

УДК 621.373.826

**О.А. Горбунов^{1,2}, И.Д. Ватник^{1,2}, Е.В. Подвиллов²,
С.В. Смирнов¹, Д.В. Чуркин¹**

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

²Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

ЧИСЛЕННОЕ ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ГЕНЕРАЦИИ И ЗАТУХАНИЯ УЗКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ МОД В ИЗЛУЧЕНИИ ВОЛОКОННОГО ВКР-ЛАЗЕРА СО СЛУЧАЙНО РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Исследуется влияние нелинейных эффектов, а именно вырожденного четырехволнового смешения, на динамику возникновения и затухания узких спектральных мод, возникающих в излучении волоконного ВКР-лазера со случайно распределенной обратной связью.

Ключевые слова: волоконные лазеры со случайно распределенной обратной связью, модовая динамика, четырехволновое смешение.

**O.A. Gorbunov^{1,2}, I.D. Vatnik^{1,2}, E.V. Podivilov²,
S.V. Smirnov¹, D.V. Churkin¹**

¹Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russian Federation

²Institute of Automation and Electrometry, Novosibirsk, Russian Federation

NUMERICAL STUDY OF GENERATION MECHANISMS OF NARROW SPECTRAL MODES, EMERGING IN A RAMAN FIBER LASER WITH RANDOMLY DISTRIBUTED FEEDBACK

The present paper discusses possible influence of nonlinear effects, namely – the degenerate four-wave mixing process – upon the build-up and attenuation of narrow spectral modes, emerging in radiation of a Raman fiber laser with randomly distributed feedback.

Keywords: Raman fiber laser with randomly distributed feedback, mode dynamics, four-wave mixing.

Лазеры с распределенными случайным образом в пространстве усилением и/или обратной связью, впервые описанные применительно к лазеру на красителях в [1], получили название случайных лазеров и в дальнейшем активно изучались. Генерация подобного типа была продемонстрирована в полупроводниковых [2], твердотельных [3],

волоконных [4] лазерах. Случайные лазеры продолжают активно изучаться [5]. Стоит особо отметить реализацию волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью (ВЛ СРОС) за счет слабого рэлеевского рассеяния [6], обладающего высокими характеристиками при простой конструкции. Известно, что спектр ВЛ СРОС высоко над порогом генерации, как правило, имеет гладкую форму и большую ширину – порядка 1 нм и более. Основным механизмом уширения спектра является нелинейный процесс четырехволнового смещения [7]. Но вблизи порога генерации, где интенсивность излучения мала, нелинейность оказывает лишь слабое влияние на процесс генерации, нетривиальным образом взаимодействуя с процессами усиления, рэлеевского рассеяния и затухания.

Экспериментально было установлено, что в некоторых случаях наблюдался линейчатый спектр генерации, состоявший из очень узких, шириной порядка 1 МГц или менее, локализованных мод, генерируемых в случайных спектральных позициях [8, 9]; интенсивность мод превышала непрерывный фон на один и более порядок величины, так что моды было возможно наблюдать как классическими дифракционными спектрометрами, так и специальными методами на основе лазерного гетеродинамирования. Данный результат хорошо согласуется с качественным представлением волоконного световода как континуума резонаторов типа Фабри–Перо, суперпозиция отражений от которых формирует стохастический спектр из узких спектральных мод [10]. При этом каждый из резонаторов является предельно низкодобротным, – эффективный коэффициент отражения, обусловленный рэлеевским рассеянием в обратном направлении, составляет величину порядка 10^{-4} , но их большое число формирует эффективный спектрально-селективный оптический элемент, определяющий частоты и форму линий генерации. В упрощенном виде эта модель аналитически описана в [8], где рассчитан соответствующий спектр резонатора; средний межмодовый интервал для 8-километрового отрезка волокна составил 26,5 кГц.

Приведенная модель, однако, не может описать весь спектр свойств генерируемых мод. В первую очередь, экспериментально установленное время жизни локализованных мод составляло величину порядка 10 мс, что соответствовало нескольким десяткам периодов двойного обхода волокна [9, 11]. Очевидно, что в приведенной модели время жизни моды должно формально быть бесконечно большим.

Чтобы устранить данное несоответствие, в [8] обговаривается влияние термических и акустических шумов, приводящих к рассинхронизации моды и резонатора. Ни в коей мере не оспаривая влияние данных эффектов, следует заметить, что только их учета, по всей видимости, недостаточно для полного описания спектральных свойств излучения. В частности, не производилась проверка количественного сопоставления времени жизни моды с характерным временем флуктуаций. Также данная модель учитывает лишь свойства рэлеевского рассеяния, в то время как при генерации излучения в волоконном резонаторе роль в общем случае играют и другие факторы, упомянутые выше. Более того, нетривиальная динамика каждой локализованной моды показывает, что для описания ее эволюции требуется анализ всего спектра взаимодействий: ВКР (т.е. усиления за счет взаимодействия с волной накачки), рэлеевского рассеяния, нелинейности и хроматической дисперсии среды. Анализ вклада различных механизмов позволит яснее представить физическую картину формирования спектра излучения ВЛ СРОС вблизи порога генерации.

В представленной работе производилось численное моделирование генерации излучения в ВЛ СРОС с целью изучения механизмов, ответственных за генерацию локализованных узких спектральных мод. Моделирование заключалось в численном интегрировании итерационным методом с разделением физических процессов системы нелинейных уравнений Шрёдингера [12] и учитывало основные физические механизмы взаимодействия волн накачки и генерации в резонаторе: ВКР-усиление, рэлеевское рассеяние, нелинейные эффекты, дисперсию групповых скоростей. Фазовая кросс-модуляция (ФКМ) между волнами накачки и генерации не учитывалась ввиду большой разницы групповых скоростей волн. С применением данного подхода в [13] было получено количественное согласие с экспериментом, однако в подробностях изучался только режим генерации высоко над порогом с гладким спектром. В отличие от [13] нами использовалась модель «замороженных» фаз: в каждой точке волокна фаза рассеянной волны была постоянна во времени (т.е. не менялась при переходе к следующей итерации), но статистически независима от фазы рассеяния в соседней точке. Таким образом, моделировалась генерация при отсутствии каких-либо внешних шумов.

Параметры моделирования были следующими: длина волокна $L = 11$ км, длина волны для волн накачки (индекс «р») и генерации (индекс «s») $\lambda_p = 1455$ нм и $\lambda_s = 1550$ нм, хроматическая дисперсия $\beta_{2p}=17,9$ пс²·км⁻¹, $\beta_{2s}=7,18$ пс²·км⁻¹, коэффициенты затухания $\alpha_p = \alpha_s = 0,2$ дБ·км⁻¹, усиления $g_p = 0,39$ Вт⁻¹·км⁻¹, нелинейности $\gamma_p = 3,5$ Вт⁻¹·км⁻¹ (соответствующие величины для волны генерации вычислялись по закону λ^{-1}) и рэлеевского рассеяния $\epsilon = 1,95 \cdot 10^{-4}$ дБ·км⁻¹. Шаг спектральной сетки составлял 44 МГц или 0,35 нм, полное число точек численной сетки – 2^{16} . Мощностные характеристики лазера, включая значение порога генерации, находились в количественном согласии с расчетами по балансной модели.

Моделирование подтвердило, что спектр вблизи порога генерации (мощность накачки 1,7 Вт, мощность генерации $I = 12$ мВт), является линейчатым с узкими модами, ширина которых определяется шагом численной сетки (рис. 1, а). Этот результат доказывает, что используемая модель способна корректно описывать узкополосную генерацию ВЛ СРОС. При этом полученная картина не представляет собой шумоподобный спектр со стохастическими всплесками интенсивности: сохраняя спектры после двух и более последовательных итераций (т.е. спустя время двойного обхода световода или 105,6 мкс), мы увидим регулярную эволюцию мод на фиксированных частотах (см. рис. 1, а).

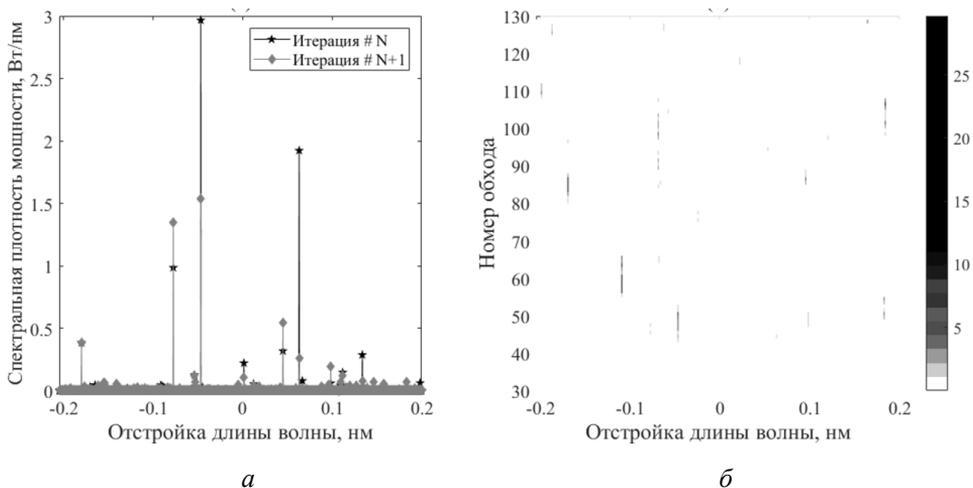


Рис. 1. Характерные спектры генерации лазера для двух последовательных обходов световода (а) и спектрограмма вблизи порога генерации (б)

Сохраняя аналогичным образом набор спектров после большого числа итераций (100 в данном случае), можно построить спектрограмму с окном, равным времени полного обхода световода (рис. 1, б). Из нее видно, что моды, рождаясь, существуют конечное время; характерное время жизни составляет десять обходов резонатора или 1 мс. Данный результат существенен сам по себе, так как показывает, что в численной модели, свободной от внешних шумов, время жизни моды оказывается конечным, т.е. определяется процессами ВКР-усиления, рэлеевского рассеяния и нелинейностью. Это существенно уточняет результаты, изложенные в [8]. В свою очередь, этот результат ставит вопрос о физических механизмах, ответственных за динамику изменения мод, в частности, – их затухания.

Очевидно, что при фиксированном номере обхода «горизонтальный срез» (см. рис. 1, б) дает спектр излучения. «Вертикальный срез», в свою очередь, показывает динамику изменения интенсивности отдельно выбранной моды по времени с шагом, равным времени двойного обхода резонатора.

Прежде всего стоит заметить, что дисперсия в околороговом режиме работы лазера играет незначительную роль и не оказывает существенного влияния на динамику мод. Действительно, при ширине моды Δ в один шаг численной сетки, равный 44 МГц (см. рис. 1, а), дисперсионная длина равна примерно $L_D \sim (\beta_{2p} \Delta^2)^{-1} \approx 0,72 \cdot 10^8$ км, что на 7 порядков превышает длину волокна. В то же время оценка для нелинейной длины при указанной выше мощности генерации 12 мВт дает результат $L_{NL} = (\gamma_s \cdot I)^{-1} \approx 25$ км, что уже соизмеримо с длиной волокна. Таким образом, рассмотрение нелинейных эффектов необходимо при изучении динамики локализованных мод.

Можно оценить величину нелинейного набега фаз конкретной моды, вызванного эффектом фазовой самомодуляции (ФСМ). Набег нелинейной фазы $\delta\varphi_{NL}$ на длине δz дается выражением $\delta\varphi_{NL} \approx \gamma \cdot I(z) \cdot \delta z$, где $I(z)$ – мощность моды, откуда, интегрируя по всему световоду и всем проходам, получаем $\varphi_{NL} = \int \delta\varphi_{NL} \approx \gamma_s \cdot I \cdot L_{\text{eff}}$, где I – некоторая средняя мощность, характеризующая данную спектральную гармонику, а L_{eff} – эффективная длина, определяемая значением коэффициентов усиления и затухания. Расчет для наиболее интенсивной моды (отстройка –0,494 нм) дал значение $\varphi_{NL} \approx 1,24$. Для менее интенсивных мод значение φ_{NL} меньше на порядок или более, но учет ФКМ между ними и интенсивной модой дает тот же результат. И хотя сам по себе

нелинейный набег фаз в данном случае не приводит к уширению моды (фактически это одночастотный сигнал, и добавление нелинейной фазы приводит лишь к эффективному сдвигу частоты, много меньшему, чем шаг спектральной сетки), но он косвенно характеризует эффективность четырехволнового смешения (ЧВС). Действительно, вклад в генерацию амплитуды антистоксовой компоненты за счет вырожденного ЧВС (т.е. при превращении двух фотонов с частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ в стоксову и антистоксовую компоненту с частотами ω_3 и ω_4) имеет вид $\delta A_a \approx i\gamma \cdot |A_0|^2 \cdot A_s \cdot \delta z$, где A описывают огибающую амплитуды поля, индексы 0 , s и a относятся к исходной моде и генерируемым стоксовой и антистоксовой компоненте. Тогда оценка для нарастания интенсивности антистоксовой волны до амплитуды стоксовой дает $\Delta I_a \sim \gamma^2 (I_0 \cdot L_{\text{eff}})^2 \cdot I_s = I_s \cdot (\varphi_{NL})^2$. Если интенсивность I_s сравнима с интенсивностью I_0 , то вырожденное ЧВС может привести к значительному затуханию исходной моды за счет перераспределения ее энергии в стоксовую и антистоксовую волны.

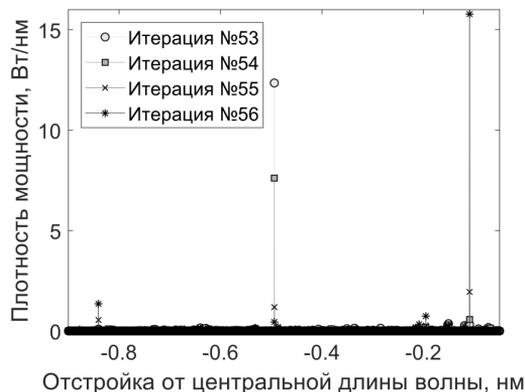


Рис. 2. Спектры лазера вблизи порога генерации, рассчитанные при последовательных итерациях

На рис. 2 приведен пример такого процесса при эволюции трех мод. Локализованная мода с отстройкой $-0,494$ нм – одна из наиболее интенсивных мод в спектре – монотонно затухает в течение примерно 10 обходов, и при этом происходит рост энергии в модах с отстройкой $-0,109$ и $-0,898$ нм. Частоты $\omega_i = 2\pi c / \lambda_i$ этих мод удовлетворяют соотношению $2\omega_0 = \omega_3 + \omega_4$ с точностью 10^{-7} , фактически на уровне погрешностей вычислений, что позволяет считать этот пример иллюстрацией процесса вырожденного ЧВС как механизма усиления и затухания мод. Тем не менее нужно учитывать, что на столь большом

масштабе (напомним, что один шаг по времени соответствует более чем 100 пс) он не может проявляться в изолированном виде, так как возможны, во-первых, и других процессы ЧВС с участием этих мод, во-вторых, колебания коэффициента усиления за счет флуктуаций излучения накачки приводят к изменению интенсивности исследуемых мод, не связанных с процессом вынужденного ЧВС. В частности, по этой причине диссипация энергии центральной моды не компенсируется в точности ростом интенсивности крайних, хотя в процессе ЧВС энергия должна сохраняться.

Резюмируя, в представленной работе с применением численного моделирования производилось изучение роли нелинейных эффектов в процессах генерации и затухания локализованных узких спектральных мод, наблюдающихся вблизи над порогом генерации волоконного лазера со случайной распределенной обратной связью. Оценка набега фаз за счет эффекта ФСМ показала, что можно ожидать значительной роли эффекта ЧВС при взаимодействии мод. Нам удалось проиллюстрировать этот тезис конкретным примером динамики трех мод, в котором за счет вынужденного эффекта ЧВС происходило перераспределение энергии от интенсивной центральной моды к двум крайним, расположенным симметричным образом относительно ее положения.

Список литературы

1. Laser action in strongly scattering media / N.M. Lawandy, R.M. Balachandran, A.S.L. Gomes, E. Sauvain // *Nature*. – 1994. – Vol. 368, № 6470. – P. 436–438.
2. Sol-gel ZnO-SiO₂ composite waveguide ultraviolet lasers / E.S.P. Leong, M.K. Chong, S.F. Yu, K. Pita // *IEEE Photonics Technol. Lett.* – 2004. – Vol. 16, № 11. – P. 2418–2420.
3. Noginov M.A. *Solid-State Random Lasers* // Springer Series in Optical Sciences. – New York, NY: Springer. – 2005. – Vol. 105.
4. 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. – Vol. 17, № 21. – P. 19067–19074.
5. Recent advances and applications of random lasers and random fiber lasers / A.S.L. Gomes, A.L. Moura, C.B. de Araújo, E.P. Raposo // *Prog. Quantum Electron.* – 2021. – Vol. 78. – P. 100343.
6. Random distributed feedback fibre laser / S.K. Turitsyn, S.A. Babin, A.E. El-Taher [et. al.] // *Nat. Photonics*. – 2010. – Vol. 4, № 4. – P. 231–235.

7. Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser / S.A. Babin, D.V. Churkin, A.E. Ismagulov [et. al.] // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2007. – Vol. 24, № 8. – P. 1729–1738.
8. Tovar P., Temporão G., von der Weid J.P. Longitudinal mode dynamics in SOA-based random feedback fiber lasers // *Opt. Express.* – 2019. – Vol. 27, № 21. – P. 31001–31012.
9. Kirik A.E., Vatik I.D., Churkin D.V. Direct measurements of localized spectral modes in random distributed feedback fiber laser // *Results Phys.* – 2021. – Vol. 28. – P. 104651.
10. Fotiadi A. An incoherent fibre laser // *Nature Photon.* – 2010. – Vol. 4, № 4. – P. 204–205.
11. Ватник И.Д., Горбунов О.А., Чуркин Д.В. Поляризационная динамика узких спектральных мод волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью // *Письма в ЖЭТФ.* – 2023. – Т. 118, № 5. – С. 317–322.
12. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* // Academic Press. – San Diego. – 2001. – 467 p.
13. Smirnov S.V., Churkin D.V. Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedback fiber laser // *Opt. Express.* – 2013. – Vol. 21, no. 18. – P. 21236–21241.

References

1. Lawandy N.M., Balachandran R.M., Gomes A.S.L., Sauvain E. Laser action in strongly scattering media. *Nature*, 1994, vol. 368, no. 6470, pp. 436-438.
2. Leong E.S.P., Chong M.K., Yu S.F., Pita K. Sol-gel ZnO-SiO₂ composite waveguide ultraviolet lasers. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2004, vol. 16, no. 11, pp. 2418-2420.
3. Noginov M.A. *Solid-State Random Lasers*. Springer Series in Optical Sciences. New York, NY, *Springer*, 2005, vol. 105.
4. 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, vol. 17, no. 21, pp. 19067-19074.
5. Gomes A.S.L., Moura A.L., Araújo C.B., Raposo E.P. Recent advances and applications of random lasers and random fiber lasers. *Prog. Quantum Electron.*, 2021, vol. 78, p. 100343.
6. Turitsyn S.K., Babin S.A., El-Taher A.E. et al. Random distributed feedback fibre laser. *Nat. Photonics*, 2010, vol. 4, no. 4, pp. 231-235.

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. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, vol. 24, no. 8, pp. 1729-1738.

8. Tovar P., Temporão G., Weid J.P. Longitudinal mode dynamics in SOA-based random feedback fiber lasers. *Opt. Express*, 2019, vol. 27, no. 21, pp. 31001-31012.

9. Kirik A.E., Vatnik I.D., Churkin D.V. Direct measurements of localized spectral modes in random distributed feedback fiber laser. *Results Phys*, 2021, vol. 28, p. 104651.

10. Fotiadi A. An incoherent fibre laser. *Nature Photon.*, 2010, vol. 4, no. 4, pp. 204-205.

11. Vatnik I.D., Gorbunov O.A., Churkin D.V. Poliarizatsionnaia dinamika uzkiikh spektral'nykh mod volokonного VKR-lazera so sluchainoi raspredelennoi obratnoi sviaz'iu [Polarization dynamics of narrow spectral modes of a Raman fiber laser with random distributed feedback]. *JETP Letters*, 2023, vol. 118, no. 5, pp. 317-322.

12. Agrawal G.P. Nonlinear fiber optics. San Diego, Academic Press, 2001, 467 p.

13. Smirnov S.V., Churkin D.V. Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedback fiber laser. *Opt. Express*, 2013, vol. 21, no. 18, pp. 21236-21241.

Сведения об авторах

ГОРБУНОВ О.А.

e-mail: gorbunov_oa@nsu.ru

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории технологий фотоники и машинного обучения для сенсорных систем Новосибирского государственного университета, научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск.

About the authors

GORBUNOV O.A.

e-mail: gorbunov_oa@nsu.ru

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Research Fellow, Laboratory of photonics and machine learning, Novosibirsk State University, Research Fellow, Laboratory of fiber optics, Institute of Automation and Electrometry, Novosibirsk.

ВАТНИК И.Д.

e-mail: *ilya.vatnik@gmail.com*

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории технологий фотоники и машинного обучения для сенсорных систем Новосибирского государственного университета, научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск.

VATNIK I.D.

e-mail: *ilya.vatnik@gmail.com*

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Research Fellow, Laboratory of photonics and machine learning, Novosibirsk State University, Research Fellow, Laboratory of fiber optics, Institute of Automation and Electrometry, Novosibirsk.

ПОДИВИЛОВ Е.М.

e-mail: *kesha@iae.nsk.su*

Доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник тематической группы нелинейной оптики Института автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск.

PODIVILOV E.M.

e-mail: *kesha@iae.nsk.su*

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow, Laboratory of nonlinear optics, Institute of Automation and Electrometry, Novosibirsk

СМИРНОВ С.В.

e-mail: *SergeyV.Smirnov@gmail.com*.

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела лазерной физики и инновационных технологий Новосибирского государственного университета, г. Новосибирск.

SMIRNOV S.V.

e-mail: *SergeyV.Smirnov@gmail.com*.

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow, Laboratory of laser physics, Novosibirsk State University, Novosibirsk.

ЧУРКИН Д.В.

e-mail: *churkin@nsu.ru*.

Доктор физико-математических наук, проректор по научно-исследовательской деятельности Новосибирского государственного университета, г. Новосибирск.

CHURKIN D.V.

e-mail: *churkin@nsu.ru*.

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, vice rector for scientific research, Novosibirsk State University, Novosibirsk.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №19-12-00318-П, Новосибирский государственный университет). Работа выполнена при финансовой поддержке темы госзадания Института автоматизации и электрометрии СО РАН (№ гос. пер. 121030500067-5).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Все авторы сделали эквивалентный вклад в подготовку публикации.

Получена: 05.09.2023

Одобрена: 11.09.2023

Принята к публикации: 13.09.2023

Financing. This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 19-12-00318-P, Novosibirsk State University). The work was carried out with the financial support of the state task topic of the Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (state registration number 121030500067-5).

Conflict of Interest. The authors declare no conflict of interest.

Author Contributions. All authors have made an equivalent contribution to the publication.

Received: 05/09/2023

Approved: 11/09/2023

Accepted for publication: 13/09/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Численное изучение механизмов генерации и затухания узких спектральных мод в излучении волоконного ВКР-лазера со случайно распределенной обратной связью / О.А. Горбунов, И.Д. Ватник, Е.В. Подивиллов, С.В. Смирнов, Д.В. Чуркин // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 5. – С. 87–97.

Please cite this article in English as: Gorbunov O.A., Vatnik I.D., Podivilov E.V., Smirnov S.V., Churkin D.V. Numerical study of generation mechanisms of narrow spectral modes, emerging in a raman fiber laser with randomly distributed feedback // Applied photonics, 2023, no. 5, pp. 87-97.