

ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 681.7.068

ИССЛЕДОВАНИЕ СУПЕРЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ВОЛОКОННОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА НАКАЧКИ ДЛЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ГИРОСКОПА

© 2007 г. Г. Э. Сандоваль-Ромеро, канд. техн. наук

Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, México
E-mail: eduardo.sandoval@ccadet.unam.mx

Работа посвящена анализу методики расчета параметров суперлюминесцентного волоконного излучателя (СВИ) на основе одномодового волокна, активированного ионами эрбия, и оптимизации параметров излучателя для разработки волоконно-оптического гироскопа (ВОГ) с улучшенными точностными характеристиками; рассмотрению причин фазовых искажений, ограничивающих достижение пороговой чувствительности ВОГ, и решению задачи выбора оптимальных параметров фазовой схемы ВОГ с использованием СВИ.

Коды OCIS: 230.0250, 160.5690, 120.5800.

Поступила в редакцию 01.02.2007.

Введение

В последнее время широкое распространение в области измерения физических величин в системах и устройствах измерительной техники получили волоконно-оптические датчики. Особое место среди них занимает волоконно-оптический гироскоп (ВОГ), используемый для измерения угловой скорости вращения [1–5]. Это связано с тем, что, с одной стороны, ВОГ, являясь датчиком интерферометрического типа [6], обладает высокой чувствительностью [7], а с другой стороны, его выходные параметры достаточно стабильны по сравнению с другими интерферометрическими схемами. Влияние градиентов температуры и магнитного поля на пороговую чувствительность ВОГ существенно меньше, чем в других интерферометрических схемах, например Маха–Цендера или Майкельсона [8]. В настоящее время в промышленно развитых странах ВОГ выпускаются серийно и ведутся активные работы с целью улучшения их точностных характеристик [9].

Из анализа литературы следует, что наибольший практический интерес представляют ВОГ фазового типа, однако, серьезным фактором, ограничивающим их точностные характеристики [10], является использование в них полупроводниковых источников излучения суперлюминесцентного типа с шириной оптического спектра излучения $\Delta\lambda$ порядка 10 нм и более [11]. Для уменьшения шумовой

составляющей выходного сигнала ВОГ необходимо использовать источник излучения с широким спектром, например, светодиод. В настоящее время при изготовлении ВОГ широко используется суперлюминесцентный диод (СЛД), поскольку его основные преимущества – технологичность, и как следствие, относительно невысокая себестоимость. Что же касается таких параметров, как эффективность ввода сигнала в волокно, температурная стабильность длины волны и ширина полосы излучения, то здесь СЛД явно проигрывает волоконным источникам излучения, и использование таких излучателей в целом не дает улучшения отношения сигнал/шум на выходе ВОГ.

Существенно изменить ситуацию позволяет применение суперлюминесцентного волоконного излучателя (СВИ) на основе одномодового волокна, активированного ионами редкоземельных элементов, который имеет более широкий спектр излучения по сравнению с полупроводниковыми суперлюминесцентными излучателями [12].

Следует отметить, что в последние годы активно развивается технология производства излучателей типа СВИ и они все активнее используются в различных целях, в том числе и в качестве источников излучения для ВОГ [13, 14]. Кроме этого, излучатели подобного типа имеют практически стопроцентное согласование с одномодовым волоконным световодом гироскопа и имеют минимальные поте-

ри при совпадении с окнами (850, 1300, 1550 нм), так как СВИ представляет из себя отрезок одномерного световода, аналогичного тому, который используется в измерительном волоконном контуре ВОГ [15]. Таким образом, потери на ввод оптического излучения от подобного источника в волокно будут определяться только потерями на сварке (естественно, предполагается, что диаметры сердцевин и числовые апертуры волокон совпадают).

Имеется достаточно много работ по исследованию процессов усиления излучения в активных волоконных световодах [16–21]. В них изучены как сама возможность применения активных волоконных излучателей в ВОГ, так и влияние параметров активных волокон и режимов от работы на характеристики ВОГ в целом, однако практически во всех исследованиях не представлен расчет параметров СВИ с целью улучшения точностных характеристик ВОГ, что, собственно, и является целью данной работы и определяет ее актуальность.

Проведенный анализ известных методов теоретического расчета параметров СВИ показал, что все методы расчета могут быть разделены на две группы: допускающие аналитическое решение и требующие прямого численного решения. Для углубленного анализа были выбраны расчетные модели, допускающие аналитическое решение, так как при условии выполнения оправданных предположений аналитическая модель существенно упрощает анализ и расчет характеристик излучателя и при этом точность результатов приемлема для решения инженерной задачи.

Расчет выходного сигнала СВИ

В данной работе для расчета выходных параметров СВИ с целью улучшения точностных характеристик ВОГ используется аналитическая модель, где в качестве исходных уравнений используется одна из модификаций системы скоростных уравнений, описывающих эволюцию мощности усиленного сигнала и мощности накачки вдоль активного волокна [15, 22–24]. Выбранная модель позволяет провести расчет длины активного волокна, оптимальной с точки зрения получения максимальной мощности люминесценции на выходе волокна при фиксированной мощности накачки, расчет ширины линии излучения и полной выходной мощности.

Уравнения, которые описывают распределение мощности накачки и эволюцию мощности усиленного спонтанного излучения, записываются следующим образом:

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\gamma_p(z)P_p(z), \quad (1)$$

$$\frac{dP_s^\pm(z, \lambda_i)}{dz} = \pm \left\{ G_e(z, \lambda_i) [P_s^\pm(z, \lambda_i) + P_0] - G_a(z, \lambda_i) P_s^\pm(z, \lambda_i) \right\}, \quad (2)$$

где $\gamma_p(z)$ – показатель поглощения накачки в зависимости от изменения координаты z вдоль оси активного волокна, $P_p(z)$ – мощность накачки активированного волокна в зависимости от изменения продольной координаты z вдоль оси волокна, $P_s^\pm(z, \lambda_i)$ – спектральная плотность мощности сигнала в зависимости от длины волокна (z) и от длины волны (λ_i), P_s^+ соответствует попутному направлению излучения сигнала и накачки, P_s^- – встречному направлению сигнала и накачки, $G_e(z, \lambda_i)$ – коэффициент усиления по мощности для спонтанного излучения, $G_a(z, \lambda_i)$ – коэффициент поглощения по мощности для спонтанного излучения, P_0 – эквивалентная входная спектральная плотность мощности усиленного спонтанного излучения, которая определяется следующим образом:

$$P_0 = 2h\nu_s\Delta\nu, \quad (3)$$

где h – постоянная Планка, ν_s – частота сигнала, $\Delta\nu = (c/\lambda_s^2)\Delta\lambda_s$ интервал частоты сигнала, $\Delta\lambda_s = 1$ нм, λ_s – длина волны сигнала, c – скорость света в вакууме.

В работе рассматривается случай, когда усиление спонтанного излучения относительно мало и СВИ работает в режиме “слабого” сигнала $P_s < P_{\text{sat}}$, где P_{sat} – мощность насыщения – определяется как

$$P_{\text{sat}} = \frac{h\nu_s\pi\omega_s^2}{(\sigma_{as} + \sigma_{es})\tau}, \quad (4)$$

где $\omega_s = 3,2 \times 10^{-6}$ м – радиус распределения поля моды полезного сигнала, $\tau = 10 \times 10^{-6}$ с – время жизни верхнего рабочего уровня для спонтанного излучения, $\sigma_{es} = 8 \times 10^{25}$ м² – поперечное сечение перехода для усиления сигнала на длине волны λ_s , $\sigma_{as} = 4,8 \times 10^{25}$ м² – поперечное сечение перехода для поглощения сигнала на длине волны λ_s [22].

В результате анализа известных решений скоростных уравнений при различных уровнях мощности накачки и длины активного волокна было показано, что в зависимости от мощности накачки уравнение (1) может быть записано

$$\text{при } P_p(z) < P_p^{\text{th}} \quad \frac{dP_p(z)}{dz} = -\gamma_p P_p(z), \quad (5)$$

где γ_p – показатель поглощения накачки, постоянная величина, не зависящая от мощности накачки.

Пороговая мощность, зависящая от параметров активного волокна, определяется как

$$P_p^{th} = \pi a^2 \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau}, \quad (6)$$

где $\sigma_p = 2,5 \times 10^{25} \text{ м}^2$ – поперечное сечение перехода поглощения накачки, $a = 3,5 \times 10^{-6} \text{ м}$ – радиус сердцевины волокна, ν_p – частота накачки при длине волны накачки $\lambda_p = 980 \text{ нм}$.

При $P_p(z) > P_p^{th}$ из-за частичного насыщения перехода накачки уравнение (1) приобретает вид

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -N_T \pi a^2 h\nu_p / \tau, \quad (7)$$

где $N_T = 8 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ – концентрация ионов эрбия.

Проведенный ранее анализ режимов работы СВИ показывает, что именно второй случай является характерным при применении волоконных излучателей в ВОГ. Из уравнения (7) с граничными условиями $P_p(0) = P_{in}$, где P_{in} – начальная мощность накачки на входном конце активного волокна, можно определить закон изменения мощности накачки в сердцевине активного волокна как

$$P_p(z) = P_{in} - \left(N_T \pi a^2 \left(\frac{h\nu_p}{\tau} \right) \right) z. \quad (8)$$

С учетом сделанного ранее предположения о работе в режиме слабого сигнала, и принимая во внимание полученное выражение (8), сомножители $G_e(z, \lambda_i)$ и $G_a(z, \lambda_i)$ в уравнении (2) могут быть представлены в виде [21–24]

$$G_e(z, \lambda_i) = N_T \sigma_e(\lambda_i) (1 - \eta) \frac{P_p(z)/P_p^{th}}{P_p(z)/P_p^{th} + 1}, \quad (9)$$

$$G_a(z, \lambda_i) = N_T \sigma_a(\lambda_i) (1 - \eta) \frac{1}{P_p(z)/P_p^{th} + 1}, \quad (10)$$

где $\eta = \exp - a^2/\omega_s^2$ – фактор перекрытия, учитывающий степень локализации поля моды сигнала в сердцевине волокна.

В результате сделанных допущений и при граничных условиях $P_s^+(z=0, \lambda_i) = 0$ и $P_s^-(z=L, \lambda_i) = 0$ решение системы скоростных уравнений (2) преобразуется следующий вид:

$$P_s^+ = \frac{G_e}{G_b} P_0 \exp z G_b - \frac{G_e}{G_b} P_0, \quad (11)$$

$$P_s^- = \frac{G_e}{G_b} P_0 \exp(L - z) G_b - \frac{G_e}{G_b} P_0, \quad (12)$$

где

$$G_b = G_e - G_a. \quad (13)$$

Значения функции зависимости поперечного сечения перехода усиления и поглощения от длины вол-

ны $\sigma_e(\lambda_i)$ и $\sigma_a(\lambda_i)$, входящие в выражения для G_e и G_a , определяются во всем рабочем диапазоне длин волн λ_i для конкретного типа активированного волокна из известных спектральных характеристик активного волокна [22].

Из решений уравнений (11) и (12) можно определить оптимальную длину волокна и максимальную мощность на выходе СВИ для двух направлений излучения $P_s^+(z, \lambda_s)$ и $P_s^-(z, \lambda_s)$, где $\lambda_i = \lambda_s$, что и было проведено в данной работе. На рис. 1 представлены зависимости выходной мощности сигнала для продольного направления накачки от длины волокна z , а на рис. 2 – зависимости выходной мощности сигнала для встречного направления накачки от длины волокна $z = L$.

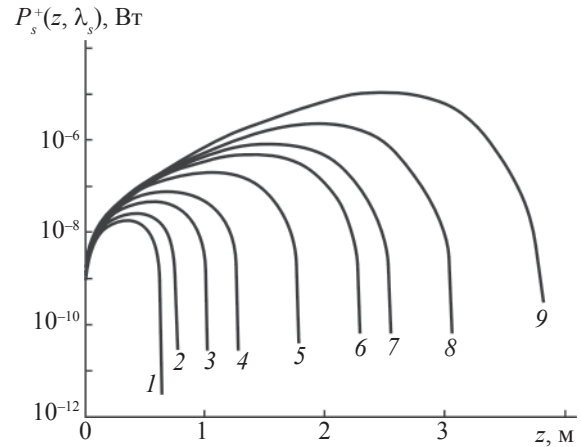


Рис. 1. Зависимости выходной мощности сигнала для режима продольной накачки $P_s^+(z, \lambda_s)$ от длины волокна z . 1 – $P_{in} = 2,5$, 2 – 3, 3 – 4, 4 – 5, 5 – 7, 6 – 9, 7 – 10, 8 – 12, 9 – 15 мВт.

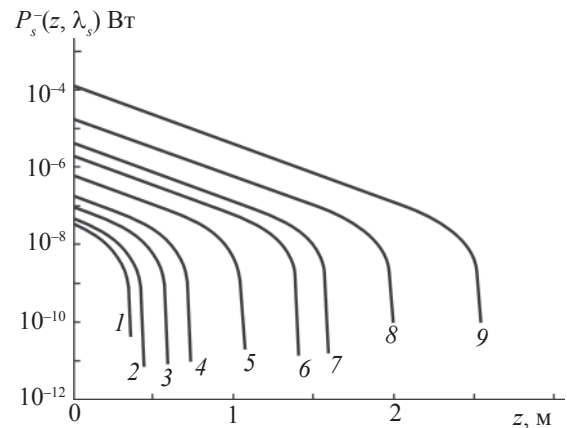


Рис. 2. Зависимости выходной мощности сигнала для режима со встречной накачкой $P_s^-(z, \lambda_s)$ от длины волокна $z = L$. 1 – $P_{in} = 2,5$, 2 – 3, 3 – 4, 4 – 5, 5 – 7, 6 – 9, 7 – 10, 8 – 12, 9 – 15 мВт.

Решение системы скоростных уравнений позволяет сделать следующие выводы:

- поведение зависимости выходной мощности излучения от длины активного волокна различно для $P_s^+(z, \lambda_s)$ и $P_s^-(z, \lambda_s)$, а сама величина выходной мощности существенным образом зависит от геометрии накачки активного волокна;

- в частности, для случая попутной накачки имеется некоторая оптимальная длина активного волокна, обеспечивающая максимальную величину спектральной плотности мощности излучения на выходе волокна;

- из приведенных выше графиков видно, что для достижения максимальной спектральной плотности выходной мощности предпочтителен режим работы волоконного излучателя со встречной накачкой $P_s^-(z, \lambda_s)$ для любых длин активного волокна.

Далее был произведен расчет зависимостей спектральной плотности выходной мощности от длины волны излучения, расчет оптической ширины спектра и полной выходной мощности излучения для волоконного суперлюминесцентного излучателя.

При расчете спектральной плотности выходной мощности использовались выражения (11) и (12), реализованные в графической форме, где на каждой кривой фиксировались значения $z_{\text{опт}}$ и рассчитывались $P_s^+(z, \lambda_s)$, $P_s^-(z, \lambda_s)$ в зависимости от λ для каждого значения P_{in} входной мощности накачки.

Оптическая ширина спектра $\Delta\lambda$ также определялась по результатам решения уравнений (11), (12) при уровне 0,5 от значения максимальной мощности $P_s^+(z, \lambda_s)$ и $P_s^-(z, \lambda_s)$. В данном случае на рис. 3 представлены зависимости $\Delta\lambda$ от $P_p(z)$ в продольном $P_s^+(z, \lambda_s)$ и встречном $P_s^-(z, \lambda_s)$ режимах соответственно.

Полная выходная мощность усиленного спонтанного излучения P_{tots}^+ и P_{tots}^- вычислялась путем ин-

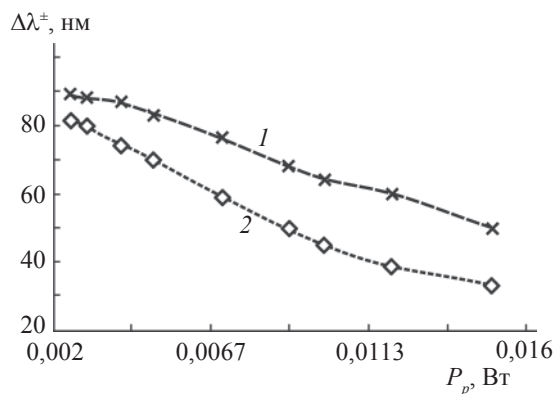


Рис. 3. Зависимости ширины спектра линии излучения СВЛ $\Delta\lambda^\pm$ от мощности накачки P_p . 1 – в продольном режиме $P_s^+(z, \lambda)$, 2 – во встречном режиме $P_s^-(z, \lambda)$.

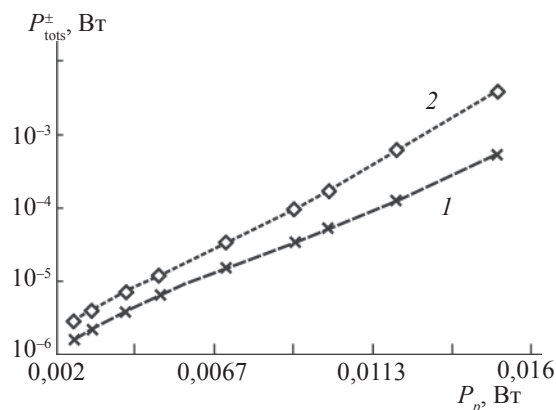


Рис. 4. Зависимости полной мощности $P_{\text{tots}}^\pm$ от мощности накачки P_p . 1 – в продольном режиме накачки $P_s^+(z, \lambda)$, 2 – во встречном режиме накачки $P_s^-(z, \lambda)$.

тегрирования дифференциальных уравнений (11) и (12) по λ в пределах полосы линии усиления ионов эрбия на переходе $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ [25]

$$P_{\text{tots}}^+ = \int_{1400}^{1650} P_s^+(z, \lambda_i) d\lambda_{z=z_{\text{опт}}}, \quad (14)$$

$$P_{\text{tots}}^- = \int_{1400}^{1650} P_s^-(z, \lambda_i) d\lambda_{z=L}. \quad (15)$$

Численные решения уравнений (14) и (15) представлены на рис. 4, из которого видно, что встречный режим $P_s^-(z, \lambda)$ является более эффективным для волоконного суперлюминесцентного излучателя, но, ширина спектра при этом будет меньше, чем для режима с продольной накачкой. Поэтому окончательное решение о выборе режима работы СВЛ можно сделать только после анализа ошибок ВОГ с учетом всех параметров излучателя (мощности накачки, полной выходной мощности и $\Delta\lambda$).

Расчет параметров ВОГ

Эта часть работы посвящена расчету параметров ВОГ с учетом характеристик СВЛ, рассмотренных в предыдущем разделе. Для определения предельной чувствительности при дробовом шуме использовалось выражение, которое при условии достижения на выходе ВОГ отношения сигнал/шум (с/ш), равного единице, имеет вид [6]

$$\Omega_{\text{порог}}^\pm = \sqrt{\frac{hc\Delta f}{\pi q \lambda_s P_{\text{tots}}^\pm}} \left(\frac{\lambda_s c}{4\pi R l} \right) M, \quad (16)$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, Δf – полоса частоты сигнала, выделяемого

фотоприемником, q – квантовая эффективность фотодетектора (число фотоэлектронов на один квант света, $q \leq 1$), λ_s – длина волны излучателя, $P_{\text{tots}}^{\pm}$ – полная выходная мощность излучения, попадающая в фотоприемник и имеющая два режима, $R = 100$ мм – радиус волоконного контура ВОГ; $l = 200$ м – длина намотанного волокна, $\Delta f = 1$ Гц – ширина полосы фотоприемника, что соответствует типовым данным выпускаемых ВОГ с $M = (180 \text{ град}) (3600 \text{ с})/\pi$. Из расчета уравнения (16) следует, что значения пороговой чувствительности уменьшаются с увеличением мощности накачки волоконного излучателя (рис. 5).

Кроме того была вычислена предельная чувствительность ВОГ с учетом основных источников шума, связанных с эффектом Керра, двулучепреломлением и обратным рэлеевским рассеянием, а также дробовым шумом.

Для оценки общего соотношения с/ш использовалось выражение (17), в котором учитывается вклад только оптических составляющих шумов волоконно-оптического гироскопа, которые и определяют предельные точностные характеристики ВОГ. Выражение (17) приведено для среднеквадратичных составляющих фототоков вызванных соответствующими источниками шума:

$$c/\text{ш} = \frac{i_c}{\sqrt{i_{\text{др}}^2 + i_{\text{к}}^2 + i_{\text{pp}}^2 + i_{\text{дп}}^2}}, \quad (17)$$

где i_c – полезный электрический сигнал в цепи фотоприемника, $i_{\text{др}}^2$ – мощность дробовых шумов, $i_{\text{к}}^2$ – мощность шумового сигнала, вызванного эффектом Керра; i_{pp}^2 – мощность шумового сигнала, вызванного обратным рэлеевским рассеянием; $i_{\text{дп}}^2$ – мощ-

ность шумового сигнала, вызванного двулучепреломлением.

Переменную составляющую оптической мощности, возникающую вследствие вращения гироскопа, можно записать в следующем виде:

$$i_c = \frac{eq\lambda_s}{2hc} P_{\text{tots}}^{\pm} \Delta\varphi_c, \quad (18)$$

где e – заряд электрона, λ_s – длина волны излучателя, $\Delta\varphi_c$ – сдвиг фазы Саньяка.

Данное выражение справедливо для случая измерения малых угловых скоростей, для которых выполняется условие $\Delta\varphi_c \ll 1$; при этом можно считать, что $\sin\Delta\varphi_c \approx \Delta\varphi_c$.

Выражение для оценки мощности дробовых шумов в полосе частот Δf сигнала, выделяемого фотоприемником, имеет следующий вид:

$$i_{\text{др}}^2 = \frac{e^2 q \lambda_s}{hc} P_{\text{tots}}^{\pm} \Delta f, \quad (19)$$

где при расчете мощности шума учитываются только принципиально неустранимые дробовые шумы полезного сигнала.

Оценка мощности шумового сигнала, вызванного эффектом Керра [26, 27], определялась из выражению (20), откуда видно, что мощность шума напрямую зависит от полной выходной мощности СВИ ($P_{\text{tots}}^{\pm}$) и от ширины спектра СВИ:

$$i_{\text{к}}^2 = \left(\frac{eq\lambda_s}{2hc} P_{\text{tots}}^{\pm} \Delta\varphi_{\text{к}} (\Delta\lambda^{\pm}) \right)^2, \quad (20)$$

где $\Delta\varphi_{\text{к}}(\Delta\lambda)$ – сдвиг фазы Саньяка с учетом эффекта Керра определяется из уравнения

$$\Delta\varphi_{\text{к}} = mL_C (1 - 2K) [I(t - \tau_0) - 2\langle I(t) \rangle], \quad (21)$$

где $m = 4\pi n_c n_k \delta / \lambda$, n_c – импеданс среды, n_k – коэффициент преломления среды Керра, δ – коэффициент, зависящий от поперечного распределения моды (порядка единицы), K – коэффициент расщепления направленного ответвителя, τ_0 – групповое время распространения луча в волоконном контуре, $I(t)$ – интенсивность излучения источника, значение длины волоконного контура L_C [28] определяется из соотношения

$$L_C \ll \lambda^2 / [(d\tau/d\lambda) 2\pi c (\Delta\lambda)^2], \quad (22)$$

где $d\tau/d\lambda$ – материальная дисперсия на единицу длины световода, $\Delta\lambda$ – спектральная ширина излучения.

Оценка мощности шумового сигнала, вызванного обратным рэлеевским рассеянием [29], выполнена по следующей формуле:

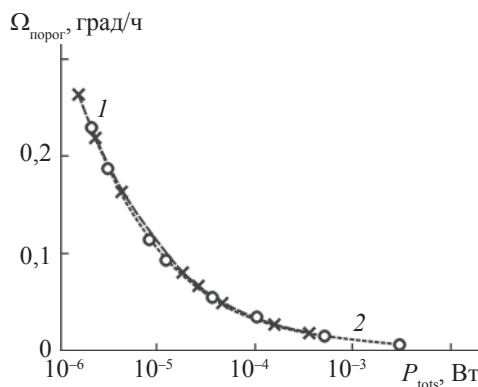


Рис. 5. Зависимости пороговой чувствительности $\Omega_{\text{порог}}^{\pm}$ ВОГ от полной выходной мощности СВИ $P_{\text{tots}}^{\pm}$ с учетом только дробового шума. 1 – режим с продольной накачкой, 2 – режим со встречной накачкой.

$$i_{pp}^2 = \left(\frac{eq\lambda_s}{2hc} P_{\text{тотс}}^{\pm} \Delta\varphi_{pp} (\Delta\lambda^{\pm}) \right)^2. \quad (23)$$

Изменения фазы Саньяка $\Delta\varphi_{pp}$ с учетом эффекта обратного рэлеевского рассеяния можно выразить следующей формулой [29–31]:

$$\Delta\varphi_{pp} = \frac{\beta_R}{4} \sqrt{\frac{\alpha_0 \lambda^2}{n \sqrt{\pi \Delta\lambda}}}, \quad (24)$$

где α_0 – потери рэлеевского рассеяния в оптическом волокне, $\Delta\lambda$ – ширина спектра источника света, β_R – доля светового рэлеевского рассеяния, распространяющаяся в обратном направлении [30] и определяемая как

$$\beta_R = \frac{n_1^2 - n_2^2}{4n_1^2}. \quad (25)$$

Оценка мощности шумового сигнала, вызванного двулучепреломлением, была проведена по формуле, из которой следует, что мощность шума напрямую зависит от полной выходной мощности СВИ и от сдвига фазы Саньяка с учетом двулучепреломления в зависимости от ширины оптической линии СВИ

$$i_{\text{дп}}^2 = \left(\frac{eq\lambda_s}{2hc} P_{\text{тотс}}^{\pm} \Delta\varphi_{\text{дп}} (\Delta\lambda^{\pm}) \right)^2. \quad (26)$$

При этом вклад поляризационных шумов можно оценить, используя следующую формулу:

$$\Delta\varphi_{\text{дп}} = \left(\frac{\Delta\lambda}{H\lambda L_B} \right)^2, \quad (27)$$

где H – “Н” параметр волокна, L_B – длина биений одномодового волокна с сохранением поляризации [1, 32].

Таким образом, с учетом влияния всех основных источников шума выражение (17) для пороговой чувствительности ВОГ преобразуется в следующее уравнение при учете, что отношение с/ш = 1, и подставляя вместо $\Delta\varphi_c$ ее значение через угловую скорость вращения $\Omega_{\text{порог}}^{\pm}$:

$$\Omega_{\text{порог}}^{\pm} = \frac{hc^2}{2\pi eq R I P_{\text{тотс}}^{\pm}} \sqrt{i_{\text{др}}^2 + i_{\text{к}}^2 + i_{\text{pp}}^2 + i_{\text{дп}}^2} M. \quad (28)$$

Результаты вычислений пороговой чувствительности ВОГ по уравнению (28), с учетом всех источников шумов, показаны на рис. 6 и 7. Для их построения пороговая чувствительность ВОГ была рассчитана с учетом входной мощности СВИ от 2,5 до 15 мВт.

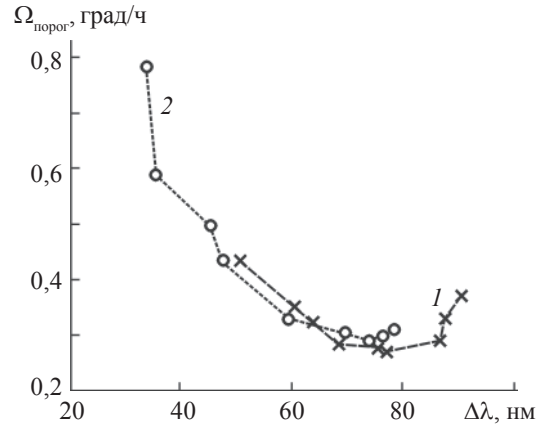


Рис. 6. Зависимости пороговой чувствительности $\Omega_{\text{порог}}^{\pm}$ ВОГ от ширины спектра линии излучения СВИ $\Delta\lambda^{\pm}$ с учетом всех основных источников шума. 1 – режим с продольной накачкой, 2 – режим со встречной накачкой.

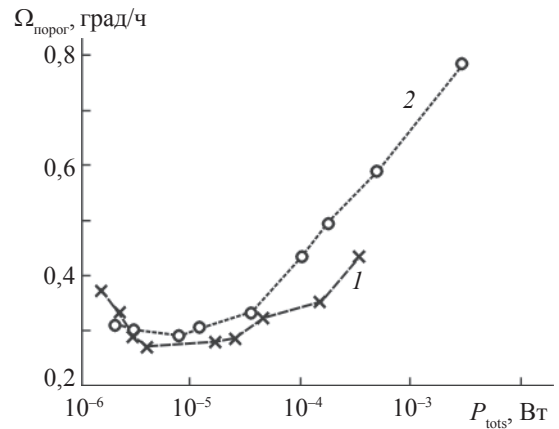


Рис. 7. Зависимости пороговой чувствительности $\Omega_{\text{порог}}^{\pm}$ ВОГ от полной выходной мощности СВИ $P_{\text{тотс}}^{\pm}$ с учетом всех источников шума. 1 – режим с продольной накачкой, 2 – режим со встречной накачкой.

Надо отметить, что существует достаточно большое количество работ, где утверждается, что для улучшения пороговой чувствительности ВОГ до уровня 0,1–0,001 град/час, необходимо иметь следующие рабочие характеристики источника накачки: выходную мощность более 50 мВт, ширину спектра до 50 нм, и отношение длина волны/температурная стабильность меньше 5 прт/°С [33]. Такой уровень пороговой чувствительности можно достичь, судя по уравнению (16) – без учета всех источников шумов, что и представлено на рис. 5.

Выводы

В ходе проведенной работы были достигнуты следующие результаты.

1. Предложена математическая модель расчета основных характеристик СВИ, таких как оптимальная длина активного световода для получения максимальной выходной мощности, спектральная плотность выходной мощности, оптическая ширина линии излучения и полная оптическая мощность. В предложенной модели учитываются два режима работы СВИ: с продольной и встречной накачкой, для которых и были получены решения скоростных уравнений в аналитическом виде в рамках обоснованных допущений.

2. Установлена зависимость характеристик ВОГ от параметров СВИ. Даны рекомендации по оптимальному выбору параметров схемы ВОГ на основе СВИ, отмечая при этом, что пороговая чувствительность ВОГ с учетом всех основных источников шума уменьшается с ростом мощности накачки СВИ до определенной точки, после которой начинает расти; такая же зависимость наблюдается и от ширины спектра СВИ и от полной выходной мощности СВИ. Таким образом, делается вывод о том, что пороговая чувствительность ВОГ имеет оптимальное значение для определенной мощности на выходе СВИ как для продольного, так и для встречного режимов излучения сигнала.

3. Обоснован выбор режима накачки СВИ для получения предельных точностных характеристик ВОГ. При этом отмечено, что оптимальным режимом работы СВИ в ВОГ является режим с продольным направлением накачки P_{tot}^+ , так как при этом пороговая чувствительность ВОГ меньше, чем при встречном режиме. Данное решение позволяет повысить точностные характеристики ВОГ по сравнению с широко используемым в настоящее время полупроводниковым суперлюминесцентным излучателем. Использование излучателей подобного типа позволяет приблизиться к получению предельной пороговой чувствительности, которая определяется только дробовым шумом.

Эта работа была реализована при поддержке UNAM-PAPIIT 115906, а также CONACYT-J50494. Автор выражает большую признательность за ценные советы в процессе выполнения работы канд. техн. наук Николаеву В.А., сотруднику Санкт-Петербургского государственного университета телекоммуникаций имени проф. М.А. Бонч-Бруевича.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Culshaw B.* The optical fibre Sagnac interferometer: an overview of its principles and applications // *Meas. Sci. Technol.* 2006. V. 17. P. 1–16.
2. *Cerecedo-Nucez H.H., Kuzin E.A.* Breve revisiyn del estado actual del interferymetro de Sagnac formado con fibra yptica de alta birrefringencia // *Rev. Mex. Fns.* 2000. V. 46. № 5. P. 512–517.
3. *Lefevre H.C.* The fiber optic gyroscope. Norwood, MA.: Artech House, 1993. P. 313.
4. *Burns W.K.* Fiber-optic gyroscope // *Laser focus/Electro-optics.* 1984. V. 20. № 2. P. 83–94
5. *Шереметьев А.Г.* Волоконный оптический гироскоп. М.: Радио и связь, 1987. 152 с.
6. *Бутусов М.М., Галкин С.Л., Орбинский С.П., Пал Б.П.* Волоконная оптика и приборостроение / Под общ. ред. Бутусова М.М. Л.: Машиностроение. Ленингр. отделение, 1987. 328 с.
7. *Bennett S.M., Dyott R., Allen D., Brunner J., Kidwell R., Miller R.* Fiber optic rate gyroscope as replacements for mechanical gyros // *American Institute of Aeronautics and Astronautics Published*, 1998. AIAA-98-4401. P. 1–7.
8. *Бусурин В.И., Носов Ю.П.* Волоконно-оптические датчики: Физические основы, вопросы расчета и применения. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
9. *V. Hinüber E.* Inertial measuring systems with fiber optic gyroscopes // *ATZ_6_2002_en.DOC*, 2002. www.imar-navigation.de.
10. *Burns W.K., Moeller R.P., Dandridge A.* Excess noise in fiber gyroscope sources // *IEEE Photonics Technol. Lett.* 1990. V. 2. № 8. P. 606–608.
11. *Burns W.K., Chen C.L., Moeller R.P.* Fiber optic gyroscope with broadband sources // *J. Lightwave Technol.* 1983. LT-1. P. 98–105.
12. *Sandoval-Romero G.E.* Fiber optic gyrocompass superluminescent fiber source // *IEEE A&E systems magazine*. 2005. V. 20. № 7. P. 19–20.
13. *Martin-Lopez S., Gonzalez-Herraez M., Carrasco-Sanz A., Vanholsbeeck F., Coen S., Fernandez H., Solis J., Corredera P., Herranz M.L.* Broadband spectrally flat and high power density light source for fibre sensing purposes // *Meas. Sci. Technol.* 2006. V. 17. P. 1014–1019.
14. *Michal R.J., Lam L.K., Rozelle D.M.* Scale factor stabilization of a broadband fiber source used in fiber optic gyroscopes in radiation environments // *United States Patent* № 6025915; Jun 25, 1998.
15. *Fesler K.A., Kim B.Y., Shaw H.J.* Fiber gyro experiment using fibre laser source // *Electronics Lett.* 1989. V. 25. № 8. P. 534–536.
16. *Wysocki P.F., Digonnet M.J.F., Kim B.Y.* Broad spectrum, wavelength swept, erbium doped fiber laser at 1,55 μm // *Opt. Lett.* 1990. V. 15. № 16. P. 879–881.
17. *Duling I.N., Burns W.K., Goldberg L.* High power superfluorescent fiber source // *Opt. Lett.* 1990. V. 15. № 1. P. 33–35.
18. *Digonnet M.J.F., Liu K., Shaw H.J.* Characterization and optimization of the gain in Nd-doped single mode fibers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1990. V. 26. № 6. P. 1105–1110.
19. *Desurvire E.* Analysis of noise figure spectral distribution in erbium doped fiber amplifiers pumped near 980 and 1480 nm // *Appl. Opt.* 1990. V. 29. № 21. P. 3118–3125.

20. *Barmenkov Y.O., Kir'yanov A.V., Mora Jose, Cruz J.L., Andrés M.V.* Continuous-wave and giant-pulse operations of a single-frequency erbium-doped fiber laser // *IEEE Photonics Technol. Letters*. 2005. V. 17. № 1. P. 28–30.
21. *Digonnet M.* Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers. Marcel Dekker, New York, 1993.
22. *Desurvire E., Simpson J.R.* Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single mode fibers // *IEEE J. of L. Technol.* 1989. V. 7. № 5 P. 835–845.
23. *Morkel P.R., Laming R.I.* Theoretical modeling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption // *Opt. Lett.* 1989. V. 14. № 19. P. 1062–1064.
24. *Digonnet M.J.F., Gaeta C.J.* Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators // *Appl. Opt.* 1985. V. 24. № 3. P. 333–342.
25. *Desurvire E.* Analysis of erbium-doped fiber amplifiers pumped in the $^4I_{15/2}$ – $^4I_{13/2}$ band // *IEEE Photonics Technology Letters*. 1989. V. 1. № 10. P. 293–296.
26. *Bergh R.A., Lefevre H.C., Shaw H.J.* Compensation of the optical Kerr effect in fiber-optic gyroscopes // *Opt. Lett.* 1982. V. 7. № 6. P. 282–284.
27. *Takiguchi K., Hotate K.* Method to reduce the optical Kerr-effect-induced bias in an optical passive ring-resonator gyro // *IEEE Photonics Technology Letters*. 1992. V. 4. № 2. P. 203–206.
28. *Peterman K.* Intensity-dependent nonreciprocal phase shift in fiber-optic gyroscope for lights sources low coherence // *Opt. Lett.* 1982. V. 7. № 12. P. 623–625.
29. *Kintner E.C.* Polarization control in optical-fiber gyroscopes // *Opt. Lett.* 1981. V. 6. № 3. P. 154.
30. *Окоси Т. и др.* Волоконно-оптические датчики. Пер. с япон. / Под ред. Полигнотова С.С. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1990. 256 с.
31. *Сандоваль Ромеро Г.Э.* Исследование и разработка суперлюминесцентного волоконного излучателя в качестве источника накачки для волоконно-оптического гироскопа фазового типа // Автореф. канд. дис. СПб.: СПбГУТ, 2001. 17 с.
32. *Agrawal G.P.* Nonlinear fiber optics. N.Y.: Academic press, Inc. 1989. Перевод: Черников С В. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
33. *Lawrence A.* Modern Inertial Technology: navigation, guidance and control. 2nd ed. N.Y. Springer-Verlag Inc., 1998. P. 278.