

## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДЛИННОГО БЕЗЗЕРКАЛЬНОГО ВОЛОКОННОГО ВКР-ЛАЗЕРА \*

*Ю. А. Мажирин<sup>1</sup>, Л. А. Мельников<sup>1</sup>, С. К. Турицын<sup>2,3</sup>,  
Д. В. Чуркин<sup>2,3,4</sup>, Н. С. Тарасов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, РФ

<sup>2</sup>Астонский университет, Бирмингем, Великобритания

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, РФ

<sup>4</sup>Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, РФ

Предложена расчетная модель волоконного длинного ВКР-лазера. Модель основана на уравнениях, описывающих эффекты распространения волн накачки и стоксовых волн, линейную связь распространяющихся во встречных направлениях волн, возникающую из-за рассеяния, и нелинейное их взаимодействие. Вывод уравнений для медленноизменяющихся огибающих световых импульсов основан на разложениях по пространственным гармоникам, в отличие от обычно используемых спектральных разложений по монохроматическим волнам, что позволяет избежать двухточечных граничных условий в численной схеме, основанной на Courant–Izaacson–Rees методе. Данная численная схема использована при моделировании пространственно-временной динамики световых импульсов в длинном волоконном ВКР-лазере стоячей волны в отсутствие отражений от выходных торцов оптического волокна. Показано, что особенности динамики связаны с неустойчивостью режима генерации стоксовых волн, распространяющихся в направлении накачки, относительно возникновения встречных стоксовых волн, и распространением встречных импульсов со скоростью, превышающей групповую скорость волн в оптическом волокне.

*Ключевые слова:* ВКР-усиление, дисперсия, распространение импульсов, численное моделирование, уравнения переноса, нестабильность.

### Введение

Экспериментальная реализация сверхдлинных лазерных систем [1–4], в которых длина оптического волоконного резонатора может составлять десятки и сотни километров, продемонстрировала, что в них действие таких хорошо известных физических эффектов, как конкуренция и синхронизация мод, проявляется особым образом. Длина резонатора является одной из основных характеристик лазера, которая

\*Статья написана по материалам одноименной лекции, озвученной 21.10.2014 на научном семинаре кафедры электроники, колебаний и волн СГУ

во многом определяет свойства лазерного излучения. В частности, длина резонатора определяет спектральный интервал между продольными модами, их взаимодействие и спектры выходного излучения.

Существуют два важных механизма, которые препятствуют увеличению длины лазерного резонатора. Во-первых, существование большого числа слабо взаимодействующих продольных мод в резонаторе, приводят к динамическим режимам, которые напоминают проявление слабой волновой турбулентности. Во-вторых, наличие распределенного релеевского обратного рассеяния в оптическом волокне. Лазеры со сверхдлинными резонаторами при некотором уровне мощности могут работать в «безмодовом» режиме, который потенциально может быть использован для новых приложений в устройствах, в которых должны быть подавлены межмодовые биения. В длинном лазере межмодовое расстояние может оказаться меньшим, чем ширина модовых резонансов, что приводит к возможности генерации сплошного спектра излучения. Наиболее просто получить такие режимы, если заметно уменьшить отражение света от выходных торцов волокна, то есть использовать беззеркальный лазер.

Расчетные модели беззеркальных лазеров должны учитывать вышеупомянутые особенности и быть пригодны для численного моделирования низкочастотных процессов в лазере, что должно включать большое число проходов волн по резонатору. Традиционные модели основаны на моделировании распространения встречных импульсов по волоконному резонатору. Наибольшая сложность в таких моделях, особенно для резонаторов стоячей волны, заключается в необходимости использования граничных условий на обоих концах резонатора, что требует применения различных «методов стрельбы» [5]. При учете релеевского рассеяния на длине резонатора мы имеем множество слабых встречных импульсов, что делает «методы стрельбы» практически неприменимыми.

Существуют подходы, в которых для решения задач о распространении используются методы пространственной дискретизации. Например, в работах [6, 7] предложено использовать метод линий для решения задачи поиска временных зависимостей полей в узлах выбранной сетки по пространственной координате. В этом случае двухточечные граничные условия заменяются начальной задачей, численное решение которой намного проще. Более адекватное представление первой пространственной производной, чем в методе линий, может быть получено при использовании численной схемы Courant–Izaacson–Rees [8], что и реализовано в данной работе. Это позволило разработать численную схему, пригодную для моделирования динамики такого лазера на временах, соответствующих большому числу проходов резонатора и изучить особенности пространственно-временного поведения интенсивностей встречных волн накачки и генерации.

### Распространение импульса в одномодовом волокне

Выражение для поля основной моды в волокне имеет вид

$$\vec{E}_f(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{e} \Psi(\vec{r}) A \exp(i\beta z - i\omega t) + c.c., \quad (1)$$

где  $\vec{e}$  – единичный вектор поляризации,  $\vec{r}$  – радиус-вектор в поперечной плоскости,  $\Psi$  – модовая функция,  $z$  – продольная координата,  $A$  – комплексная амплитуда

поля,  $\beta$  – постоянная распространения,  $\omega$  – частота поля. При накачке волокна монохроматической волной  $A = A(\omega)$ ,  $\beta = \beta(\omega)$ ,  $\Psi(\vec{r}) = \Psi(\omega, \vec{r}) \approx \Psi(\omega_0, \vec{r})$ , где  $\omega_0$  – центральная частота импульса, оптический импульс можно записать следующим образом:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) \approx \frac{1}{2} \vec{e} \exp(i\beta_0 z - i\omega_0 t) \Psi(\vec{r}) A(z, t) + c.c.. \quad (2)$$

Здесь  $\omega = \omega_0 + \Omega$ ,  $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ ,  $\beta' = \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega_0}$ ,  $\beta'' = \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega_0}$ ,

$$A(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega A(\Omega) \exp[i(\beta'\Omega + \beta''(\Omega^2/2) + \dots)z - i\Omega t]. \quad (3)$$

Пространственно-временное поведение огибающей импульса  $A(z, t)$  задано следующим уравнением:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \dots = 0. \quad (4)$$

Здесь  $v_g = 1/\beta'$  групповая скорость, а точки обозначают дисперсионные члены следующих порядков. Граничные условия  $A(0, t)$  при  $z = 0$  требуют задания на входном торце волокна зависимости поля от времени (входного импульса).

Перепишем выражение (2), используя пространственные гармоники  $\exp(i\beta z)$ :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) \approx \frac{1}{2} \vec{e} \exp(i\beta_0 z - i\omega_0 t) \Psi(\vec{r}) U(z, t) + c.c., \quad (5)$$

где  $\beta = \beta_0 + b$ ,  $\omega_0 = \omega(\beta_0)$ ,  $\omega' = \left. \frac{d\omega}{d\beta} \right|_{\beta_0}$ ,  $\omega'' = \left. \frac{d^2\omega}{d\beta^2} \right|_{\beta_0}$ ,

$$U(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} db U(b) \exp[-i(\omega'b + \omega''(b^2/2) + \dots)t + ibz]. \quad (6)$$

Пространственно-временное поведение огибающей импульса  $U(z, t)$  задано следующим уравнением:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + v_g \frac{\partial U}{\partial z} - i \frac{\omega''}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \dots = 0. \quad (7)$$

Здесь  $\omega' = 1/\beta' = 1/v_g$ ,  $\omega' = -\beta'' v_g^3$ ,  $\beta'' = -\lambda^2/(2\pi c) D_2$ , где  $D_2$  – хорошо известный параметр дисперсии групповой скорости [10]. В этом случае мы имеем задачу с начальными значениями, если начать с произвольного достаточно гладкого распределения поля вдоль оси  $z$  при  $t = 0$ :  $U(z, 0) = f(z)$ . Для лазера можно ожидать, что конечное состояние не зависит от начальных условий в достаточно широких пределах их изменения.

### Динамическая модель ВКР-лазера

Рассмотрим беззеркальный ВКР-лазер (рис. 1). При такой конфигурации волны накачки возбуждают волокно с противоположных концов. При длинных импульсах накачки усиление из-за ВКР не зависит от направления волн. Однако, благодаря

потерям в волокне, интенсивности стоксовой волны и соответствующей волны накачки уменьшаются по мере распространения, и усиление встречных стоксовых волн велико только вблизи входных концов волокна.

Уравнения для волн накачки и стоксовых волн в этой системе имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_p}{\partial t} + v_{gp} \frac{\partial F_p}{\partial z} - i \frac{\omega_p''}{2} \frac{\partial^2 F_p}{\partial z^2} + v_{gp} \gamma_p F_p &= -v_{gp} \alpha F_p (|F|^2 + |B|^2), \\ \frac{\partial B_p}{\partial t} - v_{gp} \frac{\partial B_p}{\partial z} - i \frac{\omega_p''}{2} \frac{\partial^2 B_p}{\partial z^2} + v_{gp} \gamma_p B_p &= -v_{gp} \alpha B_p (|F|^2 + |B|^2), \\ \frac{\partial F}{\partial t} + v_g \frac{\partial F}{\partial z} - i \frac{\omega''}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + v_g \gamma F &= \frac{\beta_0}{\beta_{p0}} v_g \alpha F (|F_p|^2 + |B_p|^2) + ir(z)B, \\ \frac{\partial B}{\partial t} - v_g \frac{\partial B}{\partial z} - i \frac{\omega''}{2} \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + v_g \gamma B &= \frac{\beta_0}{\beta_{p0}} v_g \alpha B (|F_p|^2 + |B_p|^2) + ir^*(z)F, \\ F_p(0) = F_{p0}, \quad B_p(L) = B_{p0}. \end{aligned} \quad (8)$$

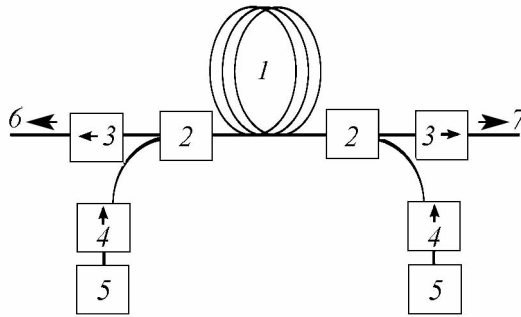


Рис. 1. Схема беззеркального ВКР-лазера. 1 – оптическое одномодовое волокно TrueWave,  $D_2 = 7.8$  пс/(нм км), 2 – WDM делители, 3 – двухкаскадный изолятор 55 дБ, 4 – однокаскадный изолятор 25 дБ, 5 – источник накачки (волоконный непрерывный лазер IPG Photonics с ВКР-преобразователем на длину волны 1455 нм), 6 – левый выход стоксового излучения на длине волны 1550 нм, 7 – правый выход

Здесь  $\gamma_p, \gamma$  – потери для волны накачки и стоксовой волны, индекс  $p$  означает накачку;  $\alpha$  – ненасыщенный коэффициент ВКР-усиления;  $\beta_{p0}, \beta_0$  – волновые числа;  $F$  и  $B$  – прямая и обратная волны. Источники накачки создают при  $z = 0$  волну, распространяющуюся вправо с амплитудой  $F_{p0}(t)$  и при  $z = L$  волну, распространяющуюся влево с амплитудой  $B_{p0}(t)$ . Слагаемые с  $r(z)$  описывают обратное релеевское рассеяние ([9], раздел 27.5), где  $r(z)$  – случайная комплексная функция. Наибольший вклад в связь встречных волн будет, когда оптическая неоднородность имеет продольный период, равный половине длины волны в волокне. При этом интерференции при отражении от различных участков волокна не будет из-за случайной фазы, и в этом случае можно описывать релеевское рассеяние в рамках балансной модели для интенсивностей:  $ir(z)(F, B) \rightarrow \gamma \kappa (|B|^2/F^*, |F|^2/B^*)$ , где  $\kappa$  – доля рассеянного излучения, попадающая в моду волокна.

### Нормировка уравнений

Будем использовать длину резонатора  $L$  для нормировки продольной координаты  $z$ , времени обхода резонатора  $T = L/v_g$  и времени  $t$ . В этой нормировке в (8) следует заменить:  $v_g \rightarrow 1$ ,  $v_g \gamma \rightarrow \gamma L$ ,  $v_g \alpha \rightarrow \alpha L$ ,  $\omega'' \rightarrow D = (\lambda^2 v_g^2 D_2)/(2\pi c L)$ ,  $0 \leq z \leq 1$ . Последний параметр имеет очень маленькую величину при достаточно большой длине начального импульса. При  $D_2 \approx 10$  пс/(нм · км)  $L = 100$  км,

$v_g = c/n_{eff}$ ,  $n_{eff} = 1.5$ ,  $\lambda = 1550$  нм имеем  $D \approx 5 \cdot 10^{-15}$ . Это значит, что «длина импульса»  $v_g \tau$  должна быть гораздо больше, чем  $10^{-7}L$ . Такая нормировка удобна для режимов с достаточно длинными импульсами, медленно меняющимися в пространстве и времени. В данной работе рассматриваются именно такие режимы.

Таким образом, при  $v_g = v_{gp}$  и в пренебрежении дисперсией уравнения с нормированными переменными будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_p}{\partial t} + \frac{\partial F_p}{\partial z} + \bar{\gamma}_p F_p &= -\bar{\alpha}_p F_p (|F|^2 + |B|^2), \\ \frac{\partial B_p}{\partial t} - \frac{\partial B_p}{\partial z} + \bar{\gamma}_p B_p &= -\bar{\alpha}_p B_p (|F|^2 + |B|^2), \\ \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial z} + \bar{\gamma} F &= \bar{\alpha} F (|F_p|^2 + |B_p|^2) + \bar{\gamma} \kappa \frac{|B|^2}{F^*}, \\ \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{\partial B}{\partial z} + \bar{\gamma} B &= \bar{\alpha} B (|F_p|^2 + |B_p|^2) + \bar{\gamma} \kappa \frac{|F|^2}{B^*}. \end{aligned} \quad (9)$$

### Результаты численного моделирования

При вычислениях использовались следующие значения параметров:  $\gamma_p = 0.055 \text{ км}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.046 \text{ км}^{-1}$ ,  $L = 45 \text{ км}$ ,  $\alpha = 0.6 \text{ км}^{-1} \text{ Вт}^{-1}$ ,  $\kappa = 0.005$ . В данной работе уравнения решались с использованием метода Courant–Izaacson–Rees, называемого также upwind метод [8]. В соответствие со схемой этого метода выбиралась равномерная сетка по  $z$  с числом точек порядка  $10^4$ , и шаги по времени выполнялись по следующим правилам:

$$F_i(t + \Delta t) = (1 - \sigma)F_i(t) + \sigma F_{i-1}(t), \quad B_i(t + \Delta t) = (1 - \sigma)B_i(t) + \sigma B_{i+1}(t),$$

$$\sigma = v_g \Delta t / \Delta z < 1, \quad z_0 = 0, \quad z_N = L, \quad F_i(t) = F(z_i, t).$$

Значение  $\sigma$  при расчетах выбиралось равным 0.5. В этом случае при числе узлов на оси  $z$ , равном  $N$ , для исследования динамики на интервале времени  $T$  необходимо сделать  $2N$  шагов по времени.

Вклад нелинейных слагаемых и членов, ответственных за рассеяние, рассчитывался методом Эйлера первого порядка. При численном моделировании использовались уравнения (9), переписанные для интенсивностей  $|F(z, t)|^2$ ,  $|B(z, t)|^2$ ,  $|F_p(z, t)|^2$ ,  $|B_p(z, t)|^2$ .

Начальные условия для интенсивностей волн  $|F(z, 0)|^2$  и  $|B(z, 0)|^2$  соответствовали интенсивностям спонтанного КР. Начальные условия для волн накачки могут быть нулевыми, что моделирует процесс мгновенного включения накачки. Нетрудно изменить граничные условия для того, чтобы промоделировать включение накачки с любым заданным законом нарастания поля. Программа с двойной точностью на языке GNU Fortran позволяла вычислять в узлах сетки интенсивности встречных волн накачки и стоксовых волн в зависимости от времени на временном интервале, который соответствует нескольким десяткам тысяч проходов по резонатору.

На рис. 2. представлены результаты расчета выходной мощности стоксовых компонент в зависимости от мощности накачки. Предполагалось, что интенсивности накачки ВКР-лазера с правого и левого торцов одинаковы. При постоянной накачке мощности стоксовых волн записывались после установления переходных процессов (через 800 проходов) в моменты времени  $iT/80$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots, 800$  (на десяти проходах) и строились на графике. Таким образом, в стационарном режиме все точки совпадают, в нестационарных режимах этот способ дает вертикальную полосу. Последовательность значений интенсивности использовалась затем для вычисления спектра осцилляций. Точкой 2th отмечено начало режима осцилляций мощности, областью В-С соответствует квазипериодическим колебаниям мощности. Точками, образующими горизонтальные линии, показаны частоты основной гармонике осцилляций, которая резко изменяется в точках А, В, D, Е.

На рис. 3. показаны примеры рассчитанных временных реализаций мощности стоксовых компонент и их низкочастотные спектры для накачки в 2.55 Вт. Видно, что

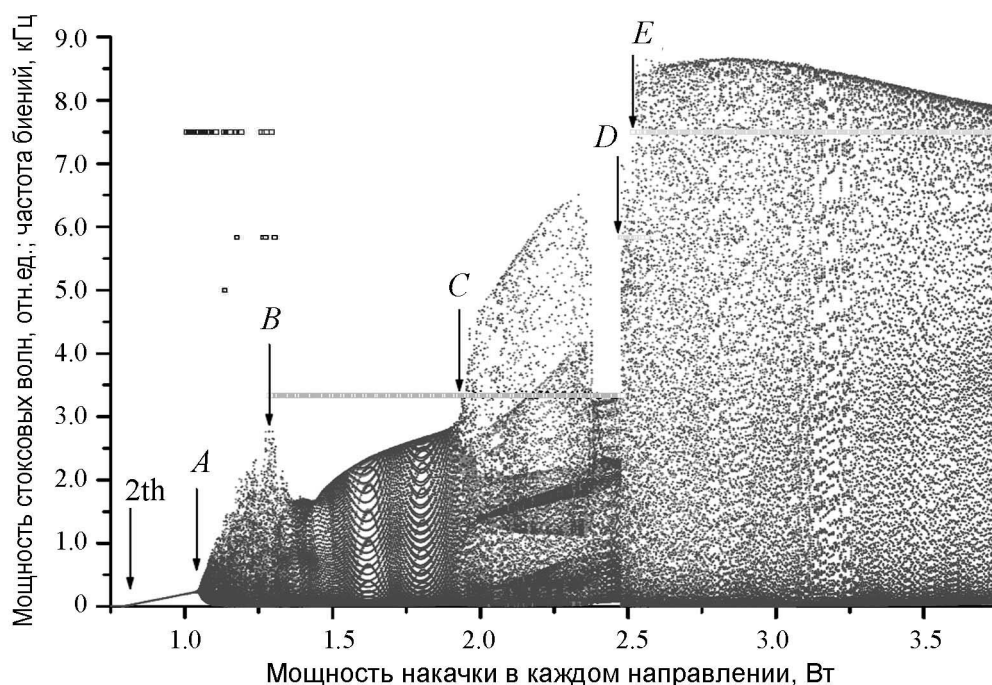


Рис. 2. Зависимость интенсивностей стоксовых волн от уровня накачки

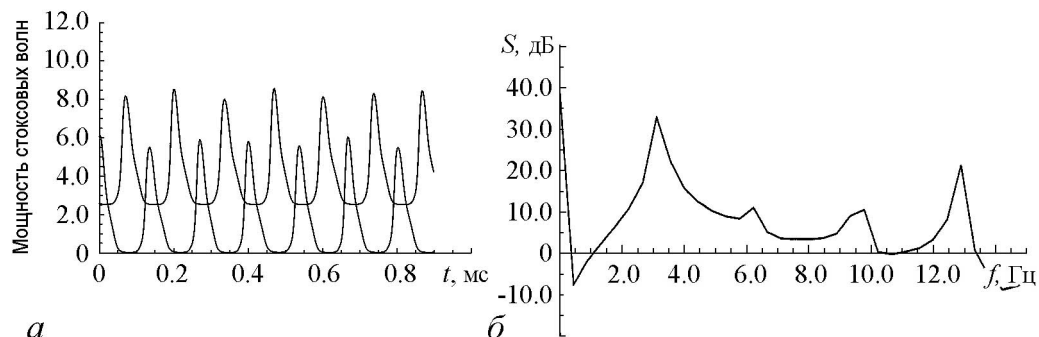


Рис. 3. Форма импульсов для стоксовых волн (верхняя кривая – волна распространяющаяся влево, кривая для наглядности сдвинута вверх) (а) и низкочастотный спектр (б)

импульсы во встречных стоксовых компонентах сдвинуты примерно на половину периода следования.

На рис. 4. показаны пространственно-временные диаграммы интенсивностей стоксовых волн в режиме осцилляций при мощности накачки 2.2 Вт на двух проходах резонатора. Более темные области соответствуют большим интенсивностям. Траектория импульсов прорисована прямыми, образующими зигзаг. Нетрудно увидеть, что на участках траектории, где импульсы усиливаются, скорость их распространения заметно выше, чем на остальных участках.

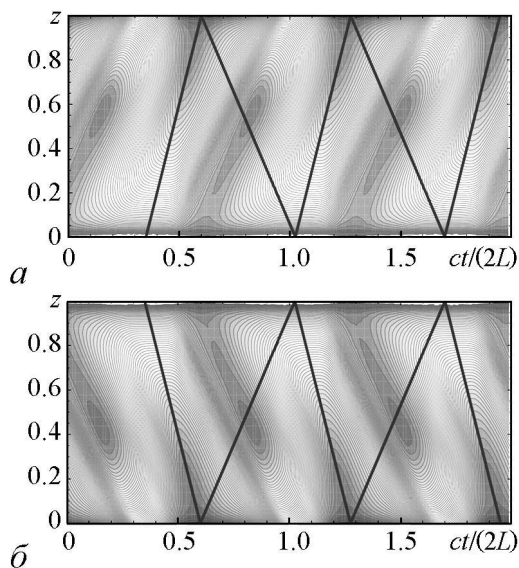


Рис. 4. Пространственно-временные диаграммы для стоксовых волн  $F$  (а) и  $B$  (б). Здесь  $c$  – скорость света,  $t$  – время

### Сравнение с экспериментальными результатами

В эксперименте использовался ВКР-лазер, схема которого показана на рис. 1. Накачка вводилась в волокно с помощью спектрально-селективных WDM ответвителей. Интенсивности стоксовых волн записывались с помощью высокоскоростного фотоприемника с полосой 50 ГГц и цифрового осциллографа с полосой 6 ГГц. Для исключения отражений от выходных торцов использовались двухступенчатые оптические изоляторы, понижающие уровень отраженных сигналов на 55 дБ по мощности. Интенсивность накачки регулировалась независимо на каждом вводе от нуля до 5 Вт.

На рис. 5 показаны зависимости интенсивности стоксовых волн от времени и соответствующие низкочастотные спектры при накачке в 2.6 Вт. Хорошо виден

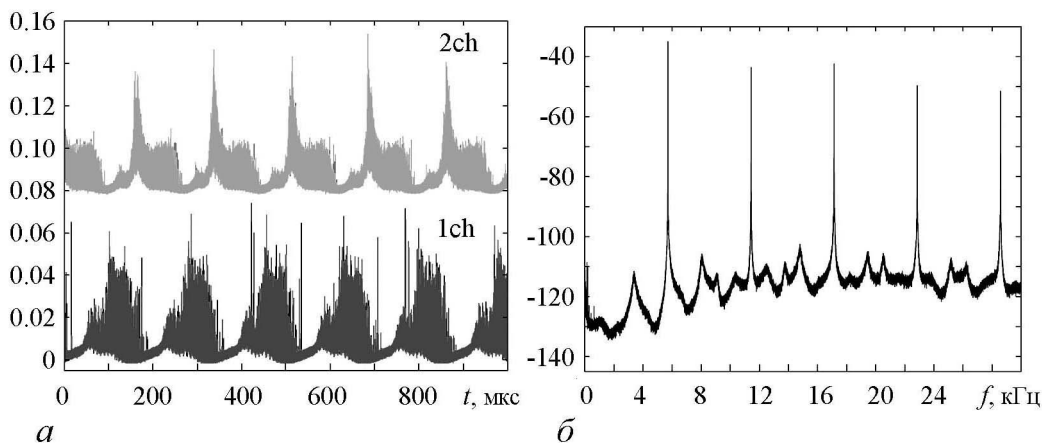


Рис. 5. Зависимость мощности стоксовых волн от времени (а) и спектр (б)

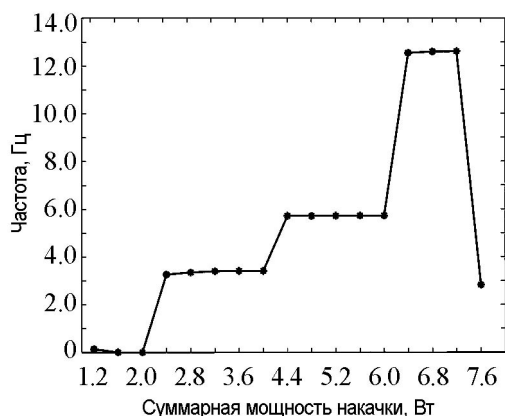


Рис. 6. Зависимость частоты осцилляций стоксовых волн от мощности накачки

сдвиг импульсов встречных стоксовых волн. На рис. 6. показана зависимость частоты следования импульсов от мощности накачки, качественно и количественно соответствующая расчетной, показанной на рис. 2.

### Обсуждение результатов и заключение

Предложенная численная схема позволила провести детальное изучение динамики беззеркального длинного ВКР волоконного лазера. Для изучения влияния рассеяния режимы работы исследовались численно при различных уровнях обратного рассеяния. Было получено, что при малых уровнях отраженных сигналов, сравнимых с уровнем сигналов спонтанного КР, влиянием рассеяния на режимы работы можно пренебречь. Включение в рассмотрения отражения на торцах волокна на уровне  $10^{-2...-3}$  кардинально меняет динамику, существенно увеличивая порог возникновения осцилляций. В лазере без зеркал усиленные стоксовы волны, также, как и волны накачки, излучаются с выходных торцов, не участвуя в создании обратной связи, и в отсутствие или в пренебрежении рассеянием режим работы должен быть стационарным.

Однако возможность генерации встречных стоксовых волн даже при односторонней накачке приводит к возникновению «релаксационных» колебаний [10], предсказанных в работе [11]. Причина колебаний – в существовании обратной связи, когда волна, распространяющаяся навстречу накачке, истощает ее на входе в среду, что приводит к уменьшению усиления для попутной стоксовой волны, которая также истощает накачку, но уже, в основном, на выходе среды. Период таких осцилляций связан с временем пробега по волокну встречной и попутной стоксовых волн и волны накачки.

Начальная стадия таких колебаний в нашем случае наблюдается при накачках около 1.2 Вт при пороге генерации около 0.2 Вт. В дальнейшем синусоидальные колебания мощности стоксовых волн и волн накачки с ростом накачки переходят в режим генерации достаточно длинных импульсов, и в низкочастотном спектре сигнала появляется большое число (до 20) гармоник. Частота осцилляций мощности одинакова во встречных стоксовых волнах и волнах накачки, что говорит о совместном их участии в процессе. В нашем случае период осцилляций заметно отличается от времени обхода волокна, заданным групповыми скоростями волн, и связан со сверхсветовым распространением импульса в среде с большим ВКР-усилением.

В данной работе представлена эффективная численная модель для исследования динамики длинных ВКР-лазеров. Для беззеркального длинного ВКР-лазера получено хорошее согласие численных результатов с экспериментом, показано слабое влияние обратного рассеяния на динамику лазера и появление осцилляций интенсивностей из-за возбуждения релаксационных колебаний.

*Работа выполнялась при поддержке Минобрнауки РФ в рамках базовой части госзадания по Проекту № 1608.*



## Библиографический список

1. Churkin D., El-Taher A., Vatnik I., Ania-Castacyn J., Harper P., Podivilov E., Babin S., and Turitsyn S. Experimental and theoretical study of longitudinal power distribution in a random DFB fiber laser // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20. P. 11178.
2. Turitsyn S.K., Ania-Castañón J.D., Babin S.A., Karalekas V., Harper P., Churkin D., Kablukov S.I., El-Taher A.E., Podivilov E.V., and Mezentsev V.K. 270-km ultralong Raman fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 103. P. 133901.
3. Turitsyn S.K., Babin S.A., El-Taher A.E., Harper P., Churkin D.V., Kablukov S.I., Ania-Castanon J.D., Karalekas V., and Podivilov E.V. // *Random distributed feedback fibre laser* // *Nature Photonics*. 2010. Vol. 4. P. 231.
4. Turitsyn S.K., Babin S.A., Churkin D.V., Vatnik I.D., Nikulin M., Podivilov E.V. Random distributed feedback fibre lasers // *Physics Reports*. 2014. Vol. 542. P. 133.
5. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., and Flannery B.P. The art of scientific computing. Numerical Recipes 3-d edition. New York: Cambridge University Press, 2007.
6. Burgoyne B., Godbout N., and Lacroix S. Transient regime in a nth-order cascaded CW Raman fiber laser // *Opt. Express*. 2004. Vol. 12. P. 1019.
7. Suret P., Joly N.Y., Mélin G., and Randoux S. Self-oscillations in a cascaded Raman laser made with a highly nonlinear photonic crystal fiber // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16. P. 11237.
8. Courant R., Isaacson E., and Rees M. On the solution of nonlinear hyperbolic differential equations by finite differences // *Communications on Pure and Applied Mathematics*. 1952. Vol. 5(3). P. 243.
9. Snyder A., Love J. Optical waveguide theory. Chapman and Hall, 1983.
10. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. Academic Press, 2007.
11. Johnson R.V. and Marburger J.H. Relaxation oscillation in stimulated Raman and Brillouin scattering // *Phys. Rev.* 1971. Vol. 4. P. 1175.

Поступила в редакцию 20.12.2014

## NONLINEAR DYNAMICS OF LONG MIRRORLESS FIBER RAMAN LASER

Yu. A. Mazhirina<sup>1</sup>, L. A. Melnikov<sup>1</sup>, S. K. Turitsyn<sup>2,3</sup>,  
D. V. Churkin<sup>2,3,4</sup>, N. S. Tarasov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Saratov State Technical University named after Yu. A. Gagarin, RF

<sup>2</sup>Aston Institute of Photonics Technologies, Aston University, Birmingham, UK

<sup>3</sup>Novosibirsk State University

<sup>4</sup>Institute of Automation and Electrometry SB RAS

Numerical model of long fiber Raman laser is proposed. The model based on the equations, describing the propagation of pump and Stokes waves, linear coupling of oppositely running waves due to scattering and its nonlinear interaction. The derivation of equations for slowly varying pulse envelopes uses the field decomposition in terms of spatial harmonics rather than commonly used temporal harmonics, which allows to avoid the two-point boundary conditions, and to employ the numerical scheme of Courant–Isaacson–Rees. This scheme was used for numerical simulations of space-temporal dynamics in long fiber Raman laser in the absence of the reflection at output fiber ends. It was shown that the dynamical regimes is connected with the instabilities of Stokes waves which move in the direction of pump waves against generation of oppositely running

Stokes waves, and superluminal propagation of oppositely running pulses having the velocities which are higher than group velocity in the optical fiber.

*Keywords:* Raman gain, dispersion, pulse propagation, numerical simulation, transport equations, instability.



*Мажирина Юлия Александровна* – родилась в Саратове (1983), окончила физический факультет Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского (2005). Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2010, СГУ). После окончания СГУ работала на кафедре лазерной и компьютерной физики (2005–2011) инженером, аспирантом, ассистентом. С 2011 года доцент кафедры приборостроения СГТУ им. Гагарина Ю.А. Научные интересы: нелинейная динамика световых пучков и импульсов в лазерах и оптических волокнах, лазерная физика, физика сверхкоротких световых импульсов, компьютерное моделирование лазерных систем, волоконная оптика, фотонные кристаллы и волокна. Имеет 26 научных статей по направлениям, указанным выше.

410054 Саратов, ул. Политехническая, 77  
Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.  
Институт электронной техники и машиностроения  
E-mail: mazhirinayua@yandex.ru



*Мельников Леонид Аркадьевич* – родился в 1949 году в Саратовской области, окончил Саратовский государственный университет в 1971 году. После окончания СГУ работал на кафедре оптики СГУ, в настоящее время заведует кафедрой приборостроения Саратовского технического университета. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СГУ (1978) и доктора физико-математических наук (1992) в области лазерной физики, волоконной оптики и нелинейной динамики оптических систем. Опубликовал более 200 научных статей по направлениям, указанным выше. Член наблюдательного совета журнала «Nonlinear phenomena in complex systems».

410054 Саратов, Политехническая, 77  
Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.  
E-mail: lam-pels@ya.ru

*Турицын Сергей Константинович*

630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Новосибирский государственный университет  
Aston University, Birmingham, B4 7ET, UK  
E-mail: s.k.turitsyn@aston.ac.uk

*Чуркин Дмитрий Владимирович*

630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Новосибирский государственный университет  
Aston University, Birmingham, B4 7ET, UK  
630090 Новосибирск, пр. Акад. Коптюга, 1, Институт автоматизации и электрометрии СО РАН  
E-mail: d.churkin@aston.ac.uk



*Тарасов Никита Станиславович* – родился в 1987 году в Бишкеке, окончил Новосибирский государственный университет (2010). После окончания НГУ поступил в аспирантуру Астонского университета, Бирмингем, Великобритания. Соавтор трех статей в области волоконной оптики.

Aston Institute of Photonics Technologies,  
Aston University, Birmingham, B4 7ET, UK  
E-mail: tarasovn@aston.ac.uk

*Ю.А. Мажирина, Л.А. Мельников, С.К. Турицын, Д.В. Чуркин, Н.С. Тарасов*  
Изв. вузов «ПНД», т. 22, №5, 2014