

Поляризационная динамика узких спектральных мод волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью

И. Д. Ватник¹⁾, О. А. Горбунов¹⁾, Д. В. Чуркин¹⁾

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 5 июля 2023 г.

После переработки 31 июля 2023 г.

Принята к публикации 1 августа 2023 г.

В работе представлены результаты экспериментального исследования поляризационных свойств узких спектральных мод, возникающих в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью за счет рэлеевского рассеяния вблизи порога генерации. Показано, что моды обладают высокой степенью поляризации, при этом состояния поляризации одновременно возникающих мод слабо коррелированы.

DOI: 10.31857/S1234567823170020, EDN: jzfsu

Лазеры с распределенной обратной связью, в которых отражательный элемент не локализован, а распределен в пространстве случайным образом, получили название случайных лазеров. Впервые лазерная генерация с обратной связью подобного типа была продемонстрирована для рубинового лазера [1], и в дальнейшем наблюдалась во всех основных типах лазеров, в частности, лазерах на красителях [2], полупроводниковых [3], твердотельных [4], волоконных [5] лазерах. Роль рассеяния света на случайных центрах сводится к увеличению эффективной длины усиления за счет многократных отражений в среде и к обеспечению обратной связи, в том числе резонансной. Генерация в случайных лазерах с учетом указанных эффектов может быть описана моделями типа диффузионных [6]. Реализованы, однако, и лазерные схемы, в которых усиление происходит вне случайной среды, которая, таким образом, лишь обеспечивает обратную связь [7]. Обзор полученных результатов и перспективных направлений исследования случайных лазеров сделан в [8].

Особо выделяется экспериментальная реализация волоконного лазера со случайной распределенной обратной связью (СРОС) за счет предельно слабого рэлеевского рассеяния [9, 10]. СРОС позволяет получать высокоэффективную генерацию [10] в волоконных ВКР-лазерах, в том числе и многочастотную [11] или узкополосную [12]. Использование в качестве резонаторов длинных отрезков волокон, обеспечивающих заметную величину интегрального обратного рассеяния, позволяет без привлечения дополнительных фильтрующих элементов увеличивать

яркость многомодовых лазерных источников за счет эффекта оптической чистки [13]. Использование поляризованной накачки позволяет получать частично поляризованную генерацию с широким спектром в стандартных волокнах [14] и высокополяризованную генерацию в волокнах с поддержкой поляризации [15].

СРОС за счет рэлеевского рассеяния или искусственно созданных рэлеевских отражателей обеспечивает также и одночастотную генерацию с ультранизкими ширинами линии в схемах как с активными волокнами [16], так и в стандартных волокнах за счет эффекта вынужденного рассеяния Манделъштама–Бриллюэна (ВРМБ) [17]. В частности, волоконные ВРМБ-лазеры со СРОС генерируют излучение с шириной спектра вплоть до единиц герц [18]. Узкие спектральные моды шириной в единицы килогерц наблюдались также в случайном волоконном лазере на основе полупроводникового усилителя [19].

Недавно было показано, что генерация излучения с узким спектром (< 1 МГц), на многие порядки меньшим ширины спектра пропускания (~ 10 ТГц), происходит и в ВКР-лазерах с усилением на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) и с обратной связью за счет рэлеевского рассеяния [20]. Такой процесс наблюдается вблизи порога генерации и имеет ряд характерных особенностей – одновременно может возникать большое число узких спектральных компонент, положение в спектре которых случайно, и которые существуют ограниченное время (порядка 1–10 мс). Несмотря на потенциал такого режима генерации для создания простых одночастотных источников излучения, ряд свойств подобных узких спектральных мод, в частности, частота их возник-

¹⁾e-mail: gorbunov_oa@nsu.ru

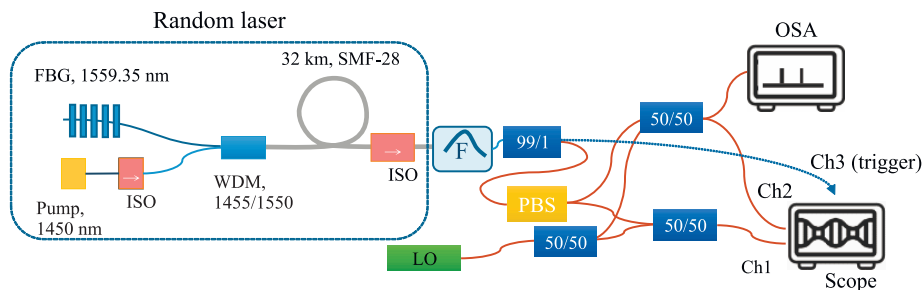


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема случайного волоконного лазера и системы анализа поляризационной динамики. Pump – лазер накачки; FBG – волоконная брэгговская решетка; ISO – изолятор; WDM – спектрально-селективный ответвитель; F – перестраиваемый узкополосный оптический фильтр; PBS – поляризационный делитель; LO – локальный осциллятор; 99/1 – стандартный волоконный ответвитель с коэффициентом деления 99 % : 1 %; 50/50 – волоконные ответвители с поддержкой поляризации и коэффициентом деления 50 % : 50 %; Ch1, Ch2 – каналы, измеряющие интенсивности двух поляризационных компонент сигнала, Ch3 – канал запуска. OSA – анализатор оптического спектра; Scope – осциллограф

новения, зависимость времени генерации от параметров лазера, их поляризация, не изучен. В данной работе мы проводим анализ поляризационных свойств таких мод.

Случайный волоконный лазер, позволяющий наблюдать генерацию узких спектральных мод, включал в себя 32 км стандартного телекоммуникационного волокна SMF-28, в котором происходило распределённое отражение за счет рэлеевского рассеяния и усиление за счет эффекта ВКР. Неполаризованное излучение накачки на длине волны 1455 нм заводилось через спектрально-селективный ответвитель (см. рис. 1). Для уменьшения пороговой мощности и фиксирования длины волны, на которой происходит генерация, с одной стороны волокна была расположена волоконная брэгговская решетка с коэффициентом отражения более 95 % и центральной длиной волны 1550.35 нм. На другом выходе из волокна, составляющего случайный лазер, был установлен дополнительный спектрально-селективный ответвитель для утилизации неиспользованного излучения накачки (на схеме не указан), а также оптический изолятор, исключающий влияние отражений внутри измерительной системы на процесс генерации.

Спектр излучения лазера, измеренный классическим дифракционным спектральным прибором, подтвердил наличие режима генерации узких спектральных компонент в некотором диапазоне мощностей над порогом (см. рис. 2). В спектре наблюдались узкие пики с шириной порядка или даже меньше спектрального разрешения прибора (что происходит благодаря малому времени генерации – меньшему, чем время сканирования аппаратной функции прибора). Дальнейшие измерения проводились при мощности накачки 950 мВт. Полная мощность генерации лазера составляла при этом порядка 50 мВт.

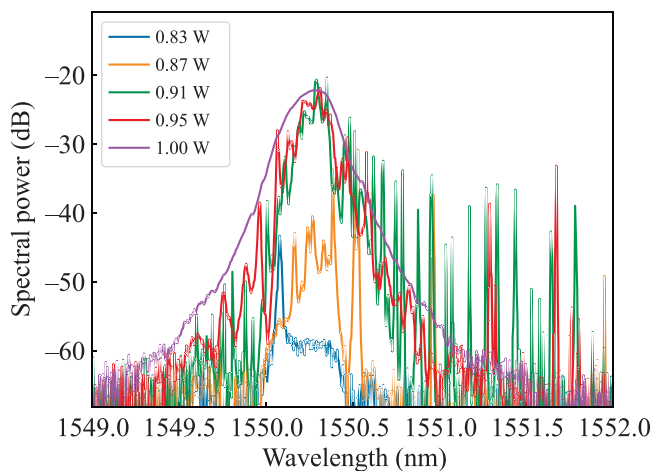


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр генерации лазера, измеренный классическим спектральным прибором, для разных мощностей накачки

Для анализа поляризационной динамики узких мод использовался метод оптического гетеродинамирования с поляризационным разделением. Излучение исследуемого лазера отфильтровывалось с помощью перестраиваемого оптического фильтра с шириной спектра пропускания 4 ГГц, центральная длина волны которого настраивалась на максимум спектра генерации (1550.35 нм). Излучение после фильтра посылалось на волоконный поляризационный делитель (см. рис. 1), разделяющий излучение лазера на волны с условно x - и y -составляющей компоненты поляризации. Каждый из поляризационных сигналов на выходе делителя смешивался с излучением одного и того же локального осциллятора с помощью волоконных ответвителей 50/50 с сохранением поляризации. Использование волоконных компонент с правильной ориентацией медленных осей волокон с сохранением поляризации позволило добиться полного

согласования поляризационных состояний локального осциллятора и каждого из двух исследуемых каналов. В качестве локального осциллятора использовался перестраиваемый полупроводниковый одночастотный лазер с мощностью 30 мВт и эффективной шириной 2 МГц.

Сигнал интерференции для каждого канала измерялся с помощью быстрых фотодетекторов с полосой пропускания 5 ГГц и оцифровывался с помощью осциллографа с частотной полосой 4 ГГц и частотой дискретизации $2 \cdot 10^{10}$ точек в секунду. Благодаря тому, что сигнал на фотодетекторе складывался из мощного излучения локального осциллятора и слабого исследуемого излучения, в сигнале практически отсутствовали шумы, обусловленные биениями интенсивности исследуемого сигнала [21]. Поэтому результат оконного преобразования Фурье, выполненного для измеренного в каждом из двух каналов фототока, отражает спектральную динамику каждой из поляризаций исследуемого излучения. Различие в чувствительности двух фотодетекторов учитывалось введением соответствующей калибровки.

Примеры спектрограмм, построенных для двух поляризаций с помощью оконного преобразования Фурье с временным окном, ширина и форма которого обеспечивала разрешение по частоте 3 МГц, изображены на рис. 3а и б. В соответствии с ранее опубликованными наблюдениями [20], в спектре на пороге генерации возникают узкие спектральные пики с шириной меньшей, чем разрешаемая, и пропадающие через время порядка нескольких миллисекунд. Узкие спектральные линии наблюдаются как в первом, так и во втором канале одновременно, т.е. имеют в общем случае и x -, и y -компоненты поляризации. Интенсивность обеих поляризационных компонент изменяется синхронно (см. рис. 3с). При этом, однако, отношение интенсивностей может изменяться во времени, и быть отличным от единицы: на рис. 3д представлен пример отношения интенсивностей поляризаций для конкретной спектральной линии. Таким образом, можно заключить, что узкая мода, по крайней мере, частично поляризована: действительно, в противном случае полностью неполяризованного излучения интенсивности в двух каналах были бы равны в каждый момент времени. Далее, поскольку из-за температурных дрейфов и акустических шумов двулучепреломление в волокне постоянно изменяется, происходит и изменение состояния поляризации, а следовательно, меняется и отношение интенсивностей в поляризационных каналах (рис. 3д.). Однако данный эффект проявляется слабо, в том числе ввиду малой – порядка 1 м – длины волокна без под-

держки поляризации, передающего излучение лазера на вход в поляризационный делитель.

Для того, чтобы определить степень поляризации генерируемых узких спектральных мод, мы провели набор статистики для определения вероятности получения заданного отношения интенсивностей. Для этого многократно измерялись спектрограммы в двух поляризационных каналах, в них определялись области, включающие узкие спектральные моды и вычислялось отношение интенсивностей поляризационных сигналов для каждой из мод. Для получения репрезентативной выборки процесс измерения спектрограммы каждый раз запускался по сигналу от дополнительного третьего канала, измеряющего полную мощность отфильтрованного излучения до его разделения по поляризациям (см. рис. 1). Таким образом, запуск происходил при появлении узкой моды в исследуемом спектральном диапазоне независимо от состояния поляризации в ней.

Статистика была набрана по 2000 измерениям. Было обнаружено, что с наибольшей вероятностью происходит генерация моды, в которой одинакова интенсивность x - и y -компонент. При этом возможны случаи, когда интенсивность одной из компонент на два порядка превосходит интенсивность другой. На рисунке 4 (синяя кривая) в двойном логарифмическом масштабе показана функция распределения вероятности в зависимости от отношения интенсивностей R в двух каналах, рассчитанная по экспериментальным данным. Ширина бина в распределении равна 0.5. Форма распределения позволяет утверждать, что все моды обладают высокой степенью поляризации. Действительно, в противном случае в распределении присутствовало бы избыточное количество событий с равными интенсивностями в двух каналах или $R = 1$. Этот факт согласуется с сильной поляризационной зависимостью ВКР-усиления [22] вместе с однородным характером его насыщения [23], которые и должны приводить к генерации поляризованного излучения.

Для проверки такой интерпретации результатов мы провели моделирование отношения интенсивностей

$$R = \frac{I_x}{I_y} = \frac{A_x^2}{A_y^2} \quad (1)$$

в двух поляризационных каналах для генерации моды с произвольной эллиптической поляризацией [24]:

$$\mathbf{E} = (E_x, E_y) = (A_x \cos \omega t, A_y \sin(\omega t - \psi)). \quad (2)$$

Здесь A_x и A_y – амплитуды, ψ – задержка по фазе между компонентами вектора электрического поля $\mathbf{E}$. Отношение R в контексте рассматриваемой

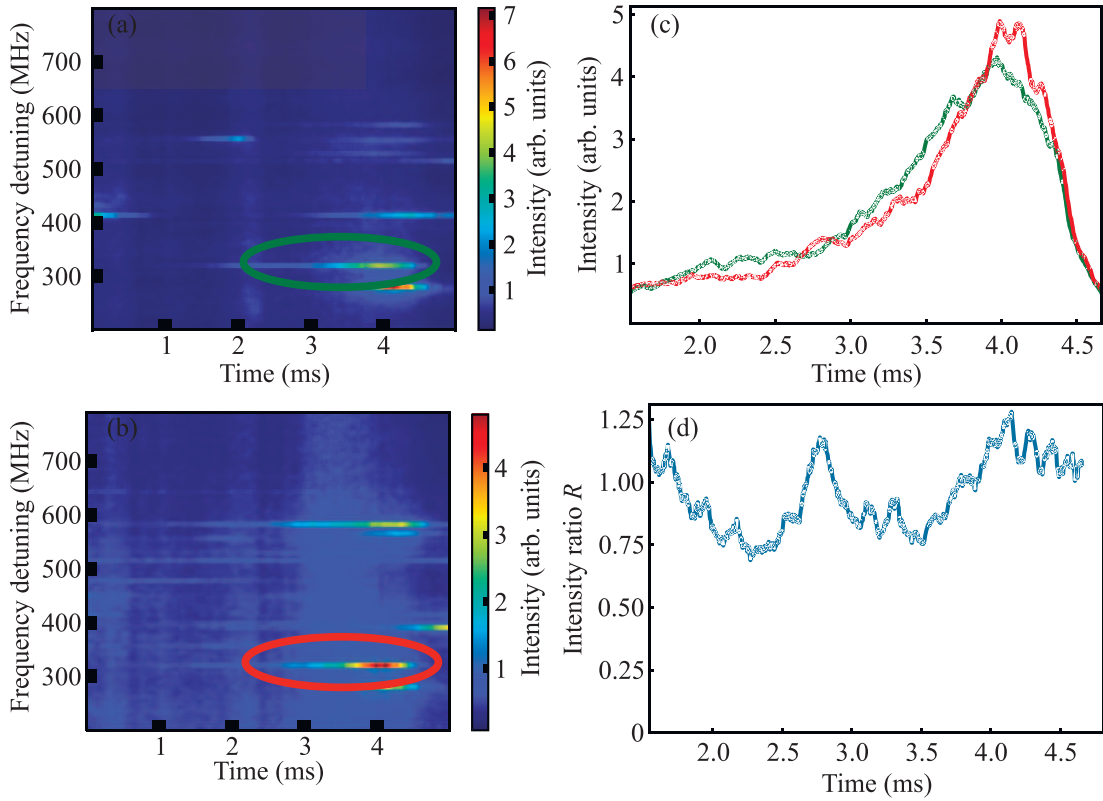


Рис. 3. (Цветной онлайн) Метод анализа временной динамики поляризации моды: (a), (b) – спектрограммы, построенные по измерениям в первом и втором поляризационных каналах соответственно. (c) – Пример временной динамики интенсивности моды в двух каналах (зеленым – для первого канала, красным – для второго) для отстройки 317 МГц. (d) – Динамика отношения интенсивностей R в двух поляризациях

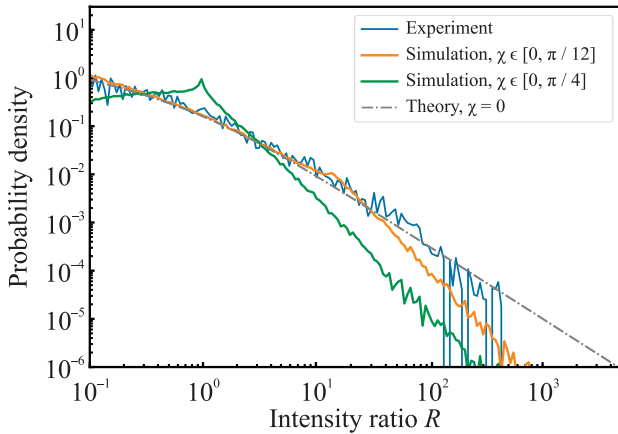


Рис. 4. (Цветной онлайн) Функция распределения вероятности появления узкой моды с заданным соотношением интенсивностей R в двух поляризационных каналах. Синяя кривая – эксперимент, оранжевая и зеленая – результат численного моделирования для разных степеней эллиптичности, серая – предсказания теории для случайной поляризации

задачи удобно выразить через параметры наклона эллипса поляризации относительно оси поляриза-

онного делителя $Ox - \phi$, и эллиптичности χ (тангенс χ равен отношению полуосей эллипса). Используя выражения для параметров Стокса [24] (I_0 – полная интенсивность моды):

$$S_0 = A_x^2 + A_y^2 = 2I_0,$$

$$S_1 = A_x^2 - A_y^2 = S_0 \cos(2\chi) \cos(2\varphi),$$

выразим отношение интенсивностей в каналах осциллографа через параметры φ и χ :

$$R = \frac{A_x^2}{A_y^2} = \frac{S_0 + S_1}{S_0 - S_1} = \frac{1 + \cos(2\chi) \cos(2\varphi)}{1 - \cos(2\chi) \cos(2\varphi)}. \quad (3)$$

Линейной поляризации соответствует $\chi = 0$. Легко убедиться, что в этом случае полученное выражение сводится к

$$R = \cot^2 \varphi. \quad (4)$$

Круговая поляризация описывается значением $\chi = \pi/4$, в этом случае $R \equiv 1$, что совпадает с результатом для неполяризованного света.

Можно предположить, что состояние поляризации мод случайно, т.е. распределение состояний поля по сфере Пуанкаре является равномерным. Результат моделирования отношения R в этом случае

представлен на рис. 4 зеленой кривой; расхождение с экспериментом существенно. Экспериментально не наблюдается максимума при $R = 1$ (обусловленного вкладом поляризаций, близких к круговой) а также вероятность обнаружения больших отношений в моделировании ниже. Следовательно, круговая поляризация мод практически не наблюдается. Моделирование, при котором распределение поляризаций по сфере Пуанкаре равномерно для интервала χ , ограниченного значением $\pi/12$, существенно лучше описывает эксперимент (см. оранжевую кривую на рис. 4). Значение $\pi/12$ выбрано для описания локального роста плотности вероятности при $R \sim 10$, которое может быть обусловлено вкладом поляризации с относительно малой эллиптичностью. Моделирование качественно воспроизводит эту особенность, но все же расходится с экспериментом в области больших отношений R . Из приведенных соображений можно сделать вывод, что поляризация узких спектральных мод не является случайной, а локализована на сфере Пуанкаре вблизи экватора, т.е. близка к линейной.

Не стоит забывать, что в области больших отношений экспериментальные наблюдения искажены также наличием шумов в измерительной системе, которые ограничивают динамический диапазон и максимальную величину измеряемых отношений интенсивностей.

Для плотности вероятности $f(R)$ можно получить и аналитическое выражение. Действительно, количество событий δN , попадающее в интервал $(R; R + \delta R)$ есть $N \cdot \delta R$. С другой стороны, связь между малыми интервалами δR и $\delta \varphi$ может выражена из (3):

$$\delta R \approx -\frac{2 \cos(2\chi) \sin(2\varphi) \delta \varphi}{1 - \cos(2\chi) \cos(2\varphi)^2} =$$

$$= -(R+1)[2R(\cos^2 2\chi + 1) - (R^2 + 1) \sin^2 2\chi]^{1/2} \cdot \delta \varphi.$$

Но в интервал $(\varphi; \varphi + \delta \varphi)$ попадает $\delta N = \frac{2\delta \varphi}{\pi} N$ событий, если угол наклона распределен случайно. Учитывая, что для вероятности попадания в интервал $(R; R + \delta R)$, мы имеем формально

$$dw(R; R + \delta R) \equiv f(R) \delta R = \frac{\delta N}{N},$$

для функции $f(R)$ получаем выражение

$$f = \frac{2}{\pi(R+1)} [2R(1 + \cos^2(2\chi)) - (R^2 + 1) \sin^2(2\chi)]^{-1/2}.$$

Данная функция имеет максимальные значения в крайних точках $R_{\max} = \frac{1+\cos(2\chi)}{1-\cos(2\chi)}$ и $R_{\min} = \frac{1-\cos(2\chi)}{1+\cos(2\chi)}$

(см. также (3)), что может обуславливать локальное увеличение плотности вероятности обнаружения отношения $R \sim 10$ на экспериментальной кривой и обосновывает ее аппроксимацию оранжевой линией (рис. 4).

Для линейной поляризации $\chi = 0$:

$$f_{\text{Lin}}(R) = \frac{1}{\pi \sqrt{R(R+1)}}. \quad (5)$$

Выражение (5), как показано штрихпунктирной линией на рис. 4, достаточно хорошо описывает эксперимент. Это также косвенно подтверждает, что измеряемая поляризация мод близка к линейной.

Степень поляризации мод может быть оценена из следующих соображений. Неполаризованное излучение всегда дает соотношение $R = 1$, а все наблюдаемые соотношения R , отличные от 1, реализуются за счет поляризованного излучения. Вклад неполаризованного света проявлялся бы в увеличении вероятности обнаружения значения $R = 1$ и уменьшении больших значений R , что противоречит экспериментальным результатам (ср. синюю и зеленую кривые на рис. 4). Для регистрации в эксперименте соотношения $R = I_x/I_y = 100$, необходимо, чтобы интенсивность поляризованного излучения с полем, направленным только вдоль оси Ox , в 99 раз превосходила интенсивность проекции поля неполаризованного излучения на эту ось. Таким образом, степень поляризации составляет не менее чем $99/(99+2) = 0.98$.

Наконец, нами были изучены возможные корреляции между поляризациями возникающих одновременно узких мод (в случае, если одновременно существуют две и более мод в спектре). Для этого была собрана статистика из 2000 спектрограм, в которых наблюдалась совместная генерация не менее двух спектральных мод. Среди них выбирались две максимально интенсивные для того, чтобы при дальнейшей обработке влияние шумов было наименьшим. Предполагая высокую степень поляризации и малую степень эллиптичности каждой из мод, состояние поляризаций каждой из них описывалось только азимутом – углом наклона вектора поляризации $\phi = \text{arccctg}\left(\sqrt{\frac{I_x}{I_y}}\right)$ (см. (4)). Измерялось распределение случайного вектора (ϕ_1, ϕ_2) , состоящего из азимутов двух мод, в двумерной плоскости (см. рис. 5).

Форма совместного распределения указывает на то, что поляризации одновременно генерирующихся мод не связаны строгим образом: возможно наблюдение двух мод, у которых азимуты существенно отличаются. Тем не менее, некоторые корреляции внутри совместного распределения присутствуют. Коэффициент корреляции Пирсона, определенный по вы-

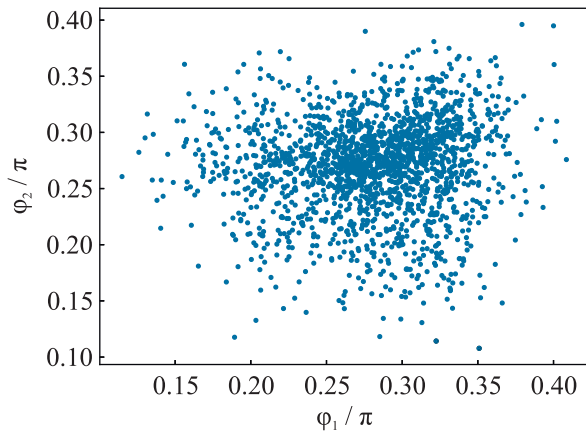


Рис. 5. (Цветной онлайн) Совместное распределение определенных по экспериментальным данным азимутов поляризаций ϕ_1 и ϕ_2 для двух одновременно генерирующихся узких спектральных мод

борке в 2000 измерений, составил 0.08, т.е. с небольшой вероятностью моды приобретают схожие азимуты поляризации.

Таким образом, в данной работе экспериментально были изучены поляризационные свойства узких спектральных мод, возникающих у порога генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. Наблюдаемое изменение отношения мощностей в поляризационных каналах со временем говорит как минимум о частичной поляризации излучения каждой из мод, а наблюдаемые отношения интенсивности в поляризационных каналах указывают на степень поляризации более 98 %. При этом поляризации мод, генерирующиеся одновременно, являются практически некоррелированными.

Работа поддержана грантом Российского научно-го фонда # 19-12-00318-П.

1. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, *ЖЭТФ* **51**, 724 (1966).
2. N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes, and E. Sauvain, *Nature* **368**, 436 (1994).
3. E. S. P. Leong, M. K. Chong, S. F. Yu, and K. Pita, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**, 2418 (2004).
4. M. A. Noginov, *Solid-State Random Lasers*, Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, N.Y., USA (2005), v. 105.
5. M. Gagne and R. Kashyap, *Opt. Express* **17**, 19067 (2009).

6. L. Florescu and S. John, *Phys. Rev. E* **70**, 036607 (2004).
7. Y. Xu, L. Zhang, L. Chen, and X. Bao, *Opt. Express* **25**, 15828 (2017).
8. A. S. L. Gomes, A. L. Moura, C. B. de Araujo, and E. P. Raposo, *Prog. Quantum Electron.* **78**, 100343 (2021).
9. S. K. Turitsyn, S. A. Babin, A. E. El-Taher, P. Harper, D. V. Churkin, S. I. Kablukov, J. D. Ania-Castañon, V. Karalekas, and E. V. Podivilov, *Nat. Photonics* **4**, 231 (2010).
10. I. D. Vatik, D. V. Churkin, and S. A. Babin, *Opt. Express* **20**, 28033 (2012).
11. S. Sugavanam, Z. Yan, V. Kamynin, A. S. Kurkov, L. Zhang, and D. V. Churkin, *Opt. Express* **22**, 2839 (2014).
12. S. Sugavanam, N. Tarasov, X. Shu, and D. V. Churkin, *Opt. Express* **21**, 16466 (2013).
13. Y. Chen, C. Fan, T. Yao, H. Xiao, J. Xu, J. Leng, P. Zhou, A. G. Kuznetsov, I. N. Nemov, A. A. Wolf, S. I. Kablukov, E. V. Podivilov, and S. A. Babin, *J. Phys. Conf. Ser.* **2249**, 012015 (2022).
14. H. Wu, Z. N. Wang, D. V. Churkin, I. D. Vatik, M. Q. Fan, and Y. J. Rao, *Laser Phys. Lett.* **12**, 015101 (2015).
15. E. A. Zlobina, S. I. Kablukov, and S. A. Babin, *Opt. Lett.* **40**, 4074 (2015).
16. M. I. Skvortsov, S. R. Abdullina, E. V. Podivilov, A. A. Vlasov, D. R. Kharasov, E. A. Fomiryakov, S. P. Nikitin, V. N. Treshchikov, and S. A. Babin, *Photonics* **9**, 590 (2022).
17. H. Chen, S. Gao, M. Zhang, J. Zhang, L. Qiao, T. Wang, F. Gao, X. Hu, S. Li, and Y. Zhu, *Sensors* **20**, 6122 (2020).
18. M. Pang, X. Bao, and L. Chen, *Opt. Lett.* **38**, 1866 (2013).
19. P. Tovar, G. Temporão, and J. P. von der Weid, *Opt. Express* **27**, 31001 (2019).
20. A. E. Kirik, I. D. Vatik, and D. V. Churkin, *Results Phys.* **28**, 104651 (2021).
21. В. В. Протопопов, Н. Д. Устинов, *Лазерное Гетеродинамирование*, Главная редакция физико-математической литературы издательства "Наука", М. (1985).
22. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, USA (2006).
23. S. A. Babin, D. V. Churkin, S. I. Kablukov, and E. V. Podivilov, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1524 (2006).
24. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, издательство Московского университета, Наука, М. (2004).