

УДК 535::621.373.826, 535:: 53.083.9

## МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ДИНАМИКИ УЗКОПОЛОСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВБЛИЗИ ПОРОГА ГЕНЕРАЦИИ ВОЛОКОННОГО ВКР-ЛАЗЕРА СО СЛУЧАЙНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

© А. Е. Кирик, И. Д. Ватник, О. А. Горбунов, Д. В. Чуркин

*Новосибирский государственный университет,  
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2  
E-mail: churkin@nsu.ru*

Узкие спектральные моды, формирующие спектр генерации волоконного лазера вынужденного комбинационного рассеяния со случайной распределённой обратной связью вблизи порога генерации, представляют большой интерес как с фундаментальной, так и с практической точки зрения. Малая спектральная ширина, стохастический характер генерации и относительно короткое время жизни предьявляют значительные требования к экспериментальному оборудованию и методикам. Обсуждаются экспериментальные подходы, позволяющие произвести всестороннюю характеристику таких мод.

*Ключевые слова:* волоконные лазеры, случайная обратная связь, узкополосная генерация.

DOI: 10.15372/AUT20230607

EDN: LWTUKD

**Введение.** Волоконные лазеры вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) со случайной распределённой обратной связью (СРОС) [1], несущие в своей основе идеи о генерации лазерного излучения в случайных средах [2, 3], демонстрируют нетривиальные спектральные, временные и статистические свойства [4, 5]. Наиболее ярко выраженным отличием от лазеров традиционной конфигурации является отсутствие явной модовой структуры излучения, наблюдаемой при генерации в высокодобротном резонаторе, ввиду того что источником обратной связи является слабое рэлеевское рассеяние, случайным образом распределённое по волокну. Однако следует иметь в виду, что несмотря на слабость рэлеевской обратной связи рассеяние в случайной точке волокна всё же формирует низкодобротный резонатор. Если в некотором из подобных резонаторов захват фотонов произойдёт более эффективно исключительно в силу стохастического характера самого процесса рассеяния, то данная частотная компонента может преодолеть порог лазерной генерации раньше других и в оптическом спектре возникнет узкая линия на частоте данного случайного резонанса [6]. Высоко над порогом генерации подобные узкие линии не наблюдаются из-за нелинейного процесса четырёхволнового смешения, при котором разные частоты, взаимодействуя между собой, формируют широкий гладкий спектр генерации [7, 8]. Однако экспериментально было показано, что вблизи порога генерации, где нелинейные эффекты не проявляются ввиду недостаточно высокой мощности стоксовой волны, узкие моды, действительно, наблюдаются в излучении лазера [9], более того, при спектральной ширине менее 3 МГц их времена жизни составляют величины порядка мс, что соответствовало временам десятков двойных проходов по полной длине световода [10]. В указанной работе моды были локализованы преимущественно в длинноволновой части спектра из-за процесса вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ). В численном моделировании, основанном на решении системы нелинейных уравнений Шрёдингера [11], также удалось продемонстрировать генерацию узких долгоживущих спектральных мод с шириной, равной шагу обратной сетки, и достичь качественного согласия с экспериментом по времени жизни в десятки полных проходов по световоду [12].

Рассматриваемый вопрос важен как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. С одной стороны, несомненный интерес представляет детальное рассмотрение проблемы генерации многомодового излучения в среде со случайными параметрами. Известно, что статистические свойства излучения в этом случае оказываются нетривиальными как в области низко над порогом [13, 14], так и высоко над ним [15]. Изучение процессов генерации и распространения узких лазерных мод могло бы способствовать лучшему пониманию процесса генерации в целом. С другой стороны, весьма перспективной является потенциальная возможность реализации режима узкополосной генерации случайного лазера. Действительно, уже первые экспериментальные и полученные численным моделированием результаты показывают, что спектральные моды могут нести в себе значительную (порядка мВт) мощность и существовать длительное (до мс) время. Генерация такого типа является востребованной [16, 17], но технически сложно осуществимой и обычно требует для реализации специальных экспериментальных приёмов.

Особые свойства узких спектральных мод в генерации волоконных лазеров со СРОС создают немалые технические сложности для их изучения, о чем уже кратко упоминалось в данной работе. Малая спектральная ширина одной моды, случайный характер генерации, относительно короткое (хотя и большое по меркам микромира) время жизни — всё это предъявляет значимые требования к экспериментальному оборудованию и разработке методик исследования.

Цель представленной работы — провести систематизацию и сравнение различных экспериментальных подходов для характеристики узких спектральных мод: прямое измерение коммерчески доступными анализаторами спектра с высокими чувствительностью и разрешением, использование различных методик оптического гетеродинамирования [18], методик построения спектрограмм для анализа времён жизни. Приведены новые экспериментальные результаты, демонстрирующие наличие узких спектральных мод в случайных волоконных лазерах и характеризующие их основные свойства, а также иллюстрирующие процесс их детектирования различными методами.

**Схема лазера.** Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Излучение накачки с центральной длиной волны 1450 нм подаётся на соответствующий вход в спектрально-селективный ответвитель (ССО). Общий выход ССО соединён с волокном, выступающим в роли активной среды лазера. Выход ССО на длину волны 1550 нм соединён с волоконной брэгговской решёткой (ВБР), которая выступает в качестве отражателя генерируемого излучения, распространяющегося в направлении, обратном в отно-

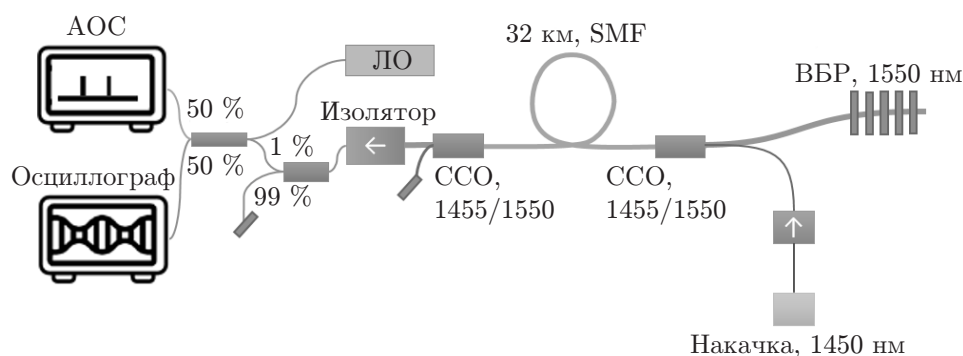


Рис. 1. Схема волоконного лазера со СРОС, позволяющая наблюдать генерацию узких мод (ССО — спектрально-селективный ответвитель, ВБР — волоконная брэгговская решётка, ЛО — локальный осциллятор, АОС — анализатор оптического спектра, SMF — катушка волокна)

пении к волне накачки. В качестве активной среды лазера используется пять сваренных между собой катушек одномодового волокна Corning SMF-28e с диаметром сердцевины 9 мкм общей длиной 32 км. Со стороны выхода лазера волокно, образующее резонатор, сварено с общим входом второго ССО. Вторым ССО используется, чтобы отделить остаточное излучение накачки, которое не было поглощено волной генерации лазера. Выход второго ССО на  $\lambda = 1450$  нм имеет скошенный коннектор, подвешенный в воздухе для отвода излучения накачки из системы. Выход второго ССО на  $\lambda = 1550$  нм соединён со входом поляризационно-независимого волоконного изолятора, который предотвращает попадание в активную среду лазера излучения, отражённого в измерительной системе. Изолятор соединён выходом со сплавным волоконным ответвителем, разделяющим мощность излучения в соотношении 99 : 1. Ответвитель здесь выступает в роли аттенюатора. Выход ответвителя, через который отводится 99 % мощности излучения лазера, имеет скошенный коннектор, подвешенный в воздухе для отвода излучения из системы. Выход ответвителя, через который отводится 1 % мощности излучения изучаемого лазера, и выход лазера, используемого в качестве локального осциллятора для системы оптического гетеродинамирования, соединены со входами сплавного волоконного ответвителя, разделяющего мощность в соотношении 50 : 50 %, и образуют таким образом схему гетеродинамирования. Выход этого волоконного ответвителя соединён с быстродействующим InGaAs фотодетектором с полосой пропускания 5 ГГц, сигнал с которого подаётся на цифровой осциллограф, электрическая полоса пропускания составляет 4 ГГц.

**Регистрация узких спектральных мод с помощью коммерчески доступных спектральных приборов.** Под порогом генерации спектр выходящего из волокна излучения соответствует спектру отражения ВБР. Высоко над порогом спектр генерации гладкий и широкий, ширина на полувысоте порядка 0,1 нм определяется нелинейными взаимодействиями разных спектральных компонент [4]. Вблизи порога генерации в спектре нерегулярно возникают особенности, которые можно зафиксировать на распространённом классическом спектральном приборе с дифракционной решёткой. Применялся прибор Yokogawa AQ6370D, в котором сканирование происходит с помощью поворота дифракционной решётки, при этом разрешение составляет 0,02 нм, а характерное время измерения такого диапазона при используемой чувствительности — 5 мс.

В некотором диапазоне мощностей накачки вблизи порога в спектре, измеренном таким образом, наблюдаются узкие пики, имеющие ширину, которая меньше разрешения прибора (рис. 2, *a*, вставка). Такой эффект возможен, если время, в течение которого в спектре генерируется узкий пик, меньше времени сканирования спектрального диапазона, соответствующего разрешению.

Дополнительную информацию о пиковом режиме генерации можно получить, если проводить измерения в режиме накопления максимальных спектральных плотностей мощности. В этом режиме измерения спектра производятся многократно и для каждого спектрального интервала удерживается максимальное за всю серию измерений значение интенсивности. Благодаря этому режиму появляется возможность охарактеризовать частоту возникновения узких пиков в разных частях спектра. Пики возникают как в спектральной области отражения решётки, так и в длинноволновом крае спектра генерации (рис. 2, *b*) в диапазоне более 4 нм. Такое поведение пиков может быть объяснено наличием каскадных процессов ВРМБ. Действительно, ранее было сделано предположение, что возникающие на пороге генерации узкие пики должны подвергаться процессу ВРМБ, что должно, в свою очередь, приводить к появлению новых узких спектральных компонент в длинноволновой части спектра [6].

Кроме того, были проведены измерения спектра генерации с помощью коммерчески доступного анализатора спектра высокого разрешения APEX Technologies AP2050A. Этот

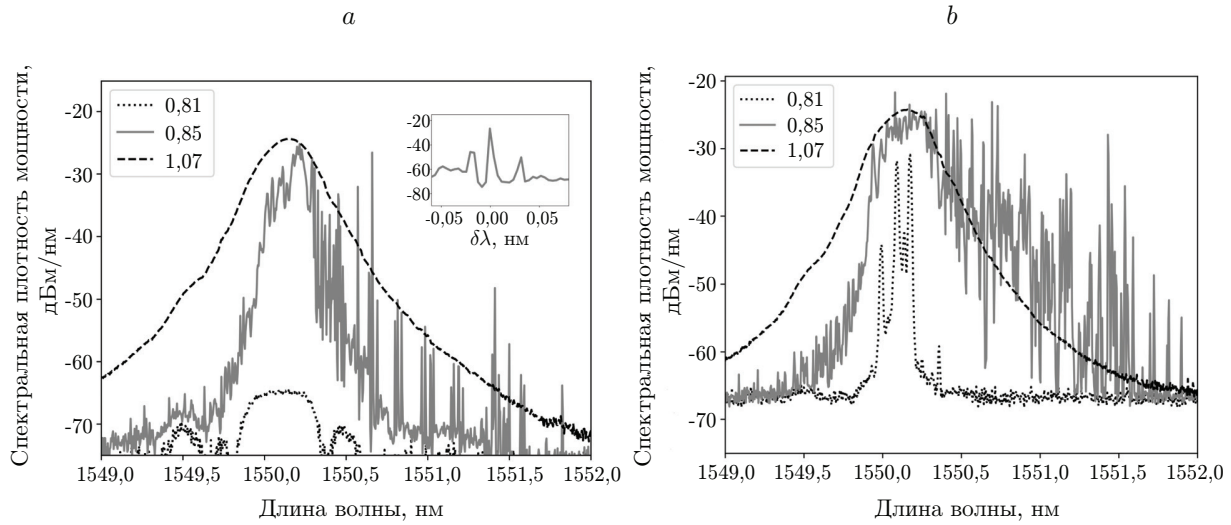


Рис. 2. Спектр генерации, измеренный с помощью классического дифракционного анализатора оптического спектра для разных мощностей накачки: *a* — в нормальном режиме (вставка — малый участок измеренного спектра для мощности накачки 0,85 Вт), *b* — в режиме удержания максимальных величин

прибор, использующий метод оптического гетеродинирования вместе с внутренним перестраиваемым одночастотным источником, позволяет достигать разрешения 5 МГц. Однако скорость сканирования спектра ограничена скоростью перестройки внутреннего источника. В нашем случае она составляла величину  $4 \text{ нм} \cdot \text{с}^{-1}$ , или 160 мкс на диапазон, соответствующий разрешению. Тем не менее этой скорости достаточно, чтобы убедиться в появлении в случайных местах спектра генерируемых узких пиков, ширина которых не превышает разрешения гетеродинного анализатора спектра (5 МГц) (рис. 3).

Следует заметить, что, несмотря на более медленное сканирование спектра в целом, APX A2050A имеет меньшее время сканирования на диапазон, соответствующий максимальному разрешению по сравнению с Yokogawa AQ6370D. Следствием этого является меньшее усреднение на каждом спектральном шаге, что приводит к более чёткой картине одиночных пиков.

**Регистрация узких спектральных мод с помощью метода времяразрешённого оптического гетеродинирования.** Гетеродинирование — метод изучения сигнала, при котором сумма полей исследуемого сигнала  $E_s$  и сигнала опорного источника  $E_{LO}$ , так называемого локального осциллятора, подаётся на детектор, квадратично преобразующий эту сумму. В результате в детектированном сигнале появляются гармоники на частотах, равных сумме и разности частот сигнала и локального осциллятора. Можно показать, что квадрат спектра фототока  $\left( \int I_c(t) e^{i\omega t} dt \right)^2$  содержит в себе члены, пропорциональные свёртке спектров исследуемого сигнала и сигнала локального осциллятора, т. е. в случае узкополосного излучения локального осциллятора спектр исследуемого сигнала  $\left| \int E_s(t) e^{i\omega t} dt \right|^2$  [18].

Важнейшим преимуществом такого метода измерения является высокая скорость, позволяющая анализировать быстро изменяющиеся спектры. Действительно, если спектр фототока оптических биений измерять не с помощью медленного анализатора радиочастотного спектра, а с помощью быстрого цифрового осциллографа, то, применяя оконное преобразование Фурье с шириной окна  $\Delta T$  к измеренной временной динамике фототока  $I(t)$ ,

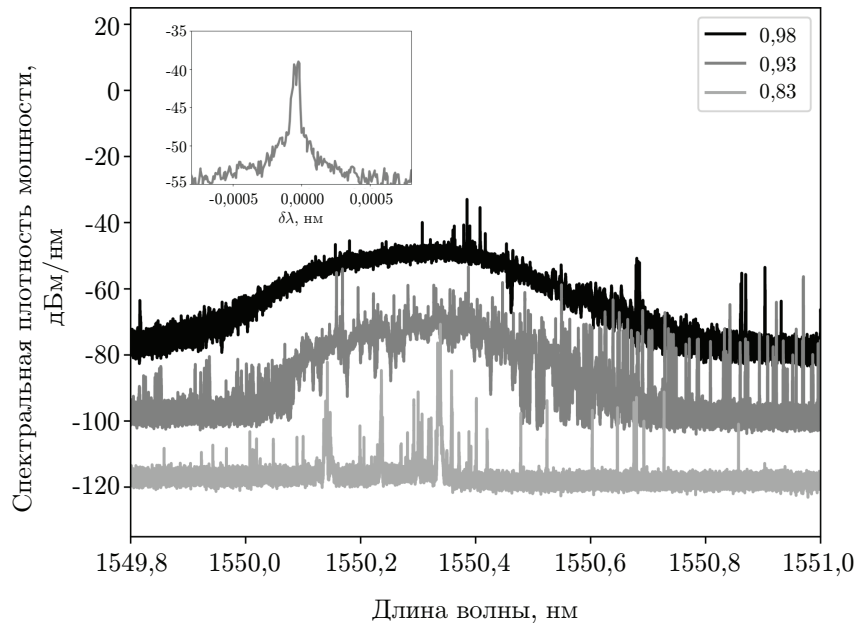


Рис. 3. Спектр генерации, измеренный с помощью коммерчески доступного гетеродинного анализатора оптического спектра для разных мощностей накачки. Вставка — часть спектра, измеренного при мощности накачки 0,93 Вт, демонстрирующая моду с шириной, соответствующей разрешению прибора

возможно восстановить спектр оптического сигнала в зависимости от времени  $\tau_I$ . Временное разрешение  $\Delta T$  связано со спектральным разрешением  $\Delta f$  как  $\Delta T \Delta f = R$ , где  $R \sim 1$  — коэффициент, определяемый формой оконной функции, используемой для оконного преобразования Фурье. Необходимо отметить, что выбором оконной функции можно уменьшить  $R$ , при этом ухудшая динамический диапазон вычисляемого спектра.

Таким образом, временное разрешение составляет единицы мкс при спектральном разрешении в единицы МГц, что делает метод гетеродинамирования привлекательным для времязрешённых измерений. Например, ранее такой метод успешно применялся (включая как гетеродинамирование, так и гомодинамирование) для изучения быстрого процесса перескока мод в непрерывном излучении самосканирующего лазера [19].

Необходимо отметить, что в спектр фототока также вносит вклад и спектр колебаний интенсивности исследуемого сигнала, т. е.  $\int |E_s|^2(t) e^{i\omega t} dt$ , что искажает восстанавливаемый оптический спектр. Для того чтобы избежать вклада спектра колебаний интенсивности, требуется специально уменьшать мощность падающего на волоконный ответвитель излучения  $|E_s|^2$ , но увеличивать мощность локального осциллятора  $|E_{LO}|^2$ . Благодаря этому в сумме основным становится интерференционный член, а также постоянная компонента от локального осциллятора, шумами которого зачастую можно пренебречь. Для корректного измерения такого сигнала с помощью АЦП, имеющего конечную разрядность, необходимо компенсировать постоянную составляющую напряжением смещения на входном усилителе АЦП. Спектрограмма, построенная по измеренной таким образом осциллограмме, будет включать только сигнал, соответствующий оптическому спектру.

В измерительной системе использовалась схема гетеродинамирования с одним InGaAs фотоприёмником Thorlabs DET08CFC/M с полосой 5 ГГц. В качестве локального осциллятора используется узкополосный лазер Pure Photonics PPCL550 с шириной линии 3 МГц и выходной мощностью 16 дБм. Излучение смешивается в сплавном ответвителе в соотношении 50 : 50, изготовленном из волокна, сохраняющего поляризацию. Средняя мощность

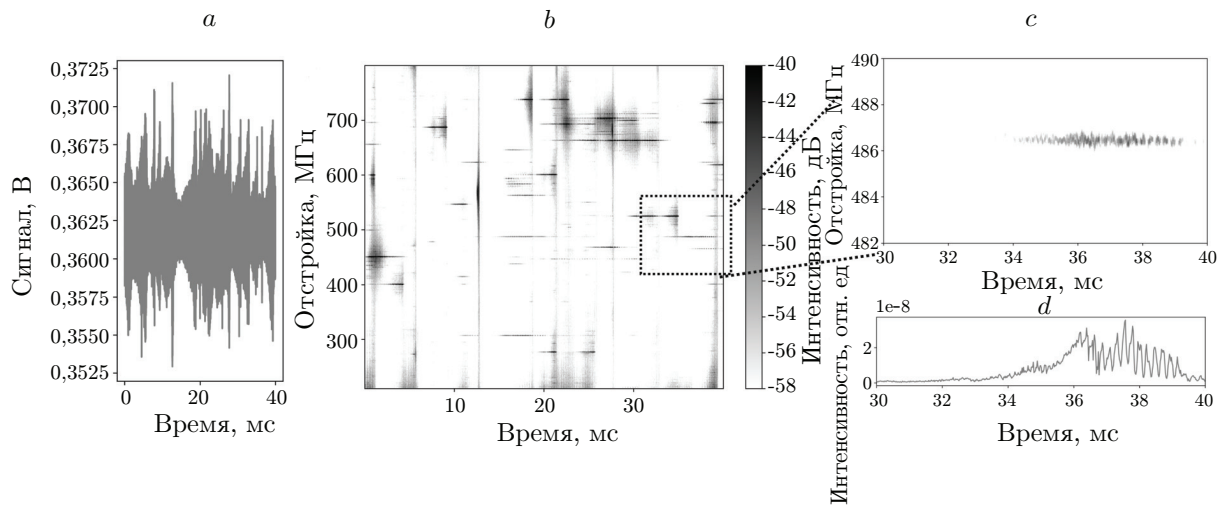


Рис. 4. Реализация метода гетеродина с мощным излучением локального осциллятора: примеры временной динамики (а) и построенной по ней спектрограммы (b); участок спектрограммы, демонстрирующий генерацию моды с шириной менее 1 МГц (с); динамика интенсивности моды (d)

лазера на входе в ответитель благодаря дополнительному подавителю мощности составляет порядка  $10^{-5}$  Вт. Измерения сигнала с фотодетектора производились цифровым осциллографом Keysight Infiniium с полосой 4 ГГц и частотой дискретизации  $2 \cdot 10^9$  точек/с. В результате для построения спектрограмм использовались наборы данных длительностью 40 мс (рис. 4, а, b). Спектрограммы строились с применением окна треугольной формы длительностью 20 мкс без пересечений наборов точек соседних окон.

В данной работе продемонстрировано, что узкие моды имеют ширину не более 1 МГц (рис. 4, с). Эта наблюдаемая ширина обусловлена, по-видимому, конечной шириной спектра локального осциллятора. Существуют и моды, имеющие другую ширину — более 10 МГц (см. рис. 4, b). Кроме того, обнаружено, что узкие моды действительно имеют относительно малое время жизни, характерная величина которого составляет 1 мс для узких мод (см. рис. 4, с, d) и менее 1 мс для более широких мод (см. рис. 4, b). Предположительно, широкие короткоживущие моды — это результат процесса ВРМБ узких мод. Поэтому ширина широких мод обуславливается шириной спектра усиления ВРМБ, составляющего порядка 10 МГц.

Следует отметить, что метод оптического гетеродина имеет и свои ограничения. В частности, существует неопределённость, связанная с тем, что части исследуемого спектра, отстроенные от частоты локального осциллятора в разные стороны (в низкочастотную и высокочастотную), будут давать сигнал биений в спектрограмме в одной и той же области положительных частотных отстроек. Поэтому для точного восстановления широкополосного спектра излучения необходимо ограничивать его ширину, например, узкополосным перестраиваемым оптическим фильтром на основе дифракционных решёток так, чтобы все частоты исследуемого сигнала были больше (либо меньше) частоты локального осциллятора.

Данный метод может быть модифицирован для более подробного анализа спектра случайного лазера. Так, возможно одновременное измерение сигналов биений локального осциллятора с двумя компонентами излучения лазера, полученными с помощью поляризационного делителя, что позволяет провести анализ поляризационной динамики. Другим вариантом является использование излучения, выходящего из лазера в прямом и обрат-

ном направлениях, для совместного анализа спектра волн, распространяющихся внутри волокна в противоположные стороны. Наконец, применение двух локальных осцилляторов на несколько различающихся длинах волн (с частотной отстройкой порядка 10 ГГц) даёт возможность проводить одновременные измерения динамики в двух спектральных областях для наблюдения процесса ВРМБ, которое должно возникать в таких лазерах [6].

**Заключение.** С помощью классических спектральных приборов, а также метода оптического гетеродинамирования экспериментально изучен спектр случайного лазера вблизи порога. Из-за специфического характера генерации использование лишь классического спектрального прибора не позволяет получить достаточное количество информации о режимах генерации. Малая ширина генерируемых линий (менее 1 МГц), а также небольшое время жизни (порядка 1 нс) делают метод оптического гетеродинамирования наиболее подходящим для изучения динамики таких режимов генерации. Измерения классическим спектральным прибором благодаря существенно большему диапазону измеряемых спектров вместе с меньшей скоростью сканирования остаются более подходящим методом для характеристики усреднённого спектра.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-12-00318-П).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Turitsyn S., Babin S., El-Taher A. et al.** Random distributed feedback fibre laser // *Nature Photon.* 2010. 4, Iss. 4. P. 231–235.
2. **Амбарцумян Р. В., Басов Н. Г., Крюков П. Г. и др.** Оптический квантовый генератор с нерезонансной обратной связью // *ЖЭТФ.* 1966. 51, № 3. С. 724–729.
3. **Летохов В. С.** О стимулированном излучении межзвездной среды // *Письма в ЖЭТФ.* 1966. 4. С. 477–481.
4. **Churkin D. V., Kolokolov I. V., Podivilov E. V. et. al.** Wave kinetics of random fibre lasers // *Nat. Commun.* 2015. 6, N 1. P. 6214.
5. **Vatnik I. D., Gorbunov O. A., Sugavanam S. et. al.** Spatial location of correlations in a random distributed feedback Raman fiber laser // *Opt. Lett.* 2019. 44, Iss. 6. P. 1516–1519.
6. **Fotiadi A. A.** Random lasers: An incoherent fibre laser // *Nature Photon.* 2010. 4, Iss. 4. P. 204–205.
7. **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, Iss. 8. P. 1729–1738.
8. **Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et. al.** Turbulence-induced square-root broadening of the Raman fiber laser output spectrum // *Opt. Lett.* 2008. 33, Iss. 6. P. 633–635.
9. **Tovar P., Temporã G., von der Weid J. P.** Longitudinal mode dynamics in SOA-based random feedback fiber lasers // *Opt. Express.* 2019. 27, N 21. P. 31001–31012.
10. **Kirik A. E., Vatnik I. D., Churkin D. V.** Direct measurements of localized spectral modes in random distributed feedback fiber laser // *Results Phys.* 2021. 28. P. 104651.
11. **Smirnov S. V., Churkin D. V.** Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedback fiber laser // *Opt. Express.* 2013. 21, Iss. 18. P. 21236–21241.
12. **Gorbunov O. A., Vatnik I. D., Smirnov S. V. et. al.** Manifestation of optical feedback in power and spectral radiation properties of a Raman fiber laser with randomly distributed feedback well above generation threshold // *Proc. SPIE.* 2023. 12323. P. 123230G.
13. **Lima B. C., Gomes A. S. L., Pincheira P. I. R. et. al.** Observation of Lévy statistics in one-dimensional erbium-based random fiber laser // *JOSA B.* 2017. 34, Iss. 2. P. 293–299.

14. **Lima B. C., Tovar P., von der Weid J. P.** Generalized extreme-value distribution of maximum intensities and Lévy-like behavior in an SOA-based random feedback laser emission // JOSA B. 2020. **37**, Iss. 4. P. 987–992.
15. **Gorbunov O. A., Sugavanam S., Churkin D. V.** Intensity dynamics and statistical properties of random distributed feedback fiber laser // Opt. Lett. 2015. **40**, Iss. 8. P. 1783–1786.
16. **Pang M., Bao X., Chen L.** Observation of narrow linewidth spikes in the coherent Brillouin random fiber laser // Opt. Lett. 2013. **38**, Iss. 11. P. 866–868.
17. **Babin S., Zlobina E., Kablukov S. et al.** High-order random Raman lasing in a PM fiber with ultimate efficiency and narrow bandwidth // Sci. Rep. 2016. **6**, N 1. P. 22625.
18. **Протопопов В. В., Устинов Н. Д.** Лазерное гетеродинамирование. М.: Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1985. 355 с.
19. **Poddubrovskii N., Lobach I., Podivilov E. et. al.** Time-resolved mode analysis in Er-doped self-sweeping ring fiber laser // Laser Phys. Lett. 2022. **19**, N 12. P. 125102.

*Поступила в редакцию 08.05.2023*

*После доработки 30.05.2023*

*Принята к публикации 11.06.2023*

---