], имеют вид

$$\begin{cases} P_P^+(0) = P_P, \\ P_S^+(0) = P_S^-(0), \\ P_S^-(L/2) = 0. \end{cases} \quad (3)$$

В работе [25] в рамках балансной модели выведены аналитические выражения для выходной мощности и эффективности генерации СРОС-лазера в схемах на рис. 2 и 5. Для получения выражения действие рэлеевской СРОС заменялось отражением на точечном



Рис. 9. Эффективность генерации $\eta(P_{\text{in}})$ перестраиваемого СРОС-лазера при фиксированной длине волны акустооптического фильтра [25]

зеркале с коэффициентом отражения $R \sim 0,1\%$ на выходном конце волокна, что приводит к модификации третьего граничного условия $P_S^-(L/2) = RP_S^+(L/2)$. В пределе $R \rightarrow 0$ можно пренебречь истощением накачки из-за поля P_S^- в уравнении (1), а в приближении $\alpha_P \approx \alpha_S$ заменить $\alpha_{P,S}$ величиной $\alpha = (\alpha_S + \alpha_P)/2$. Тогда система уравнений (2) интегрируется, давая значение эффективности лазера в виде

$$\eta = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = e^{-\delta_{\text{in}} - \delta_{\text{out}} - \alpha L/2} \frac{g_S}{g_P} \left(1 - \exp \left(g_S (P_{\text{th}} - P_{\text{in}}) \frac{1 - \exp(-\alpha L/2)}{\alpha} \right) \right), \quad (4)$$

где $\delta_{\text{in}}, \delta_{\text{out}}$ — точечные потери излучения накачки и генерации (на ввод и вывод). Полученная формула хорошо согласуется с экспериментом [25] (рис. 9). При этом высоко над порогом ($P_{\text{th}} \ll P_{\text{in}}$) эффективность не зависит от длины волны генерации, несмотря на то что величина порога $P_{\text{th}}(\lambda)$ изменяется вследствие спектральной зависимости коэффициента усиления $g_P(\lambda) \approx g_S(\lambda) = g_R(\lambda)$. Это объясняет «плоские» характеристики СРОС-лазера в многоволновом и перестраиваемом режимах (см. рис. 8).

Особый интерес представляет продольное распределение мощностей всех волн вдоль волокна СРОС-лазера, поскольку оно важно как для понимания механизмов случайной генерации, так и для потенциальных применений таких лазеров в телекоммуникационных линиях связи и сенсорных системах. Например, стандартным требованием к распределённым ВКР-усилителям является минимизация вариаций усиления на протяжении усилительного участка. В работах [34, 35] показано, что балансная модель хорошо описывает распределения мощности накачки и генерации вдоль волокна в разных схемах СРОС-лазера, а также выходную мощность и эффективность генерации. Для симметричной двухплечевой схемы лазера (см. рис. 2), как и для её одноплечевого эквивалента — полусимметричной схемы со 100 %-ным отражающим зеркалом (см. рис. 5), удалось построить аналитические решения балансной модели и получить выражения для распределений вдоль волокна [34]. Решение получено в приближении длинного волокна $\alpha L \gg 1$ и равенства затухания на длинах волн накачки и генерации $\alpha_P = \alpha_S$, что в спектральной области 1,5 мкм выполняется с хорошей точностью. Аналитическое решение для распределения мощности практически совпадает с результатами численного расчёта системы (3) (рис. 10, а) и может быть использовано для изучения особенностей системы.

Для проверки результатов моделирования в работе [34] проведены измерения распределения мощности генерации в симметричной схеме СРОС-лазера (см. рис. 2), которая модифицирована следующим образом: оба плеча резонатора суммарной длиной 83 км собраны из девяти катушек телекоммуникационного волокна разной длины. В каждое место сварки соседних катушек поочерёдно вваривался измерительный модуль, состоящий из

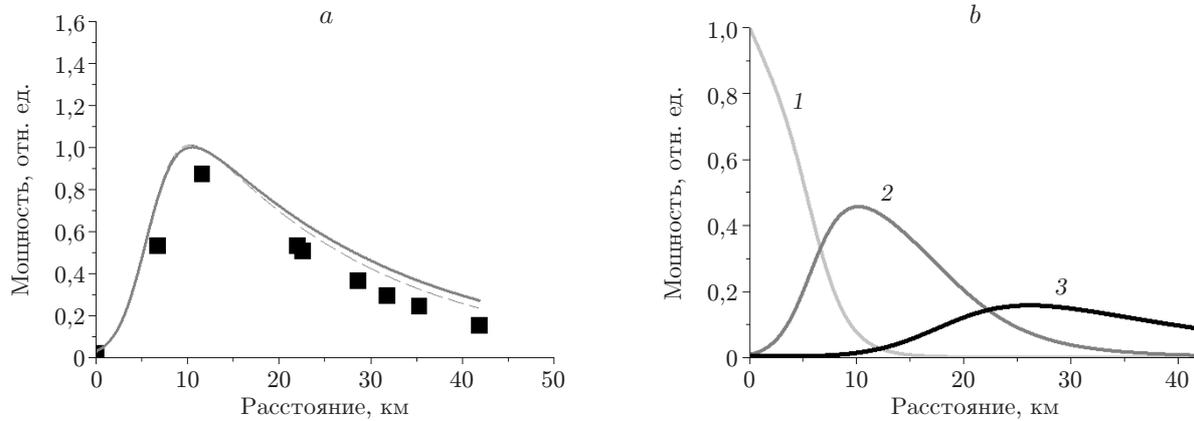


Рис. 10. Продольные распределения мощности в СРОС-лазере: *a* — сравнение результатов эксперимента (квадраты), численного моделирования (сплошная кривая) и аналитического решения (пунктирная кривая) для распределения мощности первой стоксовой компоненты; *b* — результаты численного моделирования с учётом второй стоксовой компоненты [34] (кривая 1 — волна накачки, 2 — первая стоксова компонента, 3 — вторая стоксова компонента)

1 %-ного ответвителя, спектрального селективного ответвителя и изолятора. Во всех восьми точках соединения волокна измерялись мощность и спектр генерируемого излучения. Измерительный модуль последовательно вваривался в двух различных направлениях, что позволяло измерять параметры волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях по отношению к волне накачки. Поскольку двухплечевая схема лазера подразумевает симметрию относительно точки ввода накачки $z = 0$, количество точек в конечном распределении могло быть удвоено отражением экспериментальных данных относительно $z = 0$. Измеренное распределение первой стоксовой компоненты хорошо совпадает с расчётом и с аналитической моделью (см. рис. 10, *a*, здесь приведена половина распределения от центра до одного из концов волокна). По мере удаления от центра системы мощность генерации растёт. Распределение имеет максимум в точке $z = L_{RS}$ (см. разд. 1), а затем мощность генерации начинает падать, поскольку усиление в этой области становится меньше уровня потерь. При увеличении мощности накачки длина усиления L_{RS} уменьшается, и распределения сужаются. Отметим, что полученное в [34] аналитическое решение предсказывает обратно пропорциональную зависимость длины усиления L_{RS} от мощности накачки (с логарифмической поправкой):

$$L_{RS} = \frac{1}{g_S P_P(0)} \ln \left(g_S P_P(0) \sqrt{\frac{2}{\alpha \varepsilon}} / \left(1 - \frac{P_{th}}{P_P(0)} \right) \right), \quad (5)$$

что подтверждается экспериментом.

Добавление в систему (2) уравнения эволюции второй стоксовой компоненты позволяет численно рассчитать порог каскадной генерации и распределение мощности второй стоксовой компоненты. Расчёт показал [34] (рис. 10, *b*), что максимум распределения сдвигается в большие длины с увеличением порядка генерации, что качественно согласуется с экспериментом, проведённым выше порога второй стоксовой компоненты. Отметим, что генерация второй стоксовой компоненты наблюдалась также в [36] в полусимметричной схеме с одной решёткой (аналогично рис. 5). Пороги для первой и второй стоксовой компонент составили 0,7 и 2 Вт соответственно. Также проведён эксперимент с одноплечевой схемой без решётки, показано, что здесь порог генерации СРОС-лазера составляет 1,4 Вт, а каскадной генерации не наблюдается. С помощью балансной модели посчитаны выходные мощности генерации, получены распределения мощности вдоль волокна.

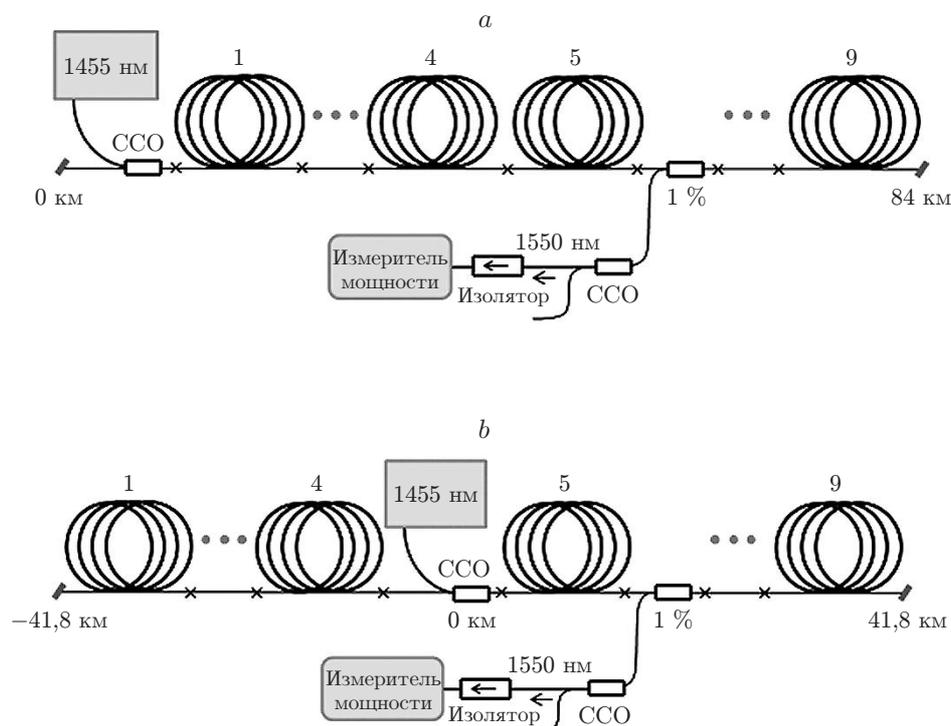


Рис. 11. Схемы СРОС-лазера с одной накачкой: *a* — одноплечевая схема лазера с торцевой накачкой; *b* — двухплечевая схема лазера с накачкой в середине [35]

В работе [35] экспериментальная методика [34] использована для измерения распределения мощности в схеме с одним лазером накачки, излучение которого заводится из центра либо с торца волокна (рис. 11).

Измеренные распределения представлены на рис. 12. В одноплечевой схеме (рис. 12, *a*), в которой накачка заводится с торца волокна, формируются пологое распределение мощности генерации прямой волны с максимумом в точке L_{RS} и резкое распределение с максимумом мощности на краю волокна для обратной волны. Заметим, что в одноплечевой схеме большая часть мощности генерируется в обратном направлении.

Если накачка заводится в середину волокна, существенную роль (см. рис. 11, *b*) играет левое плечо, в котором не распространяется излучение накачки и отсутствует усиление. Обратная волна генерации, распространяясь по пассивному участку волокна, за счёт обратного рэлеевского рассеяния создаёт слабый сигнал прямой волны генерации, усиливающийся затем в правом плече. Это приводит к перераспределению мощностей по сравнению с одноплечевой схемой. На рис. 12, *b* представлены экспериментальные и численные распределения мощности для схемы 11, *b*, пунктирная кривая обозначает распределение в случае, когда левое плечо без усиления отсутствует. Из графика видно, что наличие левого плеча приводит к увеличению мощности прямой волны и уменьшению мощности обратной.

Отметим, что величина обратного рэлеевского рассеяния не зависит от длины волны на масштабе порядка ширины спектра генерации. Это позволяет использовать балансную модель без учёта спектральных особенностей генерируемого излучения. В то же время в традиционных ВКР-лазерах с обратной связью на основе ВБР нелинейное уширение спектра генерации вызывает изменение эффективного отражения ВБР [37], что затрудняет применение балансной модели для описания характеристик ВКР-лазера с линейным ВБР-резонатором.

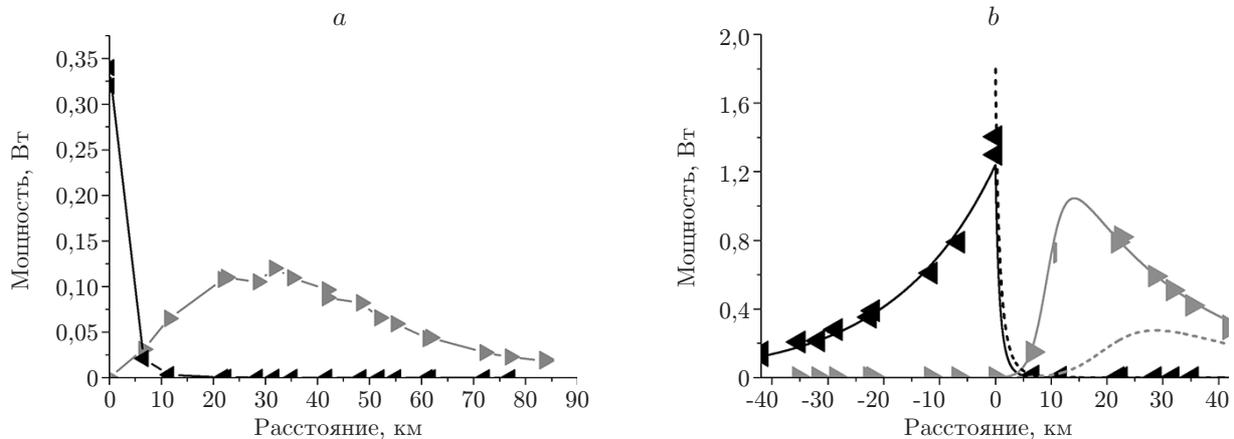


Рис. 12. Распределения мощности генерации в схемах с одной накачкой: *a* — одноплечевая схема, результат эксперимента (2 Вт накачки, серые треугольники — прямая, тёмные — обратная волны); *b* — несимметричная схема с накачкой в середине (4 Вт накачки, треугольники — результат эксперимента, сплошные кривые — численное моделирование, пунктирные — численное моделирование для случая, когда левое плечо (от 0 до -41 км) отсутствует) [35]

4. Генерация СРОС-лазера в диапазоне 1,1–1,2 мкм, оптимизация мощности. Переход в коротковолновую область окна прозрачности оптических волокон ведёт к увеличению рэлеевского рассеяния (обратно пропорционально четвёртой степени длины волны) и поэтому усиливает влияние случайной обратной связи. Кроме того, с уменьшением длины волны излучения сокращается эффективная площадь поперечной моды волокна, что, в свою очередь, приводит к увеличению нелинейного ВКР-усиления и снижает необходимую длину волокна при заданной пороговой мощности накачки. В работе [38] впервые продемонстрирована генерация за счёт случайной распределённой обратной связи в спектральной области $\sim 1,2$ мкм. Для построения одноплечевой схемы лазера (аналогичной схеме на рис. 11, *a*) использовался иттербиевый лазер накачки на длине волны 1115 нм с мощностью до 7,5 Вт. В двухкилометровом отрезке волокна с длиной волны отсечки 920 нм достигнута генерация при величине порога 2,2 Вт. Мощность генерации доходила до 1,5 Вт для стоксовой волны 1175 нм, распространяющейся в обратном направлении по отношению к волне накачки, и 0,9 Вт для волны в прямом направлении при 7 Вт накачки. Дифференциальная эффективность генерации при этом равнялась 30 % для обеих волн. В работе предложена формула, предсказывающая пороговую мощность накачки для одноплечевой схемы лазера. Ширина спектра генерации составила величину около 1,5 нм.

В [39] показано, что для генерации на длине волны ~ 1175 нм использовался отрезок телекоммуникационного волокна "TrueWave XL" длиной 11 км с ненулевой смещённой дисперсией и длиной волны отсечки более 1,3 мкм. Таким образом, формально генерация проходила в многомодовом режиме, однако в эксперименте наблюдалась генерация только фундаментальной поперечной моды волокна (параметр M^2 , описывающий расходимость пучка, составил величину 1,1). Этот эффект, известный как эффект оптической чистки, предсказывался ранее для градиентных многомодовых волокон [40], но не изучался для волокон со сложным многоступенчатым профилем показателя преломления, в число которых входит и волокно "TrueWave XL".

Эффективность генерации в эксперименте оказалась существенно выше, чем в [38]: из 6,5 Вт излучения накачки генерировалось 3,8 Вт излучения стоксовой волны, распространяющейся в обратном направлении с дифференциальной эффективностью 60 % и пороговой мощностью ~ 1 Вт. В работе впервые продемонстрирована каскадная генерация

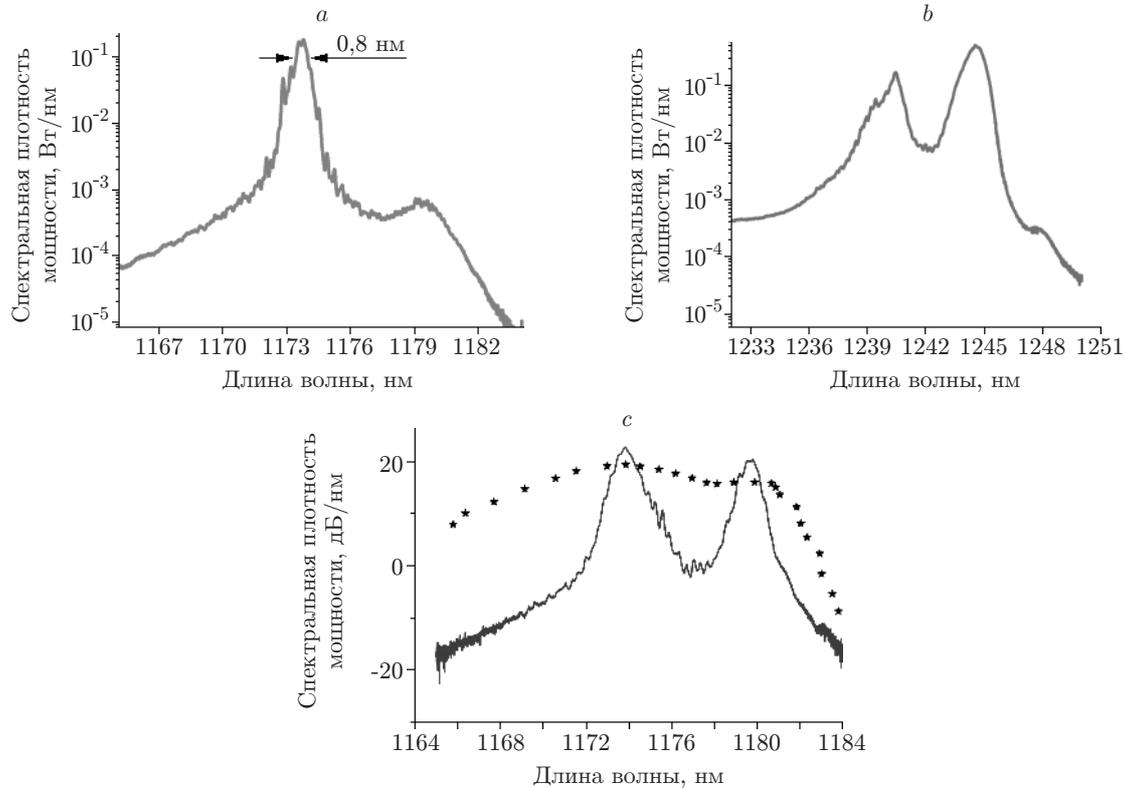


Рис. 13. Спектр генерации СРОС-лазера в области 1,2 мкм: *a* — спектр первой стоксовой компоненты при мощности накачки 1,7 Вт в логарифмическом масштабе; *b* — спектр второй стоксовой компоненты при мощности накачки 7,5 Вт; *c* — сравнение результатов моделирования спектра первой стоксовой компоненты при отсутствии рэлеевского рассеяния (символы) с экспериментальными спектрами (сплошная кривая) при мощности накачки 4 Вт [39]

второй стоксовой компоненты (~ 1240 нм) за счёт СРОС. Её спектр генерации представлен на рис. 13, *b*, мощность генерации при этом достигает 1 Вт. Пороговая мощность накачки для генерации второй стоксовой компоненты составила 6,5 Вт. В спектрах и первой (рис. 13, *a*), и второй (см. рис. 13, *b*) стоксовых компонент наблюдалась нерегулярная модуляция, которая «замывалась» и исчезала при увеличении мощности генерации.

В работе также проведено численное моделирование спектра излучения генерации при отсутствии рэлеевской обратной связи с помощью спектральной балансной модели, уравнения которой аналогичны системе (2), только вместо уравнения, описывающего интегральную мощность стоксовой компоненты $P_S(z)$, используется набор уравнений эволюции спектральной плотности мощности $dP_S/d\nu(z, \nu)$. Показано, что сужение спектра за счёт спектральной зависимости коэффициента ВКР-усиления $g_R(\nu)$ не объясняет экспериментально наблюдаемое сужение. Таким образом, рэлеевское рассеяние играет принципиальную роль в формировании узкого спектра генерации (рис. 13, *c*).

Применимость балансной модели для описания мощностных характеристик лазера позволила провести численную оптимизацию выходной мощности генерации в одноплечевой схеме ВКР-лазера со СРОС [41], в которой излучение накачки заводится в отрезок волокна только с одного края (аналогично схеме на рис. 11, *a*). Показано, что зависимость выходной мощности генерации в направлении, обратном распространению накачки, от мощности накачки всегда имеет линейный характер. При этом дифференциальная эффективность генерации обратной волны слабо зависит от параметров системы, таких как

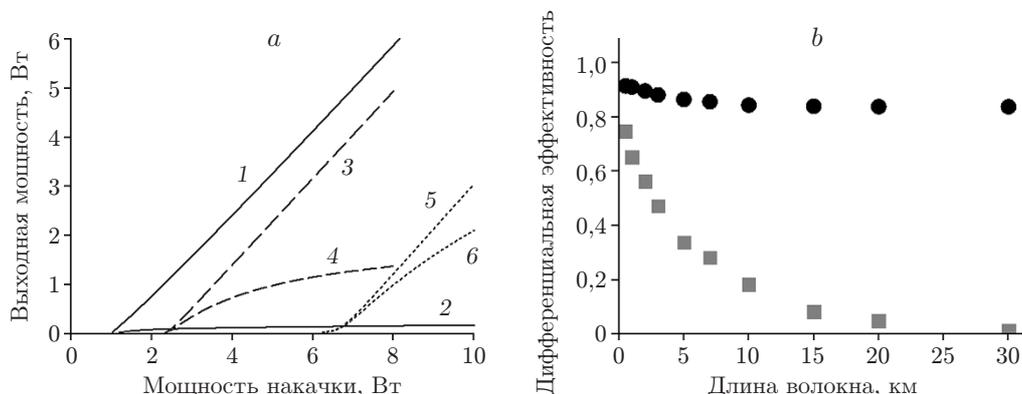


Рис. 14. Мощностные характеристики одноплечевой схемы СРОС-лазера в зависимости от длины волокна: *a* — выходные мощности (кривые 1, 3, 5 — обратные волны, 2, 4, 6 — прямые волны; кривые 1, 2 — 15 км, кривые 3, 4 — 3 км, кривые 5, 6 — 1 км); *b* — дифференциальная эффективность (кружки — обратная волна, квадраты — прямая волна) [41]

длина волокна, коэффициенты усиления и потерь в волокне, и может достигать 80–90 %. В то же время дифференциальная эффективность генерации прямой волны уменьшается с увеличением мощности накачки или длины волокна (рис. 14), что связано с ростом потерь при распространении генерируемого излучения (экспоненциальный множитель в выражении (4)). Таким образом, результаты позволяют сделать вывод, что одноплечевая схема лазера предпочтительна симметричной двухплечевой для получения максимальной мощности генерации.

Установлено, что паразитные точечные отражения (порядка 10^{-4}) на краях системы, которые всегда могут возникать, например, за счёт пригорания частиц пыли на выходном торце волокна, способны существенно изменить мощностные характеристики лазера. Сильное влияние паразитных отражений выглядит естественным, поскольку интегральная обратная связь за счёт рэлеевского рассеяния, как уже указывалось, не превышает величину 10^{-3} . Таким образом, для проведения качественного эксперимента необходимо избегать паразитных отражений.

5. Случайные волоконные лазеры других типов. Известно, что использование влияния рэлеевского обратного рассеяния позволило получить новый режим генерации в волоконном ВРМБ-лазере с усилением за счёт эффекта ВРМБ [42]. Генерация возникла в волокне длиной 300 м, в которое заводилось излучение накачки на длине волны 1,06 мкм. Авторы сравнивали характер генерации при наличии или отсутствии обратной связи за счёт рэлеевского отражения. Для реализации второго случая мощность накачки модулировалась с частотой порядка 100 кГц. Оказалось, что наличие рэлеевской обратной связи приводит к существенному изменению статистики излучения (рис. 15) — от экспоненциальной с максимумом в нуле к гауссовой с ненулевым максимумом. При этом ширина спектра генерации уменьшилась с 10 МГц до менее 100 кГц. Кроме того, авторы провели численное моделирование спектров генерации и временной динамики излучения и получили хорошее согласие с экспериментальными данными.

Работа была продолжена в [43], где для генерации стоксовой компоненты ВРМБ использовалась схема с распределённой обратной связью на рэлеевском рассеянии (см. рис. 5), включающая 25 км стандартного телекоммуникационного волокна. В качестве лазера накачки применялся перестраиваемый лазер на длине волны около 1550 нм с мощностью 150 мВт и шириной линии около 100 кГц. В эксперименте наблюдалась временная динамика генерируемого излучения. В лазере происходила конкуренция двух режимов:

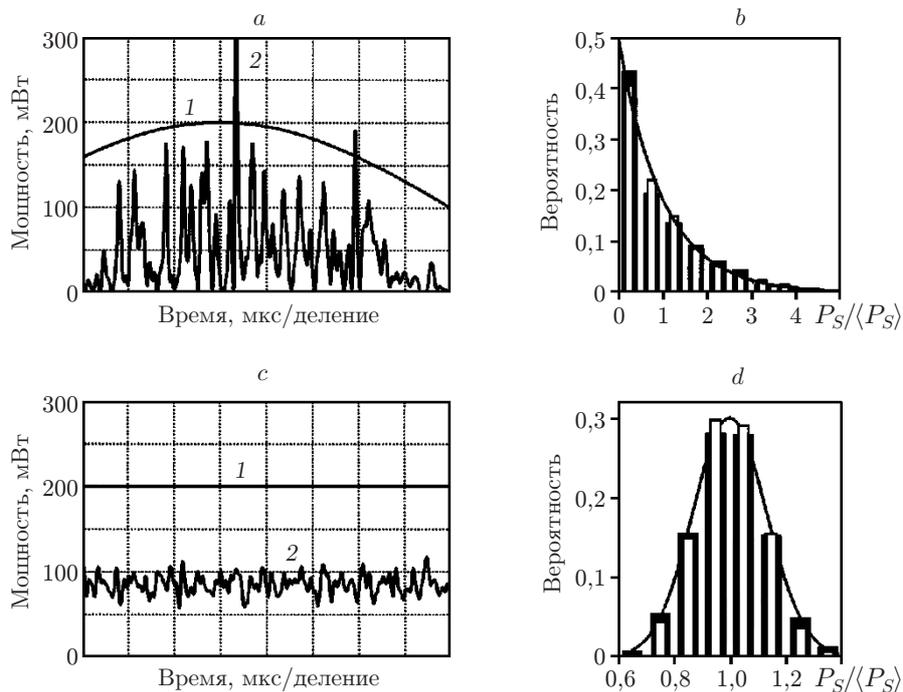


Рис. 15. ВРМБ-лазер с обратной связью за счёт рэлеевского рассеяния: временная динамика накачки (кривые 1) и генерации (кривые 2) (a, c) и статистика излучения (линии на графиках получены из теории) (b, d) для случая без рэлеевской обратной связи (a, b) и с рэлеевской обратной связью (c, d) [42]

обычного ВРМБ-процесса с экспоненциальной статистикой распределения интенсивности и режима лазерной генерации в схеме СРОС-лазера с гауссовой статистикой (рис. 16).

В работе [44] предложена следующая схема ВРМБ-лазера со СРОС: в качестве резонатора использовалось три соединённых вместе отрезка волокна, причём ВРМБ-усиление происходило в центральном отрезке, а в отрезках по краям реализовывалась обратная связь за счёт рэлеевского рассеяния назад. В резонатор заводилось излучение накачки мощностью до 200 мВт на длине волны 1550 нм. При превышении пороговой мощности начиналась генерация стоксовой компоненты ВРМБ с шириной 3,4 кГц, что на три порядка меньше ширины усиления ВРМБ, составляющей ~ 20 МГц.

Случайную распределённую обратную связь в волокне можно создать и другим способом, не используя рэлеевское рассеяние. В работе [45] в светочувствительном волокне, легированном ионами Er^3+ , записывалось до 31 ВБР со случайным расстоянием между соседними решётками. Коэффициент отражения каждой решётки составлял 7–8 %, ширина спектра отражения $\sim 0,2$ нм. Многократное отражение на разных ВБР приводило к созданию большого количества резонаторов с разными добротностями. При превышении пороговой мощности (порядка 10 мВт) начиналась генерация линии в резонаторе с максимальной добротностью. Ширина линии генерации составила $\sim 0,02$ нм (рис. 17).

При увеличении мощности накачки из-за неоднородного насыщения усиления развивалась генерация и на других длинах волн. Всего наблюдалось до 10 одновременно излучающих линий, относительная интенсивность которых менялась со временем. Такое поведение ранее отмечалось и в других случайных лазерах [13], но в этой работе генерация проходила в непрерывном режиме.

В [46] набор ВБР в активной среде был заменён одной длинной решёткой (20–30 см) в

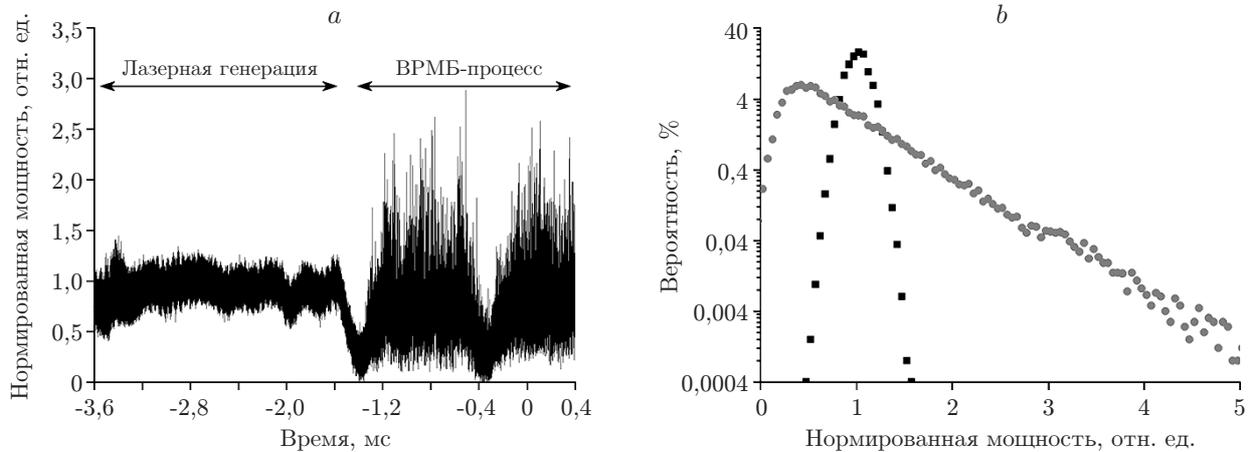


Рис. 16. Временная динамика излучения ВРМБ-лазера со СРОС: *a* — осциллограмма интенсивности генерации; *b* — статистика интенсивностей для двух разных режимов (квадраты — режим лазерной генерации, кружки — ВРМБ-процесс) [43]

активном световоде, легированном Er. При этом возникающие в процессе записи ошибки: неравномерность облучения разных отрезков решётки, неточность в позиционировании волокна — приводили к созданию случайно распределённых фазовых сдвигов в решётке. Таким образом, создавалась более эффективная, чем в [45], случайная распределённая обратная связь. Генерация в таком лазере обладала маленьким порогом — всего 3 мВт мощности накачки на длине волны 976 нм. Аналогично [45] для преодоления порога в генерацию выходила лишь одна линия, при дальнейшем увеличении мощности количество линий увеличивалось, ширина отдельной линии составила всего 0,5 пм. Практически одномодовая генерация продолжалась вплоть до мощности накачки ~ 40 мВт, при этом мощность генерации составила 0,7 мВт.

В [47] предложен способ создания случайных неоднородностей в светочувствительном волокне путём его облучения ультрафиолетовым излучением через диффузор, создающий спекл-картину. При этом размер неоднородностей контролируем и зависит от геометрических параметров системы. Экспериментально изучался эффект перемешивания различных мод волокна при распространении многомодового излучения через участок с наведёнными неоднородностями. Для этого в волокно заводилось поляризованное излучение лазера на длине волны 543 нм, что благодаря большой длине волны отсечки (1200 нм) возбуждало около 20 мод. Поперечное распределение мощности, а затем и модовый состав на выходе

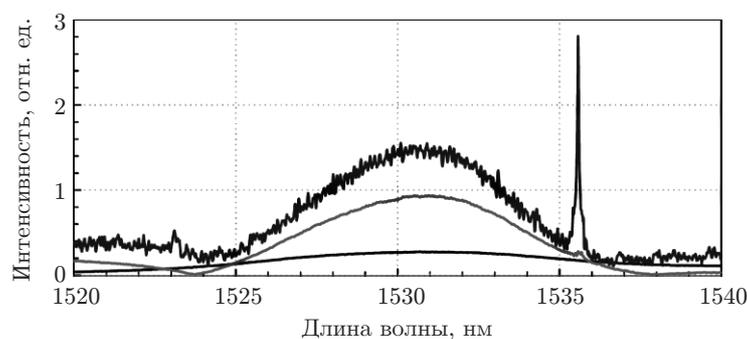


Рис. 17. Спектр генерации одномерного случайного лазера при преодолении пороговой мощности накачки [45]

из системы исследовались с помощью CCD-камеры.

Прохождение света через участок волокна со случайными неоднородностями приводило к равномерному перемешиванию мощности среди всех мод волокна. Построена модель связанных мод, описывающая процесс перераспределения энергии по модам, а также потери в результате возбуждения утекающих мод. Модель хорошо согласуется с экспериментом. Авторы предлагают использовать разработанную методику для создания многомодовых случайных лазеров.

6. Применения волоконных СРОС-лазеров. С точки зрения применений наиболее важная проблема — наличие шумовых характеристик генерируемого излучения, поскольку в схеме СРОС-лазера случайные процессы рассеяния являются определяющими, и из общих соображений можно предположить, что шум в излучении большой. В работе [48] выполнен численный расчёт системы балансных уравнений типа (2) с учётом рэлеевского рассеяния для симметричной конфигурации СРОС-лазера (см. рис. 2) и проведён анализ функции передачи относительной интенсивности шума от накачки к генерируемому излучению. В частности, рассчитана передаточная функция на выходе лазера в зависимости от длины волокна и мощности накачки, а также её изменение вдоль волокна внутри СРОС-лазера. Показано, что относительная интенсивность шума сигнала уменьшается с увеличением длины (вплоть до 200 км) и ростом мощности накачки (до 3,8 Вт). Оптимум по шумам не совпадает с оптимумом по выходной мощности, поскольку тот достигается в рассчитанной конфигурации при гораздо меньшей длине — 58 км по данным авторов [48]. Кроме того, было проведено сравнение шумовых характеристик СРОС-лазера и ультрадлинного ВКР-лазера с линейным ВБР-резонатором [49] при одинаковых длине волокна (100 км) и уровне шума накачки. Сравнение показало, что средний уровень шума генерируемого сигнала примерно одинаков, но частотные характеристики шума в диапазоне 1 кГц–100 МГц принципиально различаются: если для ВКР-лазера наблюдаются сильные осцилляции (связанные с наличием межмодовых биений в резонаторе), то для СРОС-лазера характеристика гладкая во всём диапазоне частот (рис. 18).

Таким образом, конфигурация СРОС-лазера имеет подавленные осцилляции в частотной зависимости шума, что даёт определённые преимущества при его использовании в системах передачи информации с распределённым ВКР-усилением, компенсирующим затухание сигнала по всей длине линии передачи (QT — Quasi-Lossless Transmission [50]), в которых СРОС-лазер можно применять для генерации распределённой накачки вместо

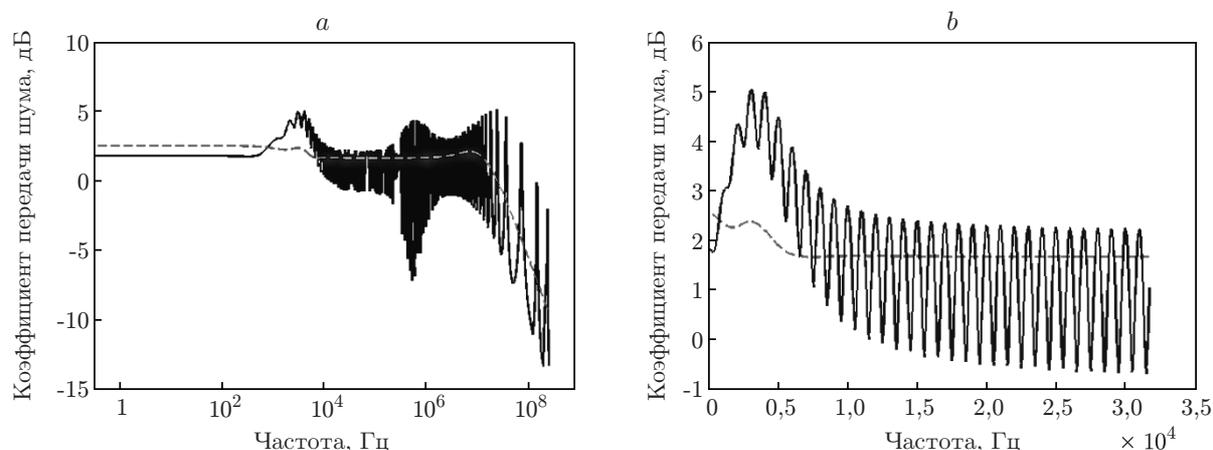


Рис. 18. Сравнение функции передачи относительной интенсивности шума из накачки в сигнал для СРОС-лазера (штриховые кривые) и ВКР-лазера с ВБР-резонатором длиной 100 км (сплошные): *a* — в логарифмическом и *b* — линейном масштабах [48]

резонатора ВКР-лазера, а также в распределённых сенсорных системах, где также важны шумовые характеристики, если использовать генерацию СРОС-лазера, например, для опроса ВБР-датчиков.

Пробные эксперименты [51] по применению излучения рэлеевского СРОС-лазера в полусимметричной конфигурации с перестраиваемой ВБР (аналогичной рис. 5), реализованной непосредственно в линии связи для удалённой накачки эрбиевого усилителя совместно с формированием распределённого ВКР-усиления в линии, продемонстрировали увеличение интегрального усиления в сравнении с обычной схемой удалённой накачки эрбиевого усилителя. В [52], где изучалась возможность компенсации потерь в QT-схеме третьего порядка (когда накачка распределённого усилителя генерируется в каскадном двухступенчатом резонаторе ВКР-лазера), был рассмотрен вариант перехода к генерации СРОС-лазера. В работе показано, что отказ в схеме третьего порядка от решёток на длине волны 1365 или 1455 нм и переход на рэлеевскую генерацию в схеме СРОС-лазера приводят к существенному увеличению мощности накачки, требуемой для режима QT с компенсацией затухания, а именно 9,3 и 6,6 Вт соответственно, т. е. использование СРОС-лазера в этой схеме менее эффективно, чем обычного ВКР-лазера.

В работе [53] исследуется возможность применения СРОС-лазера в качестве распределённого ВКР-усилителя длиной 100 км. Сравняются параметры традиционного ВКР-усилителя в схеме первого порядка (две накачки на $\lambda = 1480$ нм с обоих концов усилительного участка), второго порядка с решётками (две накачки на длине волны 1365 нм и две решётки на $\lambda = 1454$ нм), а также схеме с рэлеевской генерацией, где в отличие от схемы второго порядка с решётками оставляют только одну из решёток на длине волны 1454 нм. Схема называлась обратной, если оставшаяся решётка стояла на входе усилительного участка, и прямой в противном случае. Методом оптической рефлектометрии измерялось распределение мощности сигнала вдоль волокна. Затем по величине вариаций вдоль всего усилительного участка оценивалось влияние нелинейных эффектов. Шум-фактор усилителя измерялся с помощью полупроводникового источника сигнала на входе и оптического анализатора спектра на выходе. Сравнение проводилось в режиме компенсации потерь, т. е. для усиления 19 дБ, достаточного для компенсации потерь в 100-километровом отрезке волокна.

Показано, что вариации сигнала вдоль волокна, а значит, и влияние нелинейных эффектов для схем с рэлеевским рассеянием существенно больше, чем в других схемах. Тем не менее шум-фактор в прямой схеме с рэлеевской обратной связью на 1,3 дБ лучше, чем в схеме второго порядка с решётками.

В работе [54] рэлеевское рассеяние в кольцевом лазере, состоящем из активного участка эрбиевого волокна, пассивного участка SMF-28 длиной 660 м, изолятора, задающего направление распространения волны генерации в резонаторе, и перестраиваемого фильтра шириной 3 ГГц, применялось для получения генерации одной продольной моды кольцевого резонатора. С помощью фильтра в резонаторе оставлялись моды, лежащие в диапазоне 3 ГГц. Обратный рэлеевский сигнал, возникающий в волокне SMF, служил затравочным, заводился в кольцо в том же направлении, что и волна генерации. Как было показано, наличие дополнительного затравочного сигнала приводит к подавлению генерации боковых мод и увеличивает мощность генерации моды с максимальным усилением за обход. Схема позволяет получать генерацию одной продольной моды шириной порядка 4 кГц, которая изменяется путём перестройки фильтра в диапазоне 0,5 нм, что можно использовать как в телекоммуникационных, так и сенсорных системах.

Применение волоконного СРОС-лазера в сенсорных системах исследуется более активно, чем в телекоммуникационных. Например, в работах [55, 56] генерация СРОС-лазера в полусимметричной схеме (аналогичной рис. 5, но с противоположным направлением накачки) используется для удалённого (100 км) опроса ВБР-датчика температуры. Также

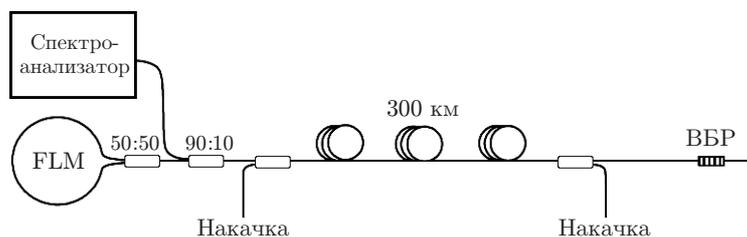


Рис. 19. Схема датчика на основе ультрадлинного ВБР-лазера с рэлеевским рассеянием [58]

авторы предлагают схему генерации второго порядка, обладающую лучшим отношением сигнал/шум. В [57] рассматривалась схема датчика температуры с двумя решётками на близкие длины волн, с одной стороны, и рэлеевским зеркалом — с другой (подобная рис. 5). Накачка производилась со стороны решёток. В результате возникала низкоэффективная двухволновая генерация, которая затем использовалась для опроса датчика температуры на основе волоконного интерферометра Фабри — Перо.

В работе [58] для опроса датчика также применялась двухволновая генерация в ультрадлинном ВКР-лазере с рэлеевским рассеянием. Генерация происходила в двух резонаторах: первый из них образован зеркалом Саньяка и рэлеевским рассеянием в длинном волокне (до 300 км), второй — рэлеевским рассеянием и ВБР (рис. 19). Генерация обоих лазеров шла в одном и том же отрезке волокна, и отношение мощностей лазеров менялось при перестройке длины волны ВБР. Детектирование отношения мощностей генерации позволяло определить изменение температуры или деформацию решётки.

В работе [59] предложена схема удалённого датчика деформации, в котором происходит генерация излучения в рэлеевском лазере, с одной стороны которого расположены две решётки на близкие длины волн. Одна из решёток подвергается натяжению, вторая остаётся в качестве эталонной. Обе решётки одинаково чувствительны к температуре. Сенсор работает на измерении разницы длин волн холостой и сигнальной компонент в схеме четырёхволнового смещения между двумя волнами генерации в двух рэлеевских лазерах, реализованных на разных решётках.

В работе [60] представлен рэлеевский волоконный СРОС-лазер в схеме бриллюэновского распределённого датчика температуры. В волокно длиной 122 км, с одной стороны которого устанавливалась брэгговская решётка на $\lambda = 1455$ нм, заводили две волны накачки длиной 1366 нм и мощностью 1 Вт. Генерация на $\lambda = 1455$ нм проходила при участии рэлеевской обратной связи и приводила к усилению бриллюэновского сигнала на $\lambda = 1550$ нм. При этом отношение сигнал/шум улучшалось по сравнению со схемами с рамановской накачкой первого порядка. Авторы предполагают, что это происходило благодаря меньшим вариациям усиления вдоль волокна и специальным шумовым характеристикам рэлеевского лазера. В результате было достигнуто разрешение ± 2 м по длине и ± 1 °С по температуре.

Заключение. Таким образом, проведённый обзор работ по получению и исследованию лазерной генерации в новой схеме волоконного лазера со случайной распределённой обратной связью (СРОС-лазера) показал, что за несколько лет, прошедших с момента первой реализации, достигнут большой прогресс как в понимании механизмов его работы и построении теоретической модели, так и в реализации различных конфигураций с использованием уникальных свойств и получении в результате новых режимов лазерной генерации и выходных характеристик, превышающих параметры обычных лазеров.

Главной особенностью волоконного СРОС-лазера является отсутствие резонатора, роль которого выполняет случайное рэлеевское рассеяние назад, распределённое по всей

длине световода. Соответственно излучение лазера не имеет модовой структуры, длина волны излучения определяется длиной волны в максимуме коэффициента ВКР-усиления, а ширина генерируемого спектра становится над порогом много меньше ширины спектра усиления. В этом смысле лазер аналогичен одномодовому лазеру, в котором вместо моды резонатора генерируется «мода усиления». Ширина линии генерации составляет <1 нм вблизи порога генерации и растёт с увеличением генерируемой мощности из-за нелинейных эффектов примерно также, как в обычных ВКР-лазерах с брэгговскими зеркалами. Эффективность генерации в схеме СРОС-лазера определяется только линейным затуханием волн накачки и сигнала и растёт с уменьшением длины волокна. От СРОС-лазеров длиной ~ 100 км с генерацией в области $1,55$ мкм с эффективностью $\sim 30\%$ в первых экспериментах сделан шаг в направлении реализации более коротких лазеров (единицы километров), генерирующих в области $1,1$ – $1,5$ мкм с эффективностью $>60\%$, которая уже превышает эффективность обычных волоконных ВКР-лазеров с линейным резонатором.

Поскольку длина волны ВКР-усиления определяется длиной волны накачки, в схеме СРОС-лазера достаточно просто реализовать перестройку длины волны генерации за счёт изменения длины волны накачки. Кроме того, можно использовать стандартные оптические фильтры и ВБР-зеркала в комбинации со СРОС. Проведённые эксперименты продемонстрировали возможности получения перестраиваемой и многоволновой генерации в схеме СРОС-лазера в комбинации со спектральными фильтрами с уникальными параметрами: получена очень высокая равномерность спектральных характеристик в широком диапазоне, превосходящих на порядок характеристики аналогичных ВКР-лазеров с линейным резонатором в перестраиваемом и многоволновом режимах. Достигнутые параметры открывают возможности применений волоконного СРОС-лазера в первую очередь в телекоммуникационных и сенсорных системах.

Дальнейшее развитие идёт как в направлении более глубокого понимания физических принципов и свойств волоконного СРОС-лазера, таких как механизм формирования безмодового спектра генерации, изменение его формы и нелинейное уширение с ростом мощности, статистические свойства генерируемого излучения, так и новых схем и режимов генерации: одномодовые и многомодовые световоды, источники и схемы накачки, спектральные диапазоны и т. д. Активно исследуются возможные применения СРОС-лазеров в системах передачи сигнала и сенсорных системах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Snitzer E.** Optical maser action of Nd^{+3} in a barium crown glass // *Phys. Rev. Lett.* 1961. **7**, N 12. P. 444–446.
2. **Kao K. C., Hockham G. A.** Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies // *Proc. of the Institution of Electrical Engineers.* 1966. **113**, N 7. P. 1151–1158.
3. **Прохоров А. М., Дианов Е. М.** Волоконная оптика: проблемы и перспективы // *Наука в России.* 2001. **1**. С. 52–54.
4. **Дианов Е. М.** Волоконная оптика: сорок лет спустя // *Квантовая электроника.* 2010. **40**, № 1. С. 1–6.
5. **Курков А. С., Дианов Е. М.** Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // *Квантовая электроника.* 2004. **34**, № 10. С. 881–900.
6. **Бломберген Н.** Вынужденное комбинационное рассеяние света // *УФН.* 1969. **97**, № 2. С. 307–352.
7. **Stolen R. H.** Raman oscillation in glass optical waveguide // *Appl. Phys. Lett.* 1972. **20**, N 2. P. 62–64.

8. **Babin S. A., Karalekas V., Harper P. et al.** Experimental demonstration of mode structure in ultralong Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* 2007. **32**, N 9. P. 1135–1137.
9. **Turitsyn S. K., Ania-Castañón J., Babin S. et al.** 270-km ultralong Raman fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* 2009. **103**, N 13. 133901.
10. **Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.** Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser // *JOSA B.* 2007. **24**, N 8. P. 1729–1738.
11. **Babin S. A., Karalekas V., Podivilov E. V. et al.** Turbulent broadening of optical spectra in ultralong Raman fiber lasers // *Phys. Rev. A.* 2008. **77**, N 3. 033803.
12. **Turitsyn S. K., Babin S. A., El-Taher A. E. et al.** Random distributed feedback fibre laser // *Nature Photon.* 2010. **4**, N 4. P. 231–235.
13. **Wiersma D. S.** The physics and applications of random lasers // *Nature Phys.* 2008. **4**, N 5. P. 359–367.
14. **Летохов В. С.** Генерация света рассеивающей средой с отрицательным резонансным поглощением // *ЖЭТФ.* 1967. **53**, вып. 4. С. 1442–1444.
15. **De Matos C., De S. Menezes L., Brito-Silva A. et al.** Random fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* 2007. **99**, N 15. 153903.
16. **Fotiadi A. A.** Random lasers: An incoherent fibre laser // *Nature Photon.* 2010. **4**, N 4. P. 204–205.
17. **Chernikov S. V., Zhu Y., Taylor J. R., Gapontsev V. P.** Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser // *Opt. Lett.* 1997. **22**, N 5. P. 298–300.
18. **Ravet G., Fotiadi A. A., Blondel M., Mégret P.** Passive Q-switching in all-fibre Raman laser with distributed Rayleigh feedback // *Electron. Lett.* 2004. **40**, N 9. P. 528–529.
19. **Churkin D. V., Babin S. A., El-Taher A. E. et al.** Raman fiber lasers with a random distributed feedback based on Rayleigh scattering // *Phys. Rev. A.* 2010. **82**, N 3. 033828.
20. **Sarmani A. R., Abu Bakar M. H., Bakar A. A. A. et al.** Spectral variations of the output spectrum in a random distributed feedback Raman fiber laser // *Opt. Express.* 2011. **19**, N 15. 14152.
21. **Sarmani A. R., Abu Bakar M. H., Mahamd Adikan F. R., Mahdi M. A.** Laser parameter variations in a Rayleigh scattering-based Raman fiber laser with single fiber Bragg grating reflector // *IEEE Photon. Journ.* 2012. **4**, N 2. P. 461–466.
22. **El-Taher A. E., Alcon-Camas M., Babin S. A. et al.** Dual-wavelength, ultralong Raman laser with Rayleigh-scattering feedback // *Opt. Lett.* 2010. **35**, N 7. P. 1100–1102.
23. **El-Taher A. E., Harper P., Babin S. A. et al.** Effect of Rayleigh-scattering distributed feedback on multiwavelength Raman fiber laser generation // *Opt. Lett.* 2011. **36**, N 2. P. 130–132.
24. **El-Taher A. E., Ania-Castañón J. D., Karalekas V., Harper P.** High efficiency supercontinuum generation using ultra-long Raman fiber cavities // *Opt. Express.* 2009. **17**, N 20. P. 17909–17915.
25. **Babin S. A., El-Taher A. E., Harper P. et al.** Tunable random fiber laser // *Phys. Rev. A.* 2011. **84**, N 2. 021805.
26. **Sarmani A. R., Zamiri R., Bakar M. H. A. et al.** Tunable Raman fiber laser induced by Rayleigh back-scattering in an ultra-long cavity // *Journ. Europ. Opt. Soc.: Rapid Publ.* 2011. **6**. 11043.
27. **Pinto A. M. R., Frazão O., Santos J. L., Lopez-Amo M.** Multiwavelength fiber laser based on a photonic crystal fiber loop mirror with cooperative Rayleigh scattering // *Appl. Phys. B.* 2010. **99**, N 3. P. 391–395.
28. **Pinto A. M. R., Bravo M., Fernandez-Vallejo M. et al.** Suspended-core fiber Sagnac combined dual-random mirror Raman fiber laser // *Opt. Express.* 2011. **19**, N 12. 11906.

29. **Pinto A. M. R., Lopez-Amo M.** Double random mirror Hi-Bi photonic crystal fiber Sagnac based multiwavelength fiber laser // *Appl. Phys. B*. 2011. **103**, N 4. P. 771–775.
30. **Pinto A. M. R., Frazão O., Santos J. L., Lopez-Amo M.** Multiwavelength Raman fiber lasers using Hi-Bi photonic crystal fiber loop mirrors combined with random cavities // *Journ. Lightwave Technol.* 2011. **29**, N 10. P. 1482–1488.
31. **Zhang W. L., Zhu Y. Y., Rao Y. J. et al.** Random fiber laser formed by mixing dispersion compensated fiber and single mode fiber // *Opt. Express*. 2013. **21**, N 7. P. 8544–8549.
32. **Rao Y. J., Zhang L. W., Zhu J. M. et al.** Hybrid lasing in an ultra-long ring fiber laser // *Opt. Express*. 2012. **20**, N 20. P. 22563–22568.
33. **Ania-Castañón J. D.** Quasi-lossless transmission using second-order Raman amplification and fibre Bragg gratings // *Opt. Express*. 2004. **12**, N 19. P. 4372–4377.
34. **Churkin D. V., El-Taher A. E., Vatnik I. D. et al.** Experimental and theoretical study of longitudinal power distribution in a random DFB fiber laser // *Opt. Express*. 2012. **20**, N 10. P. 11178–11188.
35. **Чуркин Д. В., Эль-Тахер А. Е., Ватник И. Д., Бабин С. А.** Исследование продольного распределения генерируемой мощности в волоконном ВКР-лазере со случайной распределённой обратной связью и с односторонней накачкой // *Квантовая электроника*. 2012. **42**, № 9. С. 1–4.
36. **Zhang W. L., Rao Y. J., Zhu J. M. et al.** Low threshold 2nd-order random lasing of a fiber laser with a half-opened cavity // *Opt. Express*. 2012. **20**, N 13. 14400.
37. **Babin S. A., Churkin D. V., Podivilov E. V.** Intensity interactions in cascades of a two-stage Raman fiber laser // *Opt. Commun.* 2003. **226**, N 1–6. P. 329–335.
38. **Churkin D. V., Vatnik I. D., Turitsyn S. K., Babin S. A.** Random distributed feedback Raman fiber laser operating in a 1.2 μm wavelength range // *Laser Phys.* 2011. **21**, N 8. P. 1525–1529.
39. **Vatnik I. D., Churkin D. V., Babin S. A., Turitsyn S. K.** Cascaded random distributed feedback Raman fiber laser operating at 12 μm // *Opt. Express*. 2011. **19**, N 19. P. 18486–18494.
40. **Terry N. B., Alley T. G., Russell T. H.** An explanation of SRS beam cleanup in graded-index fibers and the absence of SRS beam cleanup in step-index fibers // *Opt. Express*. 2007. **15**, N 26. 17509.
41. **Vatnik I. D., Churkin D. V., Babin S. A.** Power optimization of random distributed feedback fiber lasers // *Opt. Express*. 2012. **20**, N 27. 28033.
42. **Fotiadi A. A., Kiyani R. V.** Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber // *Opt. Lett.* 1998. **23**, N 23. P. 1805–1807.
43. **Фотиади А. А., Лобач И. А., Megret P.** Динамика длинного Бриллюэновского лазера со случайной обратной связью на основе Рэлеевского рассеяния // *Матер. Российского семинара по волоконным лазерам*. Новосибирск, 2012. С. 169–170.
44. **Pang M., Xie S., Bao X. et al.** Rayleigh scattering-assisted narrow linewidth Brillouin lasing in cascaded fiber // *Opt. Lett.* 2012. **37**, N 15. P. 3129–3131.
45. **Lizárraga N., Puente N. P., Chaikina E. I. et al.** Single-mode Er-doped fiber random laser with distributed Bragg grating feedback // *Opt. Express*. 2009. **17**, N 2. P. 395–404.
46. **Gagné M., Kashyap R.** Demonstration of a 3 mW threshold Er-doped random fiber laser based on a unique fiber Bragg grating // *Opt. Express*. 2009. **17**, N 21. P. 19067–19074.
47. **Puente N. P., Chaikina E. I., Herath S., Yamilov A.** Fabrication, characterization, and theoretical analysis of controlled disorder in the core of optical fibers // *Appl. Opt.* 2011. **50**, N 6. P. 802–810.

48. **Nuño J., Alcón-Camas M., Ania-Castañón J. D.** RIN transfer in random distributed feedback fiber lasers // *Opt. Express*. 2012. **20**, N 24. P. 27376–27381.
49. **Alcón-Camas M., Ania-Castañón J. D.** RIN transfer in 2nd-order distributed amplification with ultralong fiber lasers // *Opt. Express*. 2010. **18**, N 23. P. 23569–23575.
50. **Ania-Castañón J. D., Ellingham T., Ibbotson R. et al.** Ultralong Raman fiber lasers as virtually lossless optical media // *Phys. Rev. Lett.* 2006. **96**, N 2. P. 1–4.
51. **Abu Bakar M. H., Mahamd Adikan F. R., Mahdi M. A.** Rayleigh-based Raman fiber laser with passive erbium-doped fiber for secondary pumping effect in remote L-band erbium-doped fiber amplifier // *IEEE Photon. Journ.* 2012. **4**, N 3. P. 1042–1050.
52. **Jia X.-H., Rao Y.-J., Wang Z.-N. et al.** Detailed theoretical investigation on improved quasi-lossless transmission using third-order Raman amplification based on ultralong fiber lasers // *JOSA B*. 2012. **29**, N 4. P. 847–854.
53. **Jia X.-H., Rao Y.-J., Peng F. et al.** Random-lasing-based distributed fiber-optic amplification // *Opt. Express*. 2013. **21**, N 5. P. 6572–6577.
54. **Yin G., Saxena B., Bao X.** Tunable Er-doped fiber ring laser with single longitudinal mode operation based on Rayleigh backscattering in single mode fiber // *Opt. Express*. 2011. **19**, N 27. P. 25981–25989.
55. **Wang Z., Jia X., Rao Y. et al.** Novel long-distance fiber-optic sensing systems based on random fiber lasers // *Proc. SPIE*. 2012. **8351**. 835142.
56. **Wang Z. N., Rao Y. J., Wu H. et al.** Long-distance fiber-optic point-sensing systems based on random fiber lasers // *Opt. Express*. 2012. **20**, N 16. P. 17695–17700.
57. **Pinto A. M. R., Frazão O., Santos J. L. et al.** Interrogation of a suspended-core Fabry–Perot temperature sensor through a dual wavelength Raman fiber laser // *Journ. Lightwave Technol.* 2010. **28**, N 21. P. 3149–3155.
58. **Martins H., Marques M. B., Frazão O.** 300 km-ultralong Raman fiber lasers using a distributed mirror for sensing applications // *Opt. Express*. 2011. **19**, N 19. P. 18149–18154.
59. **Martins H., Marques M. B., Frazão O.** Temperature-insensitive strain sensor based on four-wave mixing using Raman fiber Bragg grating laser sensor with cooperative Rayleigh scattering // *Appl. Phys. B*. 2011. **104**, N 4. P. 957–960.
60. **Jia X.-H., Rao Y.-J., Wang Z.-N. et al.** Towards fully distributed amplification and high-performance long-range distributed sensing based on random fiber laser // *Proc. SPIE*. 2012. **8421**. 842127.

Поступила в редакцию 17 апреля 2013 г.
