

УДК 535::621.373.826, 535::53.083.9

## ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ФАЗОВОЙ КРОСС-МОДУЛЯЦИИ НА РЕЖИМ УЗКОПОЛОСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ СЛУЧАЙНОГО ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА

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

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

Обсуждается роль взаимодействия волн накачки и генерации в волоконном лазере со случайно распределённой обратной связью за счёт слабого рэлеевского обратного рассеяния, работающем в режиме узкополосной генерации, которая наблюдается при небольшом превышении мощности накачки над пороговой. Спектр в этом случае состоит из узких (менее 1 МГц) мод, имеющих типичное время жизни 1 мс. Ранее было продемонстрировано, что за процесс декомпозиции мод могут отвечать как внешние шумы (термические или акустические), так и нелинейный процесс четырёхволнового взаимодействия между модами генерации. Построена модель нелинейного взаимодействия волны накачки со сверхузкой модой генерации и показано, что фазовая кросс-модуляция между ними может привести к разрушению моды, если разбегание волн происходит достаточно медленно. Отсюда следует, что режим узкополосной генерации зависит от дисперсии волокна, поскольку последняя определяет соответствующую длину разбегания. Сравнение с экспериментом подтверждает этот вывод: в случайных лазерах на основе волокон с низкой дисперсией не наблюдается узкополосной генерации, в то время как для волокон с большим коэффициентом дисперсии она существует.

*Ключевые слова:* случайные волоконные лазеры, узкополосная генерация, фазовая кросс-модуляция.

DOI: 10.15372/AUT20250103

EDN: PMLZZJ

**Введение.** Лазеры с распределёнными случайным образом в пространстве усилением и/или обратной связью, впервые описанные применительно к лазеру на красителях в [1], получили название случайных лазеров. Генерация подобного типа продемонстрирована в полупроводниковых [2], твердотельных [3] и волоконных [4] лазерах. Случайные лазеры продолжают активно исследовать [5].

Следует особо отметить реализацию волоконного лазера на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) со случайной распределённой обратной связью (ВЛ СРОС) за счёт слабого рэлеевского рассеяния [6], обладающего высокими характеристиками при простой конструкции [7]. Рэлеевское рассеяние на естественных или искусственных неоднородностях играет роль массива случайных интерферометров, что позволяет получать узкополосную и одночастотную генерации [8, 9], а также добиваться обужения линии в волоконных лазерах с распределённой обратной связью [10]. Набор волоконных брэгговских решёток также может использоваться в качестве случайного отражателя [11–13].

Недавно было показано, что ВЛ СРОС может генерировать излучение со значительно более высокой степенью когерентности. Режим наблюдается вблизи над порогом генерации и характеризуется спектром в виде множества сверхузких мод, возникающих одновременно, каждая из которых имеет ширину линии  $\delta_s$  менее 3 МГц [14]. Положение каждой моды в спектре случайно, и моды эволюционируют в течение ограниченного

времени ( $\sim 1-10$  мс), после чего затухают. Данный режим, однако, достижим не во всех конфигурациях ВЛ СРОС, поэтому возникает вопрос об условиях, необходимых для его достижения, а также для контроля его параметров, в первую очередь, — времени жизни моды. В частности, большое значение имеет вопрос о процессах, приводящих к разрушению режима с переходом к широкополосной генерации с непрерывным спектром. В [15, 16] разрушение узкополосного режима объяснялось воздействием технических шумов, приводящих к перестройке случайных резонаторов. Однако эти эффекты практически не зависят от мощности накачки и не могут привести к прекращению узкополосной генерации при её увеличении, тогда как режим наблюдается только в определённой области вблизи порога [17]; кроме того, в численном моделировании, где не принимались во внимание внешние шумы, время жизни мод всё равно оставалось конечным [18]. Учитывая, что высоко над порогом форма спектра определяется нелинейным процессом четырёхволнового смещения [19], можно предположить, что генерация узких мод разрушается из-за нелинейных взаимодействий. В [20] продемонстрировано, что в разрушении режима узкополосной генерации важную роль играет вырожденное четырёхволновое смещение, и данный тезис был наглядным образом проиллюстрирован на тройке мод, обменивающихся энергией в подобном процессе. Время жизни моды количественно соответствовало времени прохождения расстояния, необходимого для набора величины нелинейной фазы порядка одного радиана за счёт эффекта фазовой самомодуляции (ФСМ); это условие косвенно характеризовало эффективность нелинейных процессов смещения, вызывающих затухание узких мод.

В связи с вышеперечисленным логично предположить, что на время жизни мод также должны влиять нелинейные процессы взаимодействия с волной накачки. Экспериментальные данные косвенно подтверждают приведённую гипотезу, демонстрируя зависимость характера узкополосной генерации от дисперсии волокна [17].

Цель данного исследования — разработка модели, описывающей процесс фазовой кросс-модуляции (ФКМ) между сверхузкой модой ВЛ СРОС и волной накачки, и построение аналитического решения, предсказывающего область параметров существования узкополосной генерации. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными и дополняют физическую картину нелинейных взаимодействий, происходящих при распространении мод в волокне.

**Модель взаимодействия узкой моды с волной накачки.** Генерация ВЛ СРОС определяется нелинейным процессом вынужденного комбинационного рассеяния, играющего роль усиления в лазерах данного типа. Помимо процесса ВКР-усиления, волна накачки взаимодействует со сверхузкими модами за счёт эффекта ФКМ. Процесс генерации описывается системой нелинейных уравнений Шрёдингера, учитывающих распространение волны генерации в обоих направлениях, а также волны накачки, если это необходимо [21]. Стандартно данный тип уравнений включает в себя эффекты усиления за счёт ВКР, хроматической дисперсии, линейного затухания, нелинейных взаимодействий внутри спектра генерации и между ним и накачкой, случайную обратную связь за счёт рэлеевского рассеяния в обратном направлении. Данный подход позволяет количественно описать генерацию ВЛ СРОС как высоко над порогом [21], так и в режиме узкополосной генерации вблизи над порогом [18].

Для анализа влияния ФКМ данный подход избыточен, кроме того, он не позволяет получать аналитические решения. Прежде всего можно пренебречь линейным затуханием, которое слабо (экспериментальные значения —  $5 \cdot 10^{-2}$  км<sup>-1</sup>) и оказывает влияние на затухание моды лишь тривиальным образом. В этом случае амплитуду волны накачки можно считать постоянной, так как в интересующей нас области вблизи порога мощность генерации мала и истощения накачки не происходит; следовательно, уравнение на амплитуду можно исключить из рассмотрения, описывая её как волновой пакет с заданной

шириной спектра и функцией распределения вероятности для интенсивности. Также нет необходимости учитывать обратное рассеяние, которое играет ключевую роль в формировании сверхслабого резонатора, определяющего режим узкополосной генерации [18], но не оказывает прямого влияния на время жизни моды. Хроматическая дисперсия также не будет играть роли в узкополосном режиме: характерная дисперсионная длина (оценка для волокна SMF-28,  $\beta_2 = -26$  пс<sup>2</sup>/км,  $\tau_s = \delta_s^{-1} = 1,1 \cdot 10^{-7}$  с — время когерентности)

$$L_D = \frac{\tau_s^2}{\beta_2} \simeq 1,8 \cdot 10^7 \text{ км},$$

что несоизмеримо с длиной волокна или дистанцией затухания моды (десятки полных обходов резонатора, т. е. до  $10^3$  км).

Нелинейное уравнение Шрёдингера, в котором сохранены только оставшиеся члены, ответственные за нелинейные взаимодействия (за исключением ВКР), имеет вид

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i\gamma(|A_s|^2 + 2|A_p|^2)A_s. \quad (1)$$

Здесь  $A$  описывает огибающую волны,  $z$  — координата в системе отсчёта бегущей волны генерации,  $\gamma \sim 1$  Вт<sup>-1</sup> · км<sup>-1</sup> — коэффициент нелинейности волокна на длине волны генерации (1,55 мкм), индексы  $p$  и  $s$  соответствуют накачке и лазерному излучению (волне Стокса). При узкополосной генерации электрическое поле в моде представляет собой синусоиду, амплитуда которой меняется не слишком значительно на протяжении времени жизни, а на временах порядка обхода резонатора (т. е. около 400 мкс) остаётся практически постоянной [18], поэтому мы можем положить  $|A_s|^2 = \text{const} = I$  и записать формальное решение как

$$\begin{aligned} A_s &= A_0 \exp\left(\int_0^L i\gamma(|A_s|^2 + 2|A_p|^2) dz\right) = A_0 e^{i\varphi_{NL}} = A_0 e^{i(\varphi_{SPM} + \varphi_{XPM})}; \\ \varphi_{SPM} &= \int_0^L \gamma|A_s|^2 dz = \gamma IL; \\ \varphi_{XPM} &= 2 \int_0^L \gamma|A_p|^2 dz. \end{aligned} \quad (2)$$

Интегрирование идёт по длине волокна, где  $A_0$  — начальное значение огибающей. В [20] показано, что мода затухает за счёт четырёхволнового смешения при достижении значения  $\varphi_{SPM} \sim 1$ . При характерных мощностях моды меньше или порядка 1 мВт [17, 18] это соответствует пройденному расстоянию  $L_{SPM} \sim 10^3$  км, что хорошо согласуется как с экспериментальными данными [14], так и численным моделированием [18].

Вблизи порога генерации второе слагаемое в (1) на два-три порядка превышает первое, так как мощность накачки составляет величину меньше или порядка 1 Вт. При этом значение мощности волны накачки должно браться в точке  $(z - \Delta v_g t)$ , где  $\Delta v_g$  — разница групповых скоростей волн, т. е. должно быть учтено разбегание волн. Для вычисления интеграла нужно учесть, что излучение накачки (в экспериментах в качестве неё использовался волоконный ВКР-лазер с длиной волны 1,455 мкм) является лишь квазинепрерывным и испытывает сильные флуктуации на временах порядка обратной ширины спектра. Характерная ширина спектра лазера накачки составляла  $\Delta \approx 0,2$  нм, что соответствует частотной полосе  $\delta = 28$  ГГц на длине волны 1455 мкм. Характерный масштаб флуктуаций совпадает со временем корреляции и составляет  $\tau = \delta^{-1} = 35$  пс, а физическая длина флуктуации

$$\Lambda = v_g^p \tau \cong \frac{c}{n} \tau \sim 7 \text{ мм}. \quad (3)$$

Соответствующая длина дисперсионного разбегания (ДДР)

$$L_W = v_g^p \frac{\Lambda}{v_g^p - v_g^s} = \frac{\tau}{1/v_g^p - 1/v_g^s} \cong \frac{n\Lambda}{cD \Delta\lambda}. \quad (4)$$

Здесь  $c$  — скорость света,  $D$  — коэффициент дисперсии,  $\Delta\lambda$  — отстройка по длине волны между волнами накачки и генерации; лазер работал на длине волны 1,50 мкм, что даёт отстройку  $\Delta\lambda = 95$  нм.

Если длина разбегания  $L_W$  достаточно мала, в интеграл дают вклад большое число флуктуаций, что эффективно усредняет их значения, и, таким образом, в разных пространственных точках узкой моды набег нелинейной фазы  $\varphi_{XPM}$  будут примерно одинаковыми. Иными словами, излучение генерации приобретёт постоянный набег фазы  $\varphi_{XPM}$ , не зависящий от времени, и уширения спектра не произойдёт. Тогда роль может сыграть первое слагаемое в исходном интеграле, описывающее разрушение моды за счёт эффекта самомодуляции [20].

Если же  $L_W$  велика, и волны накачки и генерации разбегаются медленно, то каждая точка генерируемой моды испытывает набег нелинейной фазы только за счёт одной флуктуации волны накачки. Таким образом, набег  $\varphi_{XPM}$  будет различным для разных точек вдоль волны генерации или, что то же самое, будет зависеть от времени. В этом случае узкополосная лазерная генерация будет уширяться, и моды перестанут быть различимы в спектре.

Аналитически это соответствует двум предельным случаям при вычислении интеграла (2) для  $\varphi_{XPM}$ . В первом случае  $L \ll L_W$ , и тогда можно считать, что

$$|A_p|^2 = P = \text{const}, \quad (5)$$

$$\varphi_{XPM} = 2 \int_0^L \gamma P(z - \Delta v_g t) dz \simeq \int_0^L \gamma P(z) dz = 2\gamma PL.$$

Нелинейный набег фазы для каждой точки моды определяется соответствующей точкой волны накачки (в системе отсчёта, движущейся с групповой скоростью волны генерации). Таким образом, разные участки синусоиды получают разные набег фаз, так как волна накачки лишь квазинепрерывна. Рассматривая  $P$  как случайную величину, что удобно для многочастотных лазеров [22], мы можем получить статистические характеристики для  $\varphi_{XPM}$ . В частности, интерес представляет дисперсия фазы, характеризующая степень различия набег фаз в разных точках, которое может приводить к разрушению синусоиды. Плотность вероятности интенсивности квазинепрерывного лазера устроена сложно, но в качестве первого приближения её можно взять экспоненциальной, что соответствует полностью стохастическому излучению лазера накачки со средним значением мощности  $P_0$  [22]:

$$\rho(P) = \frac{1}{P_0} e^{-P/P_0}, \quad \langle P \rangle = \int_0^\infty P \rho(P) dP = P_0.$$

Второй момент и дисперсия равны соответственно

$$\langle P^2 \rangle = \int_0^\infty P^2 \rho(P) dP = 2P_0^2,$$

$$\Delta P = \sqrt{\langle P^2 \rangle - \langle P \rangle^2} = P_0.$$

Нелинейный набег фазы пропорционален мощности накачки (см. (5)), поэтому имеет то же распределение и дисперсию:

$$\Delta \varphi_{XPM} = 2\gamma \Delta P L = 2\gamma P_0 L.$$

В этом случае разрушение моды должно происходить на интервале

$$L_{XPM} = (2\gamma P_0)^{-1} \approx 500 \text{ м.}$$

Этот интервал соответствует времени жизни моды  $2,5 \cdot 10^{-6}$  с, которое не может быть зарегистрировано обычными анализаторами спектра ввиду конечности их быстродействия. Это хорошо согласуется с фактом, что узкополосный режим не наблюдался в волокнах с малой дисперсией [17]. Оценка максимального коэффициента дисперсии, при котором ДДР можно пренебречь, может быть сделана из выражения для  $L_W$  с учётом порогового условия  $L_W \approx L_{XPM}$  (если ДДР меньше этого значения, то на одной флуктуации волны накачки не успевают набраться достаточного набег нелинейной фазы,  $\varphi_{XPM} < 1$ , см. (5)); используя (3) и (4), получаем  $D \sim 1$  пс/(нм·км). Действительно, узкополосный режим генерации не наблюдается в волокнах с коэффициентом дисперсии в несколько единиц [17].

При  $L \gg L_W$  интеграл может быть взят с учётом того, что в область интегрирования попадает большое число флуктуаций волны накачки, и заменён средним значением её мощности:

$$\varphi_{XPM} = 2 \int_0^L \gamma P(z - \Delta v_g t) dz = 2\gamma \bar{P} L.$$

Среднее значение интенсивности может быть получено как сумма интенсивностей в разных точках, делённая на их количество. Это позволяет рассмотреть каждое из слагаемых как случайную величину с заданным распределением:

$$\bar{P} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_i = \frac{P_{sum}}{N}.$$

Величина среднего значения мощности накачки представляет собой арифметическое среднее по  $N$  соседним флуктуациям  $P_i$ . Условием является статистическая независимость отдельных отсчётов, т. е. их пространственное разделение не менее чем на длину флуктуации  $\Lambda$ . Ввиду того, что волны смещаются на  $\Lambda$  при прохождении ДДР  $L_W$ , число слагаемых в сумме ограничено величиной

$$N = \frac{L}{L_W}.$$

Рассматривая суммарную интенсивность  $P_{sum}$  как случайную величину, мы можем найти её функцию распределения аналитически для заданного  $N$  (среднее значение взято за единицу для упрощения записи):

$$w(P_{sum} = X) = \sum_{Y_1, \dots, Y_{N-1}} w(P_1 = Y_1) w(P_2 = Y_2 - Y_1) \dots w(P_N = X - Y_{N-1}) =$$

$$= \int_0^X \int_0^{Y_{N-1}} \dots \int_0^{Y_2} e^{-Y_1} e^{-(Y_2-Y_1)} \dots e^{-(X-Y_{N-1})} dY_1 \dots dY_{N-1} = \frac{X^{N-1}}{(N-1)!} e^{-X}.$$

Вычисляя дисперсию найденных случайных величин, получим:

$$\langle P_{sum} \rangle = \int_0^\infty \frac{X^N}{(N-1)!} e^{-X} dX = N;$$

$$\langle P_{sum}^2 \rangle = \int_0^\infty \frac{X^{N+1}}{(N-1)!} e^{-X} dX = N(N+1);$$

$$\Delta P_{sum} = \sqrt{\langle P_{sum}^2 \rangle - \langle P_{sum} \rangle^2} = \sqrt{N}.$$

Возвращаясь к размерным величинам, получаем дисперсию для средней мощности и через неё нелинейный набег фазы:

$$\Delta \bar{P} = \frac{P_0}{\sqrt{N}};$$

$$\Delta \varphi_{XPM} = 2\gamma \Delta \bar{P} L = \frac{2\gamma P_0 L}{\sqrt{N}} = 2\gamma P_0 \sqrt{L_W L}.$$

Видно, что с ростом  $N$  дисперсия  $\varphi_{XPM}$  будет падать как  $N^{-1/2}$ . Таким образом, при малых значениях  $L_W$  различные точки синусоиды, представляющей моду, будут получать примерно одинаковые набег нелинейной фазы, и её разрушения не произойдёт. Оценка нелинейной длины, при которой теперь  $\varphi_{XPM} \sim 1$ , даёт

$$\tilde{L}_{XPM} \simeq \frac{(2\gamma P_0)^{-2}}{L_W} = L_{XPM} (2\gamma P_0 L_W)^{-1}.$$

Как видно из (4), множитель в скобках растёт пропорционально коэффициенту дисперсии. К примеру, для волокна SMF-28, где  $D = 16$  пс/(нм · км), значение нелинейной длины равно примерно 10 км, что соответствует времени жизни моды 50 пс и уже может быть зарегистрировано анализатором спектра. Экспериментально это наблюдение подтвердилось: на ВЛ СРОС на основе волокна SMF-28 узкополосный режим генерации стабильно наблюдался.

**Заключение.** В данной работе проведён анализ влияния эффекта ФКМ между волной накачки и узкой модой генерации в ВЛ СРОС, работающем вблизи над порогом. Построена упрощённая аналитическая модель, количественно описывающая нелинейный набег фазы за счёт данного взаимодействия с учётом эффекта дисперсионного разбегания волн. Показано, что при малых коэффициентах дисперсии разбегание происходит достаточно медленно, чтобы волны успевали эффективно провзаимодействовать и разрушались за счёт эффекта ФКМ на временах порядка микросекунд. При больших значениях коэффициента вклады от флуктуаций накачки усредняются и эффективная нелинейная длина существенно увеличивается, что позволяет наблюдать узкие моды в излучении ВЛ СРОС на основе таких волокон, как SMF-28.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность Е. В. Подвилову (ИАиЭ СО РАН) за плодотворные консультации. Исследование выполнено с использованием вычислительного комплекса с лицензированным ПО COMSOL<sup>®</sup> Multiphysics ЦКП «Спектроскопия и оптика» (ИАиЭ СО РАН).

**Финансирование.** Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (№ 24-12-00432, <https://rscf.ru/project/24-12-00432/>).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lawandy N. M., Balachandran R. M., Gomes A. S. L., Sauvain E. Laser action in strongly scattering media // *Nature*. 1994. **368**. P. 436–438.
2. Leong E. S. P., Chong M. K., Yu S. F., Pita K. Sol-gel ZnO-SiO<sub>2</sub> composite waveguide ultraviolet lasers // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2004. **16**, Iss. 11. P. 2418–2420.
3. Noginov M. A. *Solid-State Random Lasers*. N. Y.: Springer-Verlag, 2005. Vol. 105. 238 p.
4. Gagné M., Kashyap R. Demonstration of a 3 mW threshold Er-doped random fiber laser based on a unique fiber Bragg grating // *Opt. Exp.* 2009. **17**, Iss. 21. P. 19067–19074.
5. Gomes A. S. L., Moura A. L., de Araújo C. B., Raposo E. P. Recent advances and applications of random lasers and random fiber lasers // *Prog. Quant. Electron.* 2021. **78**. 100343.
6. Turitsyn S. K., Babin S. A., El-Taher A. E. et al. Random distributed feedback fibre laser // *Nature Photon.* 2010. **4**. P. 231–235.
7. Chen H., Gao S., Zhang M. et al. Advances in Random Fiber Lasers and Their Sensing Application // *Sensors*. 2020. **20**, Iss. 21. 6122.
8. Fotiadi A. A. An incoherent fibre laser // *Nature Photon.* 2010. **4**. P. 204–205.
9. 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. Exp.* 2011. **19**, Iss. 27. P. 25981–25989.
10. Skvortsov M. I., Abdullina S. R., Podivilov E. V. et al. Extreme Narrowing of the Distributed Feedback Fiber Laser Linewidth Due to the Rayleigh Backscattering in a Single-Mode Fiber: Model and Experimental Test // *Photonics*. 2022. **9**, Iss. 8. 590.
11. Lizárraga N., Puente N. P., Chaikina E. I. et al. Single-mode Er-doped fiber random laser with distributed Bragg grating feedback // *Opt. Exp.* 2009. **17**, Iss. 2. P. 395–404.
12. Rybaltovsky A., Popov S., Ryakhovskiy D. et al. Random Laser Based on Ytterbium-Doped Fiber with a Bragg Grating Array as the Source of Continuous-Wave 976 nm Wavelength Radiation // *Photonics*. 2022. **9**, Iss. 11. 840.
13. Skvortsov M. I., Abdullina S. R., Vlasov A. A. et al. FBG array-based random distributed feedback Raman fibre laser // *Quant. Electron.* 2017. **47**, N 8. P. 696–700.
14. Kirik A. E., Vatnik I. D., Churkin D. V. Direct measurements of localized spectral modes in random distributed feedback fiber laser // *Results in Physics*. 2021. **28**. 104651.
15. Tovar P., Temporão G., von der Weid J. P. Longitudinal mode dynamics in SOA-based random feedback fiber lasers // *Opt. Exp.* 2019. **27**, Iss. 21. P. 31001–31012.
16. 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.
17. Vatnik I. D., Gorbunov O. A., Churkin D. V. Comparative Study of Ultra-Narrow-Mode Generation in Random Fiber Lasers Based on Different Fiber Types // *Photonics*. 2023. **10**, Iss. 11. 1225.

18. **Gorbunov O., Vatnik I., Smirnov S., Churkin D.** Simulation of narrow generation in a Raman fiber laser with random distributed feedback // Opt. & Laser Technol. 2024. **174**. 110677.
19. **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.
20. **Gorbunov O. A., Vatnik I. D., Smirnov S. V. et al.** Numerical modelling of ultra-narrow generation in a Raman fiber laser with random distributed feedback // Proc. SPIE. 2023. **12775**. 127751I. DOI: 10.1117/12.2687562.
21. **Smirnov S. V., Churkin D. V.** Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedback fiber laser // Opt. Exp. 2013. **21**, Iss. 18. P. 21236–21241.
22. **Горбунов О. А.** Изучение статистических свойств излучения многочастотных квази-непрерывных волоконных лазеров: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2020. 124 с.

*Поступила в редакцию 10.10.2024*

*После доработки 11.10.2024*

*Принята к публикации 07.11.2024*

---