

Оценка порогов проявления вынужденных нелинейных рассеяний непрерывного лазерного излучения в мощных волоконных усилителях

© М.Г. Слобожанина, Н.В. Бочкова, А.В. Бочков, А.Н. Слобожанин

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина,
456770 Снежинск, Россия
e-mail: dep5@vniitf.ru

Поступило в Редакцию 16 июня 2022 г.

В окончательной редакции 9 сентября 2022 г.

Принято к публикации 13 сентября 2022 г.

Предложен новый подход определения порога проявления вынужденных нелинейных рассеяний в активных и пассивных оптических волокнах, в рамках которого предложено фиксировать величину мощности стоксовой компоненты на определенном уровне, что позволит удобным с прикладной точки зрения способом определить пороговые величины мощностей лазерного излучения, характеризующие проявление вынужденных нелинейных рассеяний на ожидаемом уровне мощности. Приведена верификация полученных выражений.

Ключевые слова: вынужденные нелинейные рассеяния, волоконные усилители, порог проявления вынужденных нелинейных рассеяний.

DOI: 10.21883/JTF.2022.12.53758.161-22

Введение

При увеличении мощности и при сужении ширины спектральной линии излучения волоконных лазерных систем происходит неизбежное проявление таких физических явлений, как вынужденные рассеяния. Основными типами вынужденных рассеяний являются вынужденные комбинационное (ВКР) [1,2] и Манделъштама–Бриллюэна (ВРМБ) рассеяния [3–5]. Данные рассеяния являются неупругими и характеризуются экспериментальными порогами проявления. Пороги определяются значением мощности излучения накачки для вынужденных рассеяний, при достижении которого стоксово излучение (индекс „s“) будет достоверно регистрироваться в эксперименте [5]. Для устранения в ходе дальнейшего анализа путаницы в применении термина „накачка“, излучение накачки для вынужденных нелинейных рассеяний будем называть возбуждающим лазерным излучением согласно терминологии в [4] (индекс „P“).

В случае волоконных оптических сред впервые вопрос разработки аналитической методики, позволяющей оценить экспериментальные пороги проявления вынужденных нелинейных рассеяний в пассивных оптических волокнах, был рассмотрен Смитом в работе [6]. Суть данной методики заключается в том, что достаточная (с экспериментальной точки зрения) величина интегрального коэффициента усиления стоксовой компоненты (ВКР или ВРМБ) определяется из условия достижения мощностью данной компоненты величины, равной мощности возбуждающего лазерного излучения в точке наблюдения (для ВКР — сонаправленного с

возбуждающим излучением на выходе из оптического волокна и противоположенного ему, для ВРМБ — в точке ввода возбуждающего излучения). Данный выбор был полностью оправдан, поскольку цель, которую преследовал Смит в своем анализе — определение пороговой мощности возбуждающего лазерного излучения для вынужденных нелинейных рассеяний, при достижении которой становится возможным зафиксировать стоксово излучение в протяженных маломощных (~mW) волоконно-оптических линиях связи. Были получены соответствующие аналитические выражения:

$$P_{R+}^{th} \approx 16 \frac{A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}}, \quad (1a)$$

$$P_{R-}^{th} \approx 20 \frac{A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}}, \quad (1b)$$

$$P_B^{th} \approx 16 \frac{A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

где $P_{R,B}^{th} = P_P(0)$ — пороговые величины мощностей возбуждающего излучения в точке $z = 0$ оптического волокна для ВКР (индекс „R“) и ВРМБ (индекс „B“), индексы „+“ и „-“ определяют направление рассеяния; A_{eff} — эффективная площадь сечения волокна; $L_{\text{eff}} = 1/\alpha_P(1 - \exp(-\alpha_P L))$ — эффективная длина взаимодействия (L — длина оптического волокна; α_P — коэффициент линейных потерь на длине волны возбуждающего лазерного излучения); g_R и g_B — коэффициенты усиления ВКР и ВРМБ соответственно. Величина пороговой мощности возбуждающего излучения определялась, исходя из условий: $P_P(L) = P_S(L)$ —

для рассеяния, сонаправленного с возбуждающим излучением, и $P_{\mathbb{P}}(0) = P_{\mathbb{S}}(0)$ — для рассеяния навстречу возбуждающему излучению.

При уровнях мощности лазерного излучения, существенно превышающих уровень, рассматриваемый в [6], и переходе к волоконно-оптическим усилителям условие Смита становится менее актуальным. Однако необходимо отметить, что выражения (1) и (2) активно используются при теоретическом анализе предельных мощностных характеристик волоконных лазерных систем [7–11], несмотря на то, что они получены для пассивных оптических волокон с фиксированными параметрами [6].

В более современных работах [12–15] критерий Смита о равенстве мощности стоксовой компоненты мощности возбуждающего излучения в точке наблюдения был заменен на более гибкий — мощность стоксовой компоненты равна доле (в общем случае произвольной) мощности возбуждающего излучения в точке наблюдения. Данный переход был обусловлен увеличением номинала рассматриваемых мощностей оптического излучения и удобством с точки зрения экспериментальной регистрации, в частности, эффекта ВКР, сонаправленного с возбуждающим лазерным излучением (проявление данного рассеяния определяется по спектру выходного излучения, в котором стоксова компонента отображается в относительных единицах на уровне возбуждающего ее лазерного излучения). При дальнейшем увеличении уровня мощности возбуждающего лазерного излучения до значений $\sim \text{kW}$ и такой подход так же теряет свою актуальность, особенно в отношении эффекта ВРМБ.

В настоящей работе предложен новый подход определения величины интегрального коэффициента усиления вынужденных нелинейных рассеяний в мощных волоконных усилителях, соответствующий их экспериментальному порогу проявления. Предлагается при получении аналитических выражений, позволяющих оценить величину пороговой мощности возбуждающего лазерного излучения, соответствующей проявлению вынужденных нелинейных рассеяний в оптических волокнах, исходить из эмпирической природы данного порога, а именно фиксировать величину мощности стоксового излучения на конкретном уровне, т. е. величину мощности, достоверно наблюдаемую в эксперименте.

1. Пороговые формулы, определяющие проявление ВКР и ВРМБ в мощных волоконных усилителях

В ходе наших рассуждений примем, что эффекты ВКР и ВРМБ для лазерного излучения, усиливаемого в волоконном усилителе, являются доминирующими над аналогичными процессами для излучения накачки. Таким образом, в качестве возбуждающего лазерного излучения далее будет выступать именно усиливаемое

лазерное излучение (или излучение основного лазерного сигнала), в связи с этим ниже вместо индекса „ \mathbb{P} “ будем писать „ \mathbb{S} “. Рассматриваем случай, когда сигнал и стоксово излучение распространяются внутри сердцевины активного оптического волокна. Опишем физическую модель активного оптического волокна, которой мы будем пользоваться в дальнейшем.

Считаем, что оптическое волокно — это цилиндр, длина которого значительно превосходит его линейные размеры в сечении ($a \ll L$, где a — радиус активной области (сердцевины) волокна, L — длина волокна), окруженный средой с более низким показателем преломления. Активная примесь (ионы редкоземельных элементов) распределена в объеме цилиндра равномерно, структура энергетических уровней известна, т. е. известно их расположение и расстояние между ними, вероятности переходов между уровнями тоже считаются известными.

Будем рассматривать стационарный режим усиления непрерывного лазерного излучения, который реализуется по квазидвухуровневой схеме [16,17]. Распространение оптического излучения внутри активной области описывается через баланс энергии [17]. Аналитические решения для распределения излучения накачки и сигнала в оптическом волоконном усилителе получены без учета усиления спонтанного излучения и нелинейных рассеяний, в приближении сильной накачки Харди-Келсона [18], а также при учете того, что вероятность спонтанного перехода из возбужденного состояния, определяющая его время жизни (τ), пренебрежимо мала. В этом случае считается, что при достаточно высокой мощности накачки мощность сигнального излучения в усилителе становится достаточно большой, чтобы возбуждать активную среду и подавлять спонтанное излучение:

$$P_p(z)\lambda_p\Gamma_p\sigma_{12}(\lambda_p) > P_s^{sat}(z)\lambda_s\Gamma_s\sigma_{12}(\lambda_s),$$

$$P_s(z) \gg P_s^{sat}(z), \quad P_s^{sat} = \frac{hcA_{co}}{\lambda_s\Gamma_s(\sigma_{12}(\lambda_s) + \sigma_{21}(\lambda_s))}, \quad (3)$$

где λ_s и λ_p — длины волн сигнала и накачки; h — постоянная Планка; c — скорость света в вакууме; $\sigma_{12}(\lambda)$ и $\sigma_{21}(\lambda_s)$ — сечение вынужденного поглощения и излучения соответственно; $P_k(z)$ — мощности оптического излучения ($k = p$ — накачка, $k = s$ — сигнал); A_{co} — площадь сердцевины активного волокна ($A_{co} = \pi a^2$, a — радиус сердцевины); Γ_s — эффективный интеграл перекрытия для сигнального излучения [19]; $\Gamma_p = A_{co}/A_{cl}$ — эффективный коэффициент перекрытия для излучения накачки (A_{cl} — площадь области ввода излучения накачки).

Как и в работе Смита [6], считаем, что при рождении стоксовой компоненты ее мощность значительно меньше, чем мощность сигнала. Это предположение позволяет использовать для распределения мощности

сигнального излучения вдоль длины волокна фиксированную функцию распределения (результат аналитического решения соответствующего дифференциального уравнения). Также принимаем, что усиление стоксовой компоненты в основном происходит за счет вынужденных рассеяний, т.е. не учитывается усиление за счет активности лазерной среды.

1.1. Аналитические решения для распределения мощностей оптического излучения

Дифференциальные уравнения для изменения мощностей сигнала и стоксовых компонент, рассеянных в прямом „+“ и обратном „-“ направлениях, запишем в рамках принятых выше приближений:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = (g(P_s(z), z) - \alpha_s)P_s(z) \quad (4a)$$

$$\frac{dP_s^\pm}{dz} = \left(\frac{g_s}{A_{\text{eff}}^{s,s}} P_s(z) - \alpha_s \right) P_s^\pm(z), \quad (4b)$$

а концентрации ионов активной примеси, находящихся в различных энергетических состояниях, согласно принятой физической модели определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} N_2(z) &\approx \frac{R_{12} + W_{12}}{W_{12} + W_{21}} N, \\ N_1(z) &= N - N_2(z), \end{aligned} \quad (5)$$

здесь

$$\begin{aligned} R_{12} &= \frac{\sigma_{12}(\lambda_p)\lambda_p}{hc} \frac{P_p(z)\Gamma_p}{A_{co}}, \\ W_{12} &= \frac{\sigma_{12}(\lambda_s)\lambda_s}{hc} \frac{P_s(z)\Gamma_s}{A_{co}}, \quad W_{21} = \frac{\sigma_{21}(\lambda_s)\lambda_s}{hc} \frac{P_s(z)\Gamma_s}{A_{co}}, \end{aligned}$$

$g(P_s(z), z) = \Gamma_s (\sigma_{21}(\lambda_s)N_2(z) - \sigma_{12}(\lambda_s)N_1(z))$ — коэффициент усиления сигнального излучения; N — концентрация активной примеси в сердцевине волокна; $P_k(z)$ — мощности оптического излучения ($k = p$ — накачка, $k = s$ — сигнал, $k = \mathbb{S}$ — стоксово излучение); g_s — коэффициент усиления стоксовой компоненты в процессе вынужденного рассеяния, величина данного коэффициента зависит от смещения частоты сигнального излучения, а в случае ВРМБ и от ширины спектральной линии сигнала; α_s и $\alpha_{\mathbb{S}}$ — коэффициенты линейных потерь для сигнального излучения и стоксовой компоненты;

$$A_{\text{eff}}^{s,\mathbb{S}} = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty i_{v_s, v_s}(r, \phi) r dr \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty i_{v_s, v_s}(r, \phi) r dr}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty i_{v_s, v_s}(r, \phi) r dr},$$

где $i_{v_s, v_s}(r, \phi)$ — нормированная функция распределения интенсивности оптического излучения на частоте v_j ($j = \mathbb{S}, s$) в сечении оптического волокна.

После подстановки (5) в (4a) данное дифференциальное уравнение преобразуется в

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \Gamma_p \sigma_{12}(\lambda_p) N \frac{\lambda_p}{\lambda_s} P_p(z) - \alpha_s P_s(z),$$

решение которого имеет вид

$$P_s(z) = \left(\Gamma_p \sigma_{12}(\lambda_p) N \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \int_0^z P_p(\xi) e^{\alpha_s \xi} d\xi + P_s(0) \right) e^{-\alpha_s z}, \quad (6)$$

где $P_s(0)$ — величина мощности сигнала на входе в усилитель. Решения уравнений (4b) запишем в виде

$$P_s^+(z) = P_s^+(0) \exp \left(g_s \frac{1}{A_{\text{eff}}^{s,\mathbb{S}}} \int_0^z P_s(\xi) d\xi - \alpha_s z \right). \quad (7)$$

$$P_s^-(z) = P_s^-(L) \exp \left(g_s \frac{1}{A_{\text{eff}}^{s,\mathbb{S}}} \int_L^z P_s(\xi) d\xi - \alpha_s (L - z) \right). \quad (8)$$

Несложно заметить, что функция распределения излучения накачки по длине волокна в функции (6) оставлена нами в общем виде. Сделано это для того, чтобы провести первичный анализ без акцента на типе активного волокна в рамках принятой физической модели, а точнее, на способе ввода излучения накачки в активную цилиндрическую сердцевину.

1.2. Пороговые формулы

При проведении анализа проявлений вынужденных нелинейных рассеяний предлагается исходить из эмпирической природы порога данного явления, а именно фиксировать величину мощности стоксового излучения на конкретном уровне, т.е. величину мощности, достоверно наблюдаемую в эксперименте или допустимую при конкретной постановке эксперимента. Условие порога проявления вынужденных нелинейных рассеяний при этом примет вид

$$P_{\mathbb{S}}^+(L) = \mathbb{F}, \quad (9)$$

$$P_{\mathbb{S}}^-(0) = \mathbb{B}. \quad (10)$$

Здесь \mathbb{F} и \mathbb{B} — мощности стоксового излучения при рассеянии в прямом и обратном направлениях соответственно. В отличие от подхода, изложенного в работах [6,14,15], когда величина мощности стоксовой компоненты фиксируется на уровне доли от мощности возбуждающего излучения в точке наблюдения, предлагаемый подход позволяет в процессе получения пороговых выражений не учитывать функцию, определяющую распределение мощности возбуждающего излучения вдоль длины волокна, и тем самым упростить алгебраические уравнения для поиска соответствующего интегрального коэффициента усиления. Также необходимо отметить, что такой метод позволяет проводить предварительный анализ мощных волоконных усилителей, исходя из

предъявляемых к ним требований по уровню мощности нелинейных рассеяний, что, несомненно, является более удобным по сравнению с традиционным подходом.

1.2.1. Рассеяние в прямом направлении

В этом случае рассеяние происходит только за счет эффекта ВКР. Согласно (7), выражение, определяющее величину мощности стоксового излучения при рассеянии в прямом направлении в точке $z = L$, в общем виде может быть записано следующим образом (далее индекс „ s “ заменяем на „ R “):

$$P_R^+(L) = P_R^+(0) \exp\left(g_R \frac{P_s(0)L_{\text{eff}}^s}{A_{\text{eff}}^{sR}} - \alpha_R L\right), \quad (11)$$

где L_{eff}^s — эффективная длина взаимодействия, которая определяется выражением [6,14]

$$L_{\text{eff}}^s = \frac{\int_0^L P_s(z) dz}{P_s(0)}.$$

Учтем, что функция распределения мощности сигнального излучения вдоль длины активного волокна определяется выражением (6), тогда

$$L_{\text{eff}}^s = \frac{\int_0^L P_s(z) dz}{P_s(0)} = \mathbb{L}_{\text{eff}}^s + \frac{\Upsilon_p}{P_s(0)},$$

$$L_{\text{eff}}^s = \frac{1}{\alpha_s} (1 - e^{-\alpha_s L}),$$

$$\Upsilon_p = \Gamma_p \sigma_{12}(\lambda_p) N \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \left(\int_0^z P_p(\xi) e^{\alpha_s \xi} d\xi \right) e^{-\alpha_s z} dz.$$

Если ввести обозначение

$$\mathbb{P}(0) = P_s(0) + \frac{\Upsilon_p}{\mathbb{L}_{\text{eff}}^s},$$

то выражение (11) преобразуется в

$$P_R^+(L) = P_R^+(0) e^{g_R \frac{\mathbb{P}_s(0)L_{\text{eff}}^s}{A_{\text{eff}}^{sR}} - \alpha_R L}. \quad (12)$$

Величина $P_R^+(0)$ представляет собой реально отсутствующее затравочное стоксовое излучение в системе. Согласно [3,6], данная величина может быть заменена эквивалентным значением, определяемым через эффективную ширину спектра стоксового излучения (B_{eff}^R):

$$P_R^+(0) = h\nu_R B_{\text{eff}}^R, \quad (13a)$$

где ν_R — частота стоксового излучения при ВКР, а B_{eff}^R для лоренцева контура спектральной линии [6,20]:

$$B_{\text{eff}}^R = \frac{\Delta\nu_R}{2} \sqrt{\frac{\pi}{G_R}}, \quad G_R = g_R \frac{P_S(0)L_{\text{eff}}^s}{A_{\text{eff}}^{sR}} = g_R \frac{\mathbb{P}_S(0)\mathbb{L}_{\text{eff}}^s}{A_{\text{eff}}^{sR}}, \quad (13b)$$

где $\Delta\nu_R$ — ширина линии спектра стоксового излучения при ВКР.

В соответствии с выражениями (12) и (13) уравнение для поиска интегрального коэффициента усиления G_R^{th} из условия порога (9) запишется в виде

$$h\nu_R \frac{\Delta\nu_R}{2} \sqrt{\frac{\pi}{G_R^{th}}} e^{G_R^{th} - \alpha_R L} = \mathbb{P}$$

или

$$(G_R^{th})^{1/2} e^{-G_R^{th}} = \frac{1}{\mathbb{P}} h\nu_R \frac{\Delta\nu_R \pi}{2} e^{-\alpha_R L}, \quad (14)$$

а пороговое значение начальной мощности сигнала ($z = 0$), согласно (13b):

$$P_s^{th} = \frac{1}{\mathbb{L}_{\text{eff}}^s} \left(\frac{G_R^{th} A_{\text{eff}}^{sR}}{g_R} - \Upsilon_p \right). \quad (15)$$

Переход к стандартному выражению для пассивных оптических волокон осуществляется при $\Upsilon_p = 0$, но, несомненно, в отличие от [6] используется иной критерий при вычислении G_R^{th} . Несложно заметить, что, согласно (14), при выбранном нами подходе коэффициент G_R^{th} зависит лишь от длины рассматриваемого волокна и коэффициента линейных потерь на частоте рассеянного излучения. Для современных волоконных усилителей $\exp(-\alpha_R L) \approx 1$, в этом случае величина интегрального коэффициента усиления G_R^{th} в (15) перестает зависеть от параметров оптического волокна, за исключением матрицы стекла, из которого оно изготовлено (через величины ν_R и $\Delta\nu_R$).

1.2.2. Рассеяние в обратном направлении

Рассеяние в обратном направлении может происходить как за счет эффекта ВКР, так и за счет эффекта ВРМБ. Согласно (8), мощность стоксового излучения при рассеянии в обратном направлении в точке $z = 0$ в общем виде может быть представлена функцией:

$$P_s^-(0) = P_s^-(L) \exp\left(g_s \frac{P_s(0)L_{\text{eff}}^s}{A_{\text{eff}}^{ss}} - \alpha_s L\right). \quad (16)$$

В связи с отсутствием реального затравочного излучения на стоксовой частоте для величины $P_s^-(L)$ при обратном рассеянии, так же как и для случая прямого рассеяния, используют эквивалентную величину. Будем придерживаться результатов, изложенных в работах [6,20], и определим ее следующим образом (для случая ВКР заменяем индекс „ s “ на „ R “, а для ВРМБ на индекс „ B “ соответственно)

$$P_R^-(L) = h\nu_R B_{\text{eff}}^R \frac{1}{G_R}, \quad B_{\text{eff}}^R = \frac{\Delta\nu_R}{2} \sqrt{\frac{\pi}{G_R}},$$

$$G_R = g_R \frac{P_s(0)L_{\text{eff}}^s}{A_{\text{eff}}^{sR}} = g_R \frac{\mathbb{P}_s(0)\mathbb{L}_{\text{eff}}^s}{A_{\text{eff}}^{sR}}, \quad (17)$$

$$P_B^-(L) = h\nu_B B_{\text{eff}}^B \frac{1}{G_B}, \quad B_{\text{eff}}^B = \frac{\Delta\nu_B}{2} \sqrt{\frac{\pi}{G_B}},$$

$$G_B = g_B \frac{P_s(0)L_{\text{eff}}^s}{A_{\text{eff}}^{sB}} = g_B \frac{\mathbb{P}_s(0)\mathbb{L}_{\text{eff}}^s}{A_{\text{eff}}^{sB}}, \quad (18)$$

где ν_B и $\Delta\nu_B$ — частота и ширина линии спектра стоксовского излучения при ВРМБ соответственно; N_{ph} — среднее число акустических фононов

$$N_{ph} = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_{ph}}{kT}\right) - 1} \approx \frac{kT}{h\nu_{ph}},$$

где ν_{ph} — частота фононов; k — постоянная Больцмана; T — температура среды; величины $\mathbb{P}_s(0)$ и $\mathbb{L}_{\text{eff}}^s$ определяются выражениями, идентичными случаю прямого рассеяния.

Подставим (17) и (18) в (16), и, согласно новому условию фиксирования порога проявления нелинейных рассеяний в обратном направлении (10), получим алгебраические уравнения для поиска интегральных коэффициентов усиления G_R^{th} и G_B^{th} :

$$h\nu_R \frac{\Delta\nu_R}{2} \sqrt{\frac{\pi}{G_R^{th}}} G_R^{th} e^{G_R^{th} - \alpha_R L} = \mathbb{B}_R,$$

$$\frac{\nu_B}{\nu_{ph}} \frac{\Delta\nu_B}{2} (kT) \sqrt{\frac{\pi}{G_B^{th}}} G_B^{th} e^{G_B^{th} - \alpha_B L} = \mathbb{B}_B,$$

или

$$(G_R^{th})^{3/2} e^{-G_R^{th}} = \frac{1}{\mathbb{B}_R} h\nu_R \frac{\Delta\nu_R \sqrt{\pi}}{2} e^{-\alpha_R L}, \quad (19)$$

$$(G_B^{th})^{3/2} e^{-G_B^{th}} = \frac{1}{\mathbb{B}_B} \frac{\nu_B}{\nu_{ph}} \frac{\Delta\nu_B \sqrt{\pi}}{2} (kT) e^{-\alpha_B L}. \quad (20)$$

Пороговое значение начальной мощности сигнала ($z = 0$), согласно (17) и (18), определяется выражением

$$P_s^{th} = \frac{1}{\mathbb{L}_{\text{eff}}^s} \left(\frac{G_R^{th} G_{\text{eff}}^{s(R,B)}}{g_{R,B}} - \gamma_p \right). \quad (21)$$

Переход к стандартному выражению для пассивных оптических волокон, как и для рассеяния в прямом направлении, происходит при $\gamma_p = 0$. Видим, что, согласно уравнениям (19) и (20), в случае рассеяния в обратном направлении, как в случае рассеяния в прямом направлении, величины $G_{R,B}^{th}$ зависят от длины рассматриваемого волокна и коэффициента потерь на частоте рассеянного излучения. Для современных волоконных усилителей величины интегральных коэффициентов усиления $G_{R,B}^{th}$ в (21) также перестают зависеть от параметров оптического волокна, за исключением матрицы стекла, из которого оно изготовлено (через параметры ν_R , $\Delta\nu_R$ и ν_B , $\Delta\nu_B$, ν_{ph} для ВКР и ВРМБ соответственно).

2. Пограничная ширина спектральной линии

Величины пороговых для нелинейных рассеяний мощностей сигнального излучения (в общем случае будем

говорить о возбуждающем излучении) на входе в оптическое волокно (в точке $z = 0$) определяются выражениями (15) и (21), при этом коэффициент усиления ВРМБ зависит от ширины спектральной линии сигнала и для лоренцева контура усиления может быть записан в виде [7]:

$$g_B(\Delta\nu_s) = g_B^0 \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_s}, \quad (22)$$

где g_B^0 — максимальный коэффициент усиления ВРМБ; $\Delta\nu_s$ — ширина линии спектра сигнального излучения. Таким образом, если принять (22), то становится возможным определить значение ширины спектральной линии сигнала, которая „разграничивает“ эффекты ВКР (рассеяние в прямом направлении) и ВРМБ: при ширине спектральной линии, превышающей данное пограничное значение, пороговое значение мощности сигнала для эффекта ВКР будет ниже, чем для эффекта ВРМБ, другими словами, ВКР будет наблюдаться раньше, чем ВРМБ при увеличении величины мощности сигнального излучения на входе в волоконный усилитель при прочих равных условиях. Приравняем (15) и (21), и с учетом (22) получим

$$\Delta\nu_s^{th} = \Delta\nu_B \left(\frac{g_B^0}{g_R} \frac{G_R^{th}}{G_B^{th}} \frac{A_{\text{eff}}^{sR}}{A_{\text{eff}}^{sB}} - 1 \right). \quad (23)$$

Данное выражение справедливо как для активных, так и для пассивных оптических волокон. В практическом приложении определение величины $\Delta\nu_s^{th}$ позволяет произвести предварительную оценку ожидаемых эффектов при фиксации ширины спектральной линии сигнального (в общем случае возбуждающего) излучения.

3. Верификация пороговых формул

Далее проведем сравнение результатов по оценке пороговых величин мощности сигнального излучения в мощных волоконных усилителях, определяемых выражениями (15) и (21), с экспериментальными результатами, доступными в открытой печати и достаточными по объему представленных данных.

В ходе сравнения будут рассмотрены активные волокна с двойной оболочкой (ВДО), в которых аналитическая функция, определяющая распределение мощности излучения накачки вдоль длины активного волокна, может быть представлена следующим образом [17]:

$$P_p(z) = P_p^0 \exp\{-(\gamma_p + \alpha_p)z\} + P_p^L \exp\{-(\gamma_p + \alpha_p)(L - z)\}, \quad (24)$$

где P_p^0 и P_p^L — величины мощностей накачки, вводимых в усилитель в точках $z = 0$ и $z = L$ соответственно; α_p — коэффициент линейных потерь на длине волны накачки; $\gamma_p = \Gamma_p \sigma_{12}(\lambda_p) N$ — коэффициент поглощения излучения накачки активной примесью в

сердцевине волокна (коэффициент поглощения активной области). Переход к рассмотрению других типов активных волокон можно произвести выбором соответствующей функции распределения излучения накачки вдоль длины активного волокна: GTWave(1+1) [21], GTWave(2+1) [22] (эффективные коэффициенты связи в волокнах типа GTWave могут быть определены расчетно-экспериментальным методом [23,24]).

3.1. Порог проявления ВКР

Для верификации выражения (15), определяющего величину пороговой мощности сигнала для ВКР в прямом направлении, воспользуемся результатами работы [25]. Данная работа посвящена экспериментальному анализу влияния направления ввода излучения накачки в волоконный усилитель на порог проявления ВКР. В работе [25] спектр излучения, идущего навстречу сигнальному, не приведен, и не дается информации о его наличии либо отсутствии. В качестве активного волокна было выбрано иттербиевое ВДО волокно 20/400(0.06/0.46) (такая запись характерна при описании ВДО волокон и соответствует следующей последовательности параметров $d_{co}/d_{cl}(NA_{co}/NA_{cl})$, где d_{co} и NA_{co} — диаметр и числовая апертура сердцевины волокна, d_{cl} и NA_{cl} — диаметр и числовая апертура внутренней оболочки волокна). Функция распределения мощности излучения накачки вдоль длины активного оптического волокна определяется выражением (24). Коэффициент поглощения активной области на длине волны накачки 976 nm для выбранного образца составлял $\Upsilon_p = 1.44$ dB/m. Длина усилителя была выбрана равной 19 m. Мощность задающего генератора составляла 65 W на длине волны 1080 nm с шириной спектральной линии 4 nm (согласно данным, приведенным на рис. 2 работы [25]). Данные значения параметров использовались при проведении численного анализа, а коэффициенты линейных потерь на всех рассматриваемых длинах волн оптического излучения были приняты равными 10^{-3} 1/m.

3.1.1. Накачка сонаправленно с сигнальным излучением (прямая накачка)

В работе [25] при описании результатов экспериментов с прямой накачкой ($P_p^L = 0$) первое упоминание о проявлении ВКР соответствует случаю, когда стоксово излучение было на уровне 24 dB от основного сигнала, при этом мощность сигнала составляла 1.52 kW, а мощность накачки — 1.8 kW. Таким образом, мощность стоксовой компоненты имела значение 6 kW. Длина волны стоксового излучения составляла ~ 1135 nm (рис. 2 [25]). Значение данного параметра позволяет предположить, что в качестве усилителя использовалось кварцевое активное волокно [26], поэтому при проведении численного анализа здесь и далее при использова-

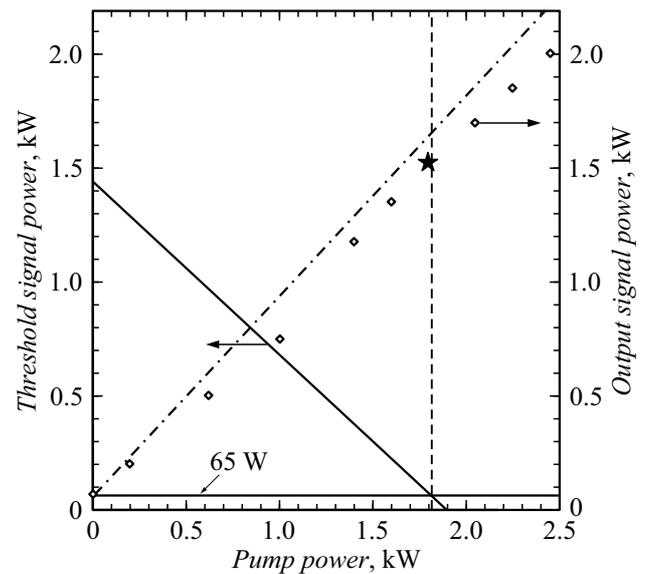


Рис. 1. Зависимость пороговой мощности сигнального излучения от величины мощности накачки и экспериментальные данные по зависимости выходной мощности сигнального излучения от величины мощности накачки согласно [25] (штрихпунктирной линией указана аналитическая зависимость, представленная функцией (6); пунктирная линия — предсказанная граница проявления ВКР на уровне 6 W; звездочка — экспериментальное значение проявления ВКР на уровне 6 W).

нии результатов работы [25] для коэффициента усиления ВКР было принято значение $g_R = 1.86 \cdot 10^{-13}$ W/m [26].

Определим величину интегрального коэффициента усиления G_R^{th} , подставив $\mathbb{F} = 6$ W в уравнение (14), с учетом значений спектральных характеристик, приведенных в работе [25]: $\lambda_R = 1135$ nm, $\Delta\lambda_R = 5$ nm (данные значения использовались при численном анализе для всех вариантов ввода излучения накачки). В результате получим $G_R^{th} \approx 19$.

На рис. 1 показаны зависимость величины пороговой мощности сигнала, определяемой выражением (15), от мощности излучения накачки, вводимого в активное волокно; экспериментальная зависимость величины выходной мощности сигнала от мощности накачки (точки с выделением значения, соответствующего проявлению ВКР на уровне 6 W, звездочкой) [25]; аналитическая зависимость мощности сигнального излучения на выходе с усилителя от величины мощности накачки, определяемая выражением (6) при $P_s(0) = 65$ W (соответствует мощности задающего генератора, используемого в эксперименте).

Несложно заметить, что оценка величины пороговой мощности сигнального излучения, получаемая с помощью выражения (15), хорошо согласуется с экспериментом, что позволяет утверждать о целесообразности его применения при анализе волоконных усилителей с прямым вводом излучения накачки на предмет проявления эффекта ВКР.

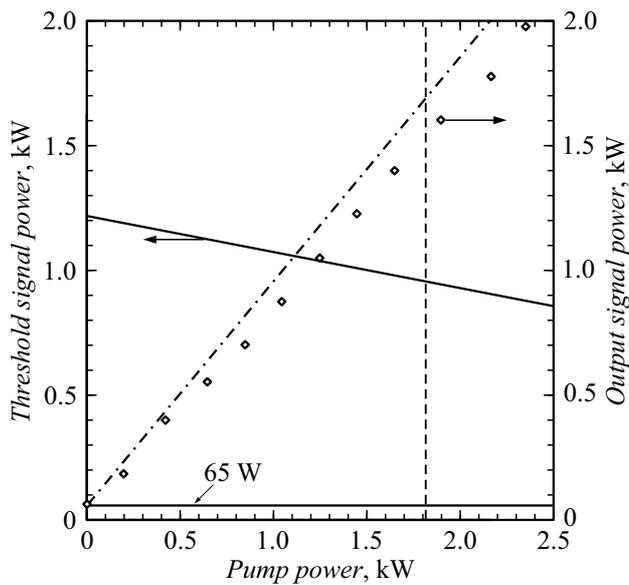


Рис. 2. Зависимость пороговой мощности сигнального излучения от величины мощности накачки и экспериментальные данные по зависимости выходной мощности сигнального излучения от величины мощности накачки согласно [25] (штрихпунктирной линией указана аналитическая зависимость, представленная функцией (6)).

3.1.2. Накачка навстречу сигнальному излучению (обратная накачка)

Перейдем к рассмотрению эксперимента с вводом излучения накачки навстречу сигнальному излучению ($P_p^0 = 0$). В работе [25] для объективной оценки влияния изменения направления ввода излучения накачки на проявление эффекта ВКР в прямом направлении параметры усилителя и задающего генератора были сохранены. В результате при применении обратной накачки, в отличие от прямой, ВКР в эксперименте не наблюдалось. В связи с этим для определения интегрального коэффициента усиления G_{th}^R из уравнения (14) примем $\mathbb{F} = 630 \text{ mW}$ (на уровне шумов в эксперименте), чтобы заведомо занизить возможный уровень предсказываемого порога проявления ВКР. В результате получим $G_R^{th} \approx 16$.

На рис. 2 показаны зависимость величины пороговой мощности сигнального излучения, определяемого выражением (15), от мощности излучения накачки, вводимого в активное волокно; экспериментальная зависимость величины выходной мощности сигнального излучения от мощности накачки [25] (точки); аналитическая зависимость мощности сигнального излучения на выходе с усилителя от величины мощности накачки, определяемая выражением (6) при $P_s(0) = 65 \text{ W}$ (соответствует мощности задающего генератора).

Видим, что результаты численного анализа хорошо согласуются с экспериментальными данными и для случая, когда излучение накачки вводится навстречу сигнально-

му излучению. Согласно представленным оценкам, ВКР при реализации обратной накачки проявляться не будет, что и наблюдалось в работе [25] в ходе экспериментов.

3.1.3. Двухсторонняя накачка

Для случая двухсторонней накачки в работе [25] первое упоминание о проявлении ВКР соответствует случаю, когда стоксово излучение было на уровне 33 dB от основного сигнала мощностью 2.48 kW при мощности накачки 3 kW (P_p^{in}), таким образом, для мощности стоксовой компоненты имеем значение 1 W. Излучение накачки вводилось равномерно в оба конца волоконного усилителя $P_p^0 = P_p^L = P_p^{in}/2$. Определим значение G_R^{th} , подставив $\mathbb{F} = 1 \text{ W}$ в уравнение (14). В результате имеем $G_R^{th} \approx 17$.

На рис. 3 показаны зависимость величины пороговой мощности сигнального излучения, определяемого выражением (15), от мощности излучения накачки, вводимого в активное волокно; экспериментальная зависимость величины выходной мощности сигнального излучения от мощности накачки (точки с выделением значения, соответствующего проявлению ВКР на уровне 1 W, звездочкой) [25]; аналитическая зависимость мощности сигнального излучения на выходе с усилителя от величины мощности накачки, определяемая выражением (6) при $P_s(0) = 65 \text{ W}$ (соответствует мощности задающего генератора). Несложно заметить, что и в этом случае присутствует хорошее согласие результатов численного анализа с экспериментальными данными.

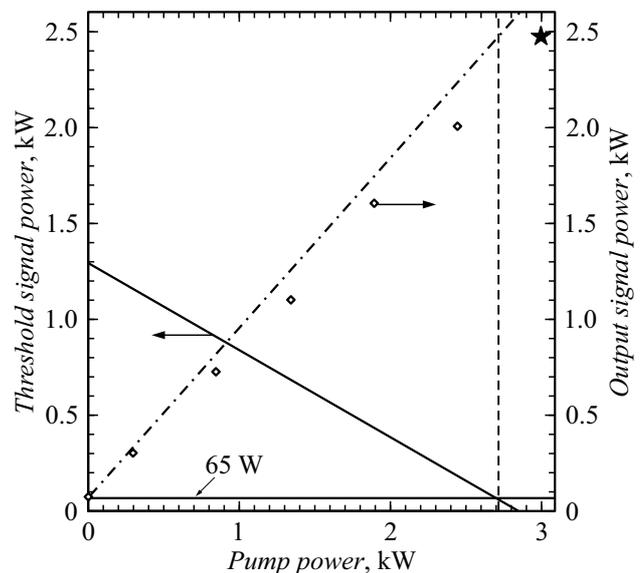


Рис. 3. Зависимость пороговой мощности сигнального излучения от величины мощности накачки и экспериментальные данные по зависимости выходной мощности сигнального излучения от величины мощности накачки согласно [25] (штрихпунктирной линией указана аналитическая зависимость, представленная функцией (6); пунктирная линия — предсказанная граница проявления ВКР на уровне 1 W; звездочка — экспериментальное значение проявления ВКР на уровне 1 W).

3.1.4. Вывод

Согласно приведенному сравнению численных результатов, полученных с помощью выражения (15) совместно с уравнением (14), с экспериментальными данными, найденными в открытой печати, можно сделать вывод о целесообразности применения подхода, представленного в настоящей работе, для анализа проявления ВКР в мощных волоконных усилителях, работающих в непрерывном режиме, мощности оптического излучения накачки и сигнала которых удовлетворяют условию (3). При этом вариант ввода излучения накачки может быть любым: прямая, обратная и двухсторонняя накачки. Также необходимо отметить, что значения мощности сигнала на выходе с усилителя, полученные из аналитического решения (6), хорошо согласуются с экспериментальными данными в случае мощных волоконных усилителей.

3.2. Порог проявления ВРМБ

К сожалению, комплексный экспериментальный анализ зависимости величины мощности стоксовой компоненты при ВРМБ от направления ввода излучения накачки в мощных волоконных усилителях с достаточным для сравнения набором данных не был нами найден в открытой печати. Поэтому проведем верификацию выражений (21) + (20) и предложенного подхода для определения величины пороговой мощности сигнала для ВРМБ на основании экспериментальных данных, изложенных в [27]. В данной работе принимается за факт, что при применении обратной накачки порог проявления ВРМБ от сигнального излучения в мощном волоконном усилителе выше, чем при использовании прямой накачки. На основании этого в [27] не приводятся результаты экспериментов с прямой накачкой.

В качестве замечания отметим, что в работе [27] детально экспериментально исследуется вопрос о влиянии направления ввода излучения накачки в волоконный усилитель на уширение линии спектра излучения задающего генератора. Показано, что при вводе излучения накачки навстречу сигнальному, уширение спектра излучения задающего генератора в 3 раза меньше, чем при сонаправленном вводе. Независимо от [27] аналогичные результаты были представлены в работах [28,29], в которых теоретически и экспериментально было показано, что уровень шумов, возникающих за счет усиления спонтанного излучения, зависит от направления ввода излучения накачки и приводит к уширению спектра в узкополосных волоконных лазерах.

Перейдем к сравнению результатов эксперимента [27] с результатами, полученными согласно (21) + (20). В работе [27] при описании результатов экспериментов с обратной накачкой ВРМБ не наблюдалось, а уровень шума в спектре выходного излучения сигнала отставал на 44 dB от основного пика сигнального излучения мощностью 2.19 kW при накачке 2.7 kW (шум на уровне 100 mW). В качестве усилителя было выбрано иттер-

биевое ВДО волокно 25/400(0.06/0.46), функция распределения мощности излучения накачки вдоль длины которого определяется выражением (24), а коэффициент поглощения активной области на длине волны накачки 975 nm составляет $\gamma_p = 1.7$ dB/m. Длина усилителя была выбрана равной 14.5 m. Мощность задающего генератора составляла 80 W на длине волны 1070 nm с шириной спектральной линии 36.6 pm (9.6 GHz). ВКР в ходе экспериментов не наблюдалось. Представленные значения параметров усилителя использовались в ходе численного анализа. Согласно ожидаемому в [27] частотному сдвигу при ВРМБ, можно предположить, что использовалось кварцевое активное волокно [30]. При проведении численного анализа для максимального коэффициента усиления ВРМБ было принято значение $g_B^0 = 5.8 \cdot 10^{-11}$ W/m, а для ширины линии спектра стоксового излучения $\Delta\nu_B = 50$ MHz [13,30].

В первую очередь необходимо определить значение пограничной ширины спектральной линии сигнального излучения $\Delta\nu_s^{th}$ согласно выражению (23). Для этого вычислим значения интегральных коэффициентов усиления G_R^{th} и G_B^{th} , подставив $\mathbb{F} = 100$ mW (уровень шума в спектре выходного излучения) в уравнение (14) и $\mathbb{B} = 1$ mW в уравнение (20). Для спектральных параметров стоксового излучения при ВКР принимались значения $\lambda_R = 1125$ nm и $\Delta\lambda_R = 5$ nm. В результате имеем $G_R^{th} \approx 15$ и $G_B^{th} \approx 17$, а $\Delta\nu_s^{th} \approx 14$ GHz ($\Delta\nu_s^{th} > \Delta\nu_s$). Как уже упоминалось выше, в ходе проведения экспериментов ВКР не наблюдалось, поэтому можно сделать вывод о том, что выражение (23) совместно с уравнениями (14) и (20) действительно позволяет оценить границу проявления эффектов ВКР и ВРМБ по ширине спектральной линии сигнального (в общем случае возбуждающего) излучения.

На рис. 4 показаны зависимости величины пороговой мощности сигнального излучения, определяемой выражением (21), от мощности излучения накачки, вводимого в активное волокно (сплошная линия); экспериментальная зависимость величины выходной мощности сигнального излучения от мощности накачки [27] (точки); аналитическая зависимость мощности сигнального излучения на выходе с усилителя от величины мощности накачки, определяемая выражением (6) (штрихпунктирная линия) при $P_s(0) = 80$ W (соответствует мощности задающего генератора, используемого в эксперименте).

Видим, что численные результаты, приведенные на рис. 4, хорошо согласуются с экспериментальными данными (при обратной накачке), а экспериментальные значения выходной мощности сигнала при изменении мощности излучения накачки согласуются с результатом, полученным с помощью функции (6). Работа [27] представлена как экспериментальная иллюстрация того, что применение обратной накачки позволяет повысить порог проявления ВРМБ в волоконных усилителях, и, согласно приведенному численному анализу, это оправдано. Таким образом, можно сделать вывод о целесообразности применения выражений (21) и (23)

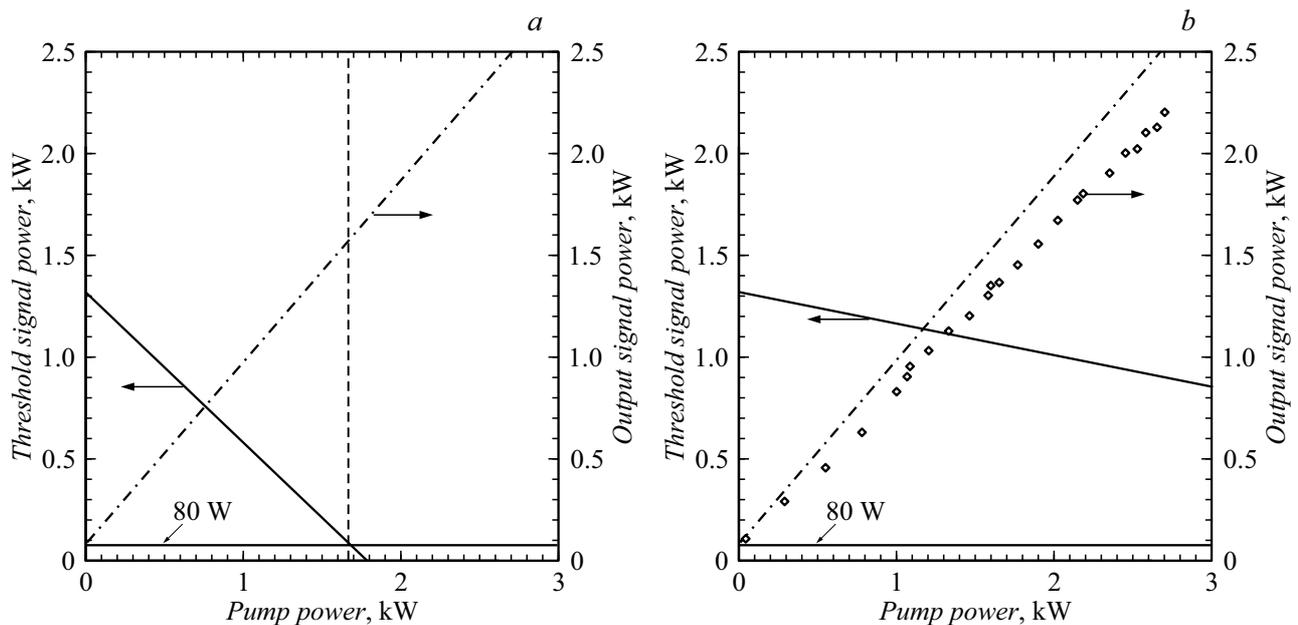


Рис. 4. Зависимость пороговой и выходной мощностей сигнального излучения от величины мощности накачки для двух вариантов ее ввода: *a* — прямая накачка; *b* — обратная накачка. Экспериментальные данные [27] обозначены точками.

при анализе проявления эффекта ВРМБ в мощных волоконных усилителях (мощности накачки и сигнала удовлетворяют условию (3)).

Заключение

В работе предложен новый подход определения величины интегрального коэффициента усиления вынужденных нелинейных рассеяний в мощных волоконных усилителях, соответствующий экспериментальному порогу их проявления. Данный подход основан на физическом определении порога проявления рассматриваемых явлений: фиксируются величины мощностей стоксового излучения при вынужденных рассеяниях в прямом и обратном направлениях, которые могут быть достоверно наблюдаемы в эксперименте. Получены соответствующие выражения для определения величин пороговых мощностей возбуждающего излучения.

Представлено сравнение результатов по оценке пороговых мощностей сигнального излучения в мощных волоконных усилителях, определяемых полученными в работе выражениями, с экспериментальными результатами, доступными в открытой печати. Получено хорошее согласие результатов численного анализа и экспериментальных данных.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Г. Плачек. *Релевское рассеяние и Раман эффект* (ОНТИ Гос. НКТП, Научно-техническое изд-во Украины, Киев 1934)
- [2] Н. Бломберген. УФН, **97** (2), 307 (1969). DOI: 10.3367/UFNr.0097.196902d.0307
- [3] В.С. Старунов, И.Л. Фабелинский. УФН, **98** (3), 441 (1969). DOI: 10.3367/UFNr.0098.196907b.0441
- [4] И.Л. Фабелинский. *Молекулярное рассеяние света* (Наука, М., 1965)
- [5] Б.Я. Зельдович, Н.Ф. Пилипецкий, В.В. Шкунов. *Обращение волнового фронта* (Наука, М., 1985)
- [6] R.G. Smith. Appl. Opt., **11** (11), 2489 (1972). <https://doi.org/10.1364/AO.11.002489>
- [7] G.P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics. Third Edition* (Academic Press, 2001)
- [8] J.W. Dawson, M.J. Messerly, R.J. Beach, M.Y. Shverdin, E.A. Stappaers, A.K. Sridharan, P.H. Pax, J.E. Heebner, C.W. Siders, C.P.J. Barty. Opt. Express, **16** (17), 13240 (2008). DOI: 10.1364/OE.16.013240
- [9] T.S. McComb. *PhD Thesis at the University of Central Florida* (2009)
- [10] J.S. Chan. *PhD Thesis at the University of Southampton* (2011)
- [11] J. Cao, Sh. Guo, X. Xu, J. Chen, Q. Lu. IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., **20** (5), 0903211 (2014). DOI: 10.1109/JSTQE.2014.2309056
- [12] V.I. Kovalev, R.G. Harrison. Opt. Express, **15** (26), 17625 (2007). DOI: 10.1364/OE.15.017625
- [13] J. Nagel *PhD Thesis at the University of Arizona* (2019)
- [14] C. Jauregui, T. Eidam, D.N. Schimpf, J. Limpert, A. Tunnermann. ASSP 2009, TuB27 (2009). DOI: 10.1364/ASSP.2009.TuB27

- [15] C. Jauregui, J. Limpert, A. Tunnermann. *Opt. Express*, **17** (10), 8476 (2009). DOI: 10.1364/OE.17.008476
- [16] E. Desurvire. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers. Principles and Applications* (Wiley-Interscience, 2002)
- [17] M.G. Slobozhanina, A.V. Bochkov, A.N. Slobozhanin. *Optical Fiber Technology*, **63**, 102512 (2021). DOI: 10.1016/j.yofte.2021.102512
- [18] I. Kelson, A.A. Hardy. *IEEE J. Quant. Electron.*, **34** (9), 1570 (1998). DOI: 10.1109/3.709573
- [19] C.R. Giles, E. Desurvire. *J. Lightwave Technol.*, **9** (2), 271 (1991). DOI: 10.1109/50.65886
- [20] J. Auyeung, A. Yariv. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-14** (5), 347 (1978). DOI: 10.1109/JQE.1978.1069797.
- [21] Z. Huang, J. Cao, Sh. Guo, J. Chen, X. Xiaojun, J. Leng. *Adv. Solid-State Lasers Congr. Tech. Digest, ATu3A.27* (2013). DOI: 10.1364/ASSL.2013.ATu3A.27
- [22] A.V. Bochkov, M.G. Slobozhanina. *Opt. Fiber Technol.*, **33**, 64 (2017). DOI: 10.1016/j.yofte.2016.11.004
- [23] A.V. Bochkov, A.N. Slobozhanin, M.G. Slobozhanina, D.V. Khmel'nitsky. *Proc. Int. Conf. Laser Optics 2018 (ICLO 2018)*, **8435845**, 43 (2018). DOI: 10.1109/LO.2018.8435845
- [24] M.G. Slobozhanina, A.N. Slobozhanin, A.V. Bochkov, D.V. Khmel'nitsky. *Opt. Fiber Technol.*, **45**, 363 (2018). DOI: 10.1016/j.yofte.2018.07.019
- [25] Ch. Shi, R.T. Su, H.W. Zhang, B.L. Yang, X.L. Wang, P. Zhou, X.J. Xu, Q.Sh. Lu. *IEEE Photonics J.*, **9** (3), 1502910 (2017). DOI: 10.1109/JPHOT.2017.2679753
- [26] R.H. Stolen, E.P. Ippen. *Appl. Phys. Lett.*, **22** (6), 276 (1973). DOI: 10.1063/1.1654637
- [27] Yu. Huang., P. Yan, Z. Wang, J. Tian, D. Li., Q. Xiao, M. Gong. *Opt. Express*, **27** (3), 3136 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.003136
- [28] A.N. Slobozhanin, A.V. Bochkov. *Proc. Int. Conf. Laser Optics 2018 (ICLO 2018)*, **8435845**, 42 (2018). DOI: 10.1109/LO.2018.8435761
- [29] A.N. Slobozhanin, M.G. Slobozhanina, A.V. Bochkov. *2020 Int. Conf. Laser Optics (ICLO)*, Saint Petersburg (2020). DOI: 10.1109/ICLO48556.2020.9285472
- [30] E.P. Ippen, R.H. Stolen. *Appl. Phys. Lett.*, **21** (11), 539 (1972). DOI: 10.1063/1.1654249