

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 535.3, 535-15, 535.417

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧИРПИРОВАННОЙ ВОЛОКОННОЙ
БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ В СТАНДАРТНОМ МНОГОМОДОВОМ
СТУПЕНЧАТОМ СВЕТОВОДЕ ПРИ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ
ВОЗБУЖДЕНИИ¹**

**©2026 г. А.А. Маркварт*, Л.Д. Завалишина, Л.Б. Лиокумович,
Н.А. Ушаков**

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*

**E-mail: aleksandr-markvart@yandex.ru*

Поступила в редакцию 20.04.2026

После доработки 11.05.2026

Принята к публикации 18.06.2026

Рассмотрена чирпированная волоконная решетка Брэгга, однородная в поперечном сечении, записанная в стандартное многомодовое ступенчатое оптоволокно с диаметром сердцевины 50 мкм и числовой апертурой 0.22. Цель – поиск таких экспериментально реализуемых параметров решетки, при которых на практике можно сформировать единый резонансный отклик при условии возбуждения всех осесимметричных LP-мод. Такие параметры были найдены при помощи численного расчета. Для неэкстремальных параметров записи уровень отражения единого резонансного отклика составляет порядка нескольких процентов, для крайних значений стандартной ультрафиолетовой записи через фазовую маску – до 50%, а при записи сверхдлинной решетки – более 90%.

Ключевые слова: волоконная брэгговская решетка, многомодовое ступенчатое волокно, чирпированная решетка, осесимметричные моды.

1. ВВЕДЕНИЕ

Датчики на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) привлекательны для широкого спектра применений благодаря таким преимуществам, как малый вес, компактность, электромагнитная совместимость, электро- и взрывобезопасность, биосовместимость, пригодность для работы в жестких условиях, а также возможность создания сенсорных сетей [1, 2]. Как правило, брэгговские решетки записываются в одномодовые волокна. Такие

¹ Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2026”, Россия, Пермь, 26–28 мая 2026 г.

решетки получили широкое распространение благодаря отработанным методам изготовления, простоте алгоритмов обработки сигналов и широким возможностям для мультиплексирования, однако в ряде отдельных применений перспективным является использование брэгговских решеток, записанных в многомодовое волокно (МВБР) [3]. Так, на основе одной решетки можно реализовать многопараметрические измерения за счет наличия дополнительных степеней свободы в многомодовом волокне [4]. Многомодовое волокно хорошо сопрягается с недорогими источниками излучения – обычными светодиодами – в отличие от одномодового волокна, для которого требуется лазер или суперлюминесцентный диод. Это позволяет делать низкобюджетные сенсорные системы на основе МВБР [5]. Полимерные многомодовые волокна являются основой для датчиков с улучшенной чувствительностью к растяжению [6], а сапфировые и беспримесные кварцевые многомодовые волокна – для высокотемпературных датчиков [7]. Кроме того, на основе МВБР можно реализовывать преобразователи модового состава, полезные при построении лазеров и линий связи [8]. Однако спектр отражения МВБР имеет достаточно сложный характер. Каждая распространяющаяся мода вносит свой резонансный вклад при взаимодействии с самой собой и при перекрестном взаимодействии с другими модами [3]. Кроме того, в существенно многомодовых и в чирпированных решетках эти резонансы начинают пересекаться, и в спектре отражения появляются интерференционные составляющие [9-11]. Как правило, эти составляющие считаются паразитными, и с ними борются разными методами [11]. Исследование МВБР и последующее управление спектрами отражения в однородных и неоднородных МВБР являются актуальными задачами при проектировании новых компонент многомодовых волоконно-оптических систем с использованием МВБР. При этом однородные многомодовые решетки исследуются уже достаточно давно [12], но они до сих пор не теряют свою актуальность [13]. В то же время, исследований, посвященных чирпированным МВБР, не так много, и в основном они сосредоточены на двухмодовых решетках [9, 10] и решетках в многомодовых полимерных оптических волокнах [14], в то время как аналогичные решетки в самых распространенных стандартных кварцевых многомодовых волокнах, насколько известно авторам данной работы, до сих пор не рассматривались. Кроме того, большинство известных работ в области чирпированных МВБР носит экспериментальный характер и не содержит предварительных расчетов. Однако, поскольку спектр отражения МВБР довольно сложен, важно сопоставлять результаты расчета с экспериментом.

Работа направлена на дальнейшее развитие исследований многомодовых МВБР. В данной работе при помощи численного расчета по известным теоретическим соотношениям рассмотрена чирпированная волоконная решетка Брэгга, однородная в поперечном сечении, записанная в стандартное кварцевое многомодовое ступенчатое оптоволокно. Изучены характерные особенности спектра отражения такой решетки при осесимметричном режиме возбуждения. Такой режим возбуждения обычно возникает при осесимметричной сварке многомодового волокна с подводящим одномодовым волокном или при осесимметричной засветке гауссовым пучком. В работе продемонстрированы эффекты насыщения, уширения и интерференции резонансов Брэгга. Отдельное внимание уделено созданию единого резонансного пика в спектре отражения МВБР с высоким коэффициентом отражения, что может быть полезно при создании датчиков на основе МВБР с упрощенными алгоритмами обработки спектра и высоким уровнем сигнал-шум.

2. ИСХОДНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА МНОГОМОДОВЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

Распределение показателя преломления волоконной брэгговской решетки, записанной в сердцевину оптического волокна, имеет вид

$$n(r, \varphi, z) = n_0(r, \varphi) + \delta n(r, \varphi, z), \quad (1)$$

где $n_0(r, \varphi)$ – профиль показателя преломления сердцевины оптического волокна, $\delta n(r, \varphi, z)$ – периодическое изменение показателя преломления решетки вдоль волокна (вдоль оси z), которое в общем случае неоднородных вдоль оси волокна решеток имеет вид

$$\delta n(r, \varphi, z) = \overline{\delta n(r, \varphi)} g(z) \left\{ 1 + v \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda_0} z + \phi(z) \right) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\overline{\delta n(r, \varphi)}$ – среднее значение модуляции показателя преломления решетки (без аподизации), его зависимость от координат r и φ отражает возможную неоднородность решетки в поперечном сечении сердцевины волокна, $g(z)$ – функция аподизации, v – контраст решетки, Λ_0 – ее период, $\phi(z)$ – дополнительная фаза, описывающая чирп решетки. Произведение $v \overline{\delta n(r, \varphi)}$ фактически является амплитудой модуляции решетки (без учета аподизации). На практике чирп вводится линейным законом изменения локального периода решетки, который для решетки, центрованной относительно начала координат $z = 0$, имеет вид

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + Cz, \quad (3)$$

где C – параметр чирпа. Для линейного чирпа выражение для фазы имеет вид

$$\phi(z) = \frac{2\pi}{C} \ln \left(1 + \frac{C}{\Lambda_0} z \right) - \frac{2\pi}{\Lambda_0} z. \quad (4)$$

В приближении слабонаправляющего волокна суммарное электрическое поле можно представить через суперпозицию линейно поляризованных LP_{lp} -мод, при этом z -компонентами полей мод можно пренебречь. Для случая МВБР в двухмодовом волокне тангенциальную компоненту вектора суммарного электрического поля $\mathbf{E}_t$ можно представить как суперпозицию двух прямых (падающих) и двух обратных (отраженных) мод:

$$\mathbf{E}_t(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^N e^{-i\omega t} \left[A_i(z) e^{i\beta_i z} + B_i(z) e^{-i\beta_i z} \right] \mathbf{e}_{it}(x, y), \quad (5)$$

где $\mathbf{e}_{it}(r, \phi)$ – поперечное распределение тангенциальной компоненты вектора электрического поля i -й моды, β_i – ее постоянная распространения, $A_i(z)$ – амплитуда прямой i -й моды, $B_i(z)$ – амплитуда обратной i -й моды, ω – циклическая частота, t – время. Вместо постоянной распространения моды удобно использовать эффективный показатель преломления моды

$$n_{\text{eff},i} = \beta_i / k_0, \quad (6)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны в вакууме. Обычно выбирают такую нормировку полей мод, чтобы мощность, переносимая одной модой, равнялась 1 Вт. В этом случае величина $|A_i|^2$ будет численно равна мощности, переносимой i -й модой. Для LP -мод можно записать соответствующее условие:

$$\iint_{\infty} \mathbf{e}_{kt} \mathbf{e}_{jt}^* dS = \frac{2\omega\mu_0}{\beta_i} \delta_{kj}, \quad (7)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, δ_{ki} – символ Кронекера, $*$ – операция комплексного сопряжения.

В приближении медленно меняющихся амплитуд $A_i(z)$ и $B_i(z)$ с использованием условий фазового синхронизма, таких, что $2\beta_i \approx 2\pi/\Lambda + d\phi/dz$ и $\beta_k + \beta_j \approx 2\pi/\Lambda + d\phi/dz$, можно получить стандартный вид системы уравнений связанных мод для брэгговской решетки [10, 15]:

$$\begin{cases} \frac{dR_i}{dz} = i\hat{\sigma}_i R_i + i \sum_{\mu=1}^N \kappa_{i\mu} S_{\mu}, \\ \frac{dS_i}{dz} = -i\hat{\sigma}_i S_i - i \sum_{\mu=1}^N \kappa_{\mu i}^* R_{\mu}, \end{cases} \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (8)$$

Система (8) записывается для новых переменных R_i и S_i , которые связаны с амплитудами мод A_i и B_i соотношением

$$R_i(z) = A_i(z) e^{-i\delta_i z + i\phi/2}, \quad S_i(z) = B_i(z) e^{i\delta_i z - i\phi/2}, \quad (9)$$

где параметр δ_i называется геометрической расстройкой от резонанса Брэгга для i -й моды,

$$\delta_i = \beta_i - \frac{\pi}{\Lambda_0}. \quad (10)$$

Такая замена переменных обусловлена исключением осцилляций амплитуд, связанных с расстройками δ_i . Остальные коэффициенты системы (8) определяются соотношениями

$$\hat{\sigma}_i = \delta_i + \sigma_{ii} - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}, \quad (11)$$

$$\sigma_{kj} = \frac{\omega \epsilon_0}{2} \iint_{\text{core}} n_0(r, \phi) \overline{\delta n(r, \phi)} g(z) \mathbf{e}_{kt} \mathbf{e}_{jt}^* dS, \quad (12)$$

$$\kappa_{kj} = \frac{v}{2} \sigma_{kj}. \quad (13)$$

Здесь $\hat{\sigma}_i$ – эффективная расстройка, σ_{kj} – постоянная составляющая коэффициента связи k -й и j -й мод, κ_{kj} – переменная составляющая коэффициента связи k -й и j -й мод (если точнее, то амплитуда переменной составляющей коэффициента связи). В эффективной расстройке учтены сдвиг резонанса из-за чирпа и изменения среднего показателя преломления решетки относительно показателя преломления сердцевины невозмущенного волокна. Условие $\hat{\sigma}_i = 0$ соответствует брэгговскому резонансу отражения i -моды саму в себя, а условие $\hat{\sigma}_k + \hat{\sigma}_j = 0$ соответствует перекрестному резонансу отражения k -й моды в j -ю моду.

Систему уравнений (8) можно записать в матричном виде:

$$\begin{cases} \frac{dR}{dz} = i\Delta R + iKS, \\ \frac{dS}{dz} = -i\Delta S - iK^\dagger R, \end{cases} \quad (14)$$

где введены векторы-столбцы R и S ,

$$R = [R_1, R_2, \dots, R_N]^T, \quad S = [S_1, S_2, \dots, S_N]^T. \quad (15)$$

Матрицы Δ и K эффективных расстроек и переменных составляющих коэффициентов связи имеют вид

$$\Delta = \begin{bmatrix} \hat{\sigma}_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \hat{\sigma}_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \hat{\sigma}_N \end{bmatrix}, \quad K = \begin{bmatrix} \kappa_{11} & \kappa_{12} & \dots & \kappa_{1N} \\ \kappa_{21} & \kappa_{22} & \dots & \kappa_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \kappa_{N1} & \kappa_{N2} & \dots & \kappa_{NN} \end{bmatrix}, \quad (16)$$

а матрица $K^\dagger$ – эрмитова сопряженная к матрице K . Задача решения системы (14) является двусторонней краевой задачей. Обычно на входе решетки задаются амплитуды прямых волн $R_{in,i} = R_i(-L/2)$, на выходе решетки задается условие отсутствия отраженных волн $S_{in,i} = S_i(L/2) = 0$.

3. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ СВЯЗИ МОД В ОДНОРОДНОЙ В ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ МВБР В СТУПЕНЧАТОМ МНОГОМОДОВОМ ВОЛОКНЕ

В данной работе рассматривается брэгговская решетка, записанная в ступенчатое волокно, – $n_0(r, \varphi) = n_0$ во всю сердцевину с однородным поперечным распределением, $\overline{\delta n(r, \varphi)} = \overline{\delta n}$. При расчетах коэффициентов связи мод часто вводятся коэффициент сосредоточения моды в сердцевине Γ_i , отражающий долю мощности i -й моды, сосредоточенной в сердцевине, и коэффициент перекрытия полей k -й моды и j -й моды η_{kj} , называемый интегралом перекрытия:

$$\Gamma_i = \frac{\iint_{\text{core}} |\mathbf{e}_{it}|^2 dS}{\iint_{\infty} |\mathbf{e}_{it}|^2 dS}, \quad (17)$$

$$\eta_{kj} = \frac{\iint_{\text{core}} \mathbf{e}_{kt} \mathbf{e}_{jt}^* dS}{\sqrt{\iint_{\infty} |\mathbf{e}_{kt}|^2 dS \cdot \iint_{\infty} |\mathbf{e}_{jt}|^2 dS}}. \quad (18)$$

Тогда с учетом формул (12), (13), (7), (6) и того факта, что в приближении слабонаправляющего волокна $n_{\text{eff},i} \approx n_0$, можно записать следующие выражения для коэффициентов связи мод:

$$\sigma_{ii}(z) = \frac{k_0 n_0 g(z) \overline{\delta n} \Gamma_i}{n_{\text{eff},i}} \approx k_0 g(z) \overline{\delta n} \Gamma_i, \quad (19)$$

$$\sigma_{kj}(z) = \frac{k_0 n_0 \overline{\delta n(z)} \eta_{kj}}{\sqrt{n_{\text{eff},k} n_{\text{eff},j}}} \approx k_0 g(z) \overline{\delta n} \eta_{kj} \quad (k \neq j), \quad (20)$$

$$\kappa_{kj} = \frac{v}{2} \sigma_{kj}. \quad (21)$$

Распределения электрических полей LP_{0p}-мод в ступенчатом световоде, поляризованных вдоль оси x, описываются функциями Бесселя:

$$\begin{cases} \mathbf{e}_{it} = AJ_0\left(\frac{U_i}{a}r\right)\mathbf{x}, & r \leq a, \\ \mathbf{e}_{it} = A\frac{J_0(U_i)}{K_0(W_i)}K_0\left(\frac{W_i}{a}r\right)\mathbf{x}, & r > a. \end{cases} \quad (22)$$

Коэффициент A зависит от используемой нормировки, a – радиус сердцевины, i – номер LP_{0p}-моды, $\mathbf{x}$ – единичный вектор, J_0 – функция Бесселя первого рода 0-го порядка, K_0 – модифицированная функция Бесселя второго рода 0-го порядка, U_i – поперечное волновое число в сердцевине, W_i – коэффициент затухания в оболочке. Последние две величины являются корнями характеристического уравнения

$$U \frac{J_1(U)}{J_0(U)} = W \frac{K_1(W)}{K_0(W)} \quad (23)$$

(J_1 и K_1 – функции 1-го порядка), они связаны с эффективным показателем преломления моды и параметрами волокна следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} U_i &= ak_o \sqrt{n_0^2 - n_{\text{eff},i}^2}, \\ W_i &= \sqrt{V^2 - U_i^2}, \\ V &= \sqrt{ak_o \text{NA}}, \end{aligned} \quad (24)$$

где V – нормированная частота волокна, NA – числовая апертура.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА МНОГОМОДОВОЙ ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ

Рассматриваемое в данной работе коммерчески доступное маломодовое волокно Thorlabs FG050LGA, согласно спецификации [16], имеет следующие параметры: диаметр сердцевины 50 мкм, диаметр оболочки 125 мкм, числовая апертура 0.22, материал сердцевины – кварц, материал оболочки – фторированный кварц, рабочий диапазон длин волн от 400 нм до 2400 нм. Для исследования был выбран диапазон длин волн от 1500 нм до 1600 нм. В этом диапазоне рассматриваемое оптоволокно имеет семь осесимметричных LP_{0p}-мод. При помощи приведенных теоретических соотношений на центральной длине волны 1550 нм были рассчитаны эффективные показатели преломления мод, коэффициенты сосредоточения мод в сердцевине (в процентах) и интегралы перекрытия мод (в процентах):

$$\{n_{eff,i}\}_{i=1}^7 = [1.4432 \ 1.4397 \ 1.4335 \ 1.4245 \ 1.4126 \ 1.3980 \ 1.3808]^T, \quad (26)$$

$$\{\Gamma_i\}_{i=1}^7 = [99.95 \ 99.75 \ 99.35 \ 98.71 \ 97.71 \ 96.03 \ 92.31]^T \%, \quad (27)$$

$$\{n_{kj}\}_{k=1, j=1}^{7,7} = \begin{pmatrix} 99.95 & 0.11 & -0.17 & 0.25 & -0.33 & 0.42 & -0.55 \\ 0.11 & 99.75 & 0.40 & -0.57 & 0.76 & -0.98 & 1.29 \\ -0.17 & 0.40 & 99.35 & 0.91 & -1.21 & 1.58 & -2.08 \\ 0.25 & -0.57 & 0.91 & 98.71 & 1.71 & -2.23 & 2.97 \\ -0.33 & 0.76 & -1.21 & 1.71 & 97.71 & 3.00 & -4.03 \\ 0.42 & -0.98 & 1.58 & -2.23 & 3.00 & 96.03 & 5.42 \\ -0.55 & 1.29 & -2.08 & 2.97 & -4.03 & 5.42 & 92.31 \end{pmatrix} \%. \quad (28)$$

Все моды оказались достаточно хорошо сосредоточены в сердцевине волокна, при увеличении номера моды коэффициент сосредоточения плавно снижается с 99% до 92%. Чем меньше номер моды и чем больше ее сосредоточенность в сердцевине, тем меньше она связана с остальными модами. Для первых мод связь составляет менее процента, в то время как для последних мод она становится довольно заметной и достигает 5%, что проявится в более заметной интерференционной составляющей в спектре отражения chirпированной МВБР.

Для наблюдения резонансов в спектре брэгговской решетки был выбран опорный период $\Lambda_0 = 549$ нм. Контраст решетки был задан единичным, $v = 1$. Функция аподизации задавалась функцией Гаусса с параметром $G = 1/\sqrt{2}$ согласно выражению

$$g(z) = \exp\left[-\left(\frac{2z}{GL}\right)^2\right]. \quad (29)$$

Похожая аподизация обычно естественным образом возникает при ультрафиолетовой записи через фазовую маску. Далее в расчетах варьировались такие параметры решетки, как длина решетки L , параметр chirпа C и амплитуда модуляции решетки $v \overline{\delta n} = \overline{\delta n}$. Эти параметры выбирались в следующих диапазонах, обусловленных техническими возможностями записи брэгговских решеток в оптоволокно: длина от 1 мм до 15 см [17] (определяется длиной фазовой маски при классической записи ультрафиолетовым лазером), параметр chirпа от 0 до 30 нм/см, амплитуда модуляции от 10^{-5} до 5×10^{-4} для классической записи ультрафиолетовым лазером в оптоволокно с кварцевой сердцевиной, выдержанное в водороде [18]. Расчет МВБР производился стандартным методом расчета chirпированных брэгговских решеток – методом матриц переноса, который заключается в разбиении решетки на однородные сегменты, для каждого из которых строится матрица передачи $2N \times 2N$, где N –

число мод, после чего эти матрицы перемножаются [15, 19, 20]. Во всех расчетах рассматривался случай равномерного осесимметричного возбуждения всех семи LP_{op} -мод: $|R_{in,i}|^2 = 1/7$ Вт, при этом суммарная мощность равна 1 Вт.

Сначала было проведено моделирование, которое продемонстрировало, какие характерные спектры отражения для однородных и чирпированных МВБР можно пронаблюдать при записи решеток в выбранное многомодовое волокно при не самых экстремальных параметрах записи. Так, для амплитуды модуляции $\overline{\delta n}$ было выбрано типичное значение в 10^{-4} .

На рис. 1а, б приведены спектры отраженного света для однородных решеток длинами 1 мм и 3 см, соответственно. На графиках отчетливо видны семь наиболее сильных резонансов, которые соответствуют отражению мод самих в себя (для LP_{01} - - LP_{07} -мод справа налево). Остальные резонансы соответствуют перекрестной связи мод. Для решетки в 1 мм резонансы далеки от насыщения, поэтому они довольно слабые и заметно уширенные. При длине в 3 см достигается насыщение сильных резонансов почти до соответствующего уровня в 1/7 Вт, а также их сужение (что является типичным поведением резонанса и одномодовой ВБР). Также при такой длине можно отчетливо наблюдать перекрестные резонансы. Как обсуждалось выше, более сильные резонансы соответствуют парам мод с большими номерами.

На рис. 1в, г приведены спектры отраженного света для чирпированных решеток с длинами 1 мм и 2 мм, соответственно. Параметр чирпа выбран так, чтобы резонансы немного уширились и начали пересекаться с соседними. На графиках в местах пересечения резонансов можно отчетливо наблюдать характерные интерференционные осцилляции, которые, опять же, проявляются сильнее для резонансов мод с большими номерами. При этом при увеличении длины решетки с 1 мм до 2 мм частота этих осцилляций также увеличивается вдвое.

На рис. 1д, е приведены спектры отраженного света для чирпированных решеток длиной 2 мм с параметрами, большими параметрами чирпа, 50 нм/см и 100 нм/см, соответственно. Видно, что при увеличении чирпа резонансы начинают еще сильнее перекрываться, и для случая на рис. 1е их перекрытие формирует монотонный суммарный резонансный отклик. (Такие параметры чирпа на практике реализовать сложно, но такое уширение можно получить, взяв большую длину решетки и меньший параметр чирпа, здесь

же выбрана малая длина решетки, чтобы также на графиках отчетливо видеть и интерференционные осцилляции.)

Рис. 1. Зависимости мощности отраженного от МВБР света P от длины волны λ для шести вариантов решетки, а) – е). Уровни мощности падающих мод $|R_{in,i}|^2 = 1/7$ Вт. Параметры чирпа C , длины L и амплитуды модуляции $\overline{\delta n}$ решеток указаны над графиками. На рис. е дополнительно пунктирными кривыми нанесены зависимости отраженной мощности P для каждой из семи LP_{0p} мод в отдельности (кривые для LP_{01} - LP_{07} мод расположены справа налево)

На следующем шаге моделирования в рамках данной статьи параметры решетки целенаправленно подбирались таким образом, чтобы сформировать единый пик в спектре отражения МВБР и максимально поднять уровень отраженной мощности. Результаты расчетов представлены на рис. 2. Параметр чирпа здесь выбирался таким образом, чтобы сохранить одинаковое уширение, которое примерно соответствует границе формирования единого суммарного резонанса отражения. При типичных параметрах решетки $L = 1.5$ см, $\overline{\delta n} = 10^{-4}$ максимальная отраженная мощность составила 0.3% от падающей (рис. 2а). При увеличении амплитуды модуляции решетки до $\overline{\delta n} = 5 \times 10^{-4}$, что потенциально возможно для волокон с сердцевиной из чистого кварца, можно получить уровень отражения в 8% (рис. 2б). При увеличении длины решетки до 15 см (экстремальная длина для фазовой маски) и типичном $\overline{\delta n} = 10^{-4}$ уровень отраженной мощности достигает 3% (рис. 2в). При увеличении амплитуды модуляции решетки до $\overline{\delta n} = 5 \times 10^{-4}$ этот уровень составляет почти 50% (рис. 2г). При дальнейшем увеличении длины до 30 см (рис. 2д) уровень отраженной мощности достигает примерно 66%, дальнейшему повышению препятствует тот факт, что при выбранных параметрах чирпа не все резонансы пересекаются друг с другом (как отражено на рис. 1е — при почти таком же уширении).

Рис. 2. Зависимости мощности отраженного от МВБР света P от длины волны λ для пяти вариантов решетки, а) – д). Уровни мощности падающих мод $|R_{in,i}|^2 = 1/7$ Вт. Параметры чирпа C , длины L и амплитуды модуляции $\overline{\delta n}$ решеток указаны над графиками

Для того чтобы продемонстрировать возможность получения еще большего уровня отражения, были выбраны следующие довольно экстремальные, но технически реализуемые параметры решетки: $L = 1.5$ см, $\overline{\delta n} = 5 \times 10^{-4}$, $C = 1$ нм/см. Получить на практике длину в 1 м возможно при ультрафиолетовой записи с протяжкой волокна при записи [21]. Результаты расчета приведены на рис. 3. Видно, что индивидуальные резонансы мод имеют общий

участок пересечения. В этом случае уровень суммарной отраженной мощности составляет более 90%. Очевидно, что при дальнейшем увеличении параметра чирпа и длины решетки теоретически можно получить уровень, почти равный 95-98%, ограниченный только интерференционными осцилляциями.

Рис. 3. Зависимости мощности отраженного от МВБР света P от длины волны λ для экстремального варианта решетки. Уровни мощности падающих мод $|R_{in,i}|^2 = 1/7$ Вт. Параметр чирпа C , длина L и амплитуда модуляции $\overline{\delta n}$ решетки указаны над графиком. На рисунке дополнительно пунктирными кривыми нанесены зависимости отраженной мощности P для каждой из семи LP_{0p} мод в отдельности (кривые для LP_{01} - LP_{07} мод расположены справа налево)

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена чирпированная волоконная решетка Брэгга, однородная в поперечном сечении, записанная в стандартное многомодовое ступенчатое оптоволокно с диаметром сердцевины 50 мкм и числовой апертурой 0.22 при осесимметричном режиме возбуждения. Показано, что при типичных параметрах записи можно получить эффекты насыщения резонансов в однородной вдоль волокна решетке, уширения, интерференции резонансов Брэгга и формирование единого резонансного отклика в чирпированной решетке. При этом для неэкстремальных параметров записи уровень отражения единого резонансного отклика составляет порядка нескольких процентов, для крайних значений стандартной ультрафиолетовой записи через фазовую маску – до 50%, а при записи сверхдлинной решетки через фазовую маску с протяжкой волокна – более 90%. Для сравнения, в работе [14] уровень отражения решетки в многомодовом полимерном волокне составляет порядка 7% (16 лБ). На практике при стремлении создать единый резонанс отражения стоит выбрать длину решетки и параметр чирпа с запасом в уширении спектра на 5-10%, чтобы скомпенсировать возможные погрешности при записи решетки. Результаты работы, а именно, найденные параметры решетки, будут использованы для экспериментальной реализации решетки Брэгга с единым резонансным откликом при условии возбуждения всех осесимметричных мод.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-79-00365.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы декларируют отсутствие конфликта интересов.

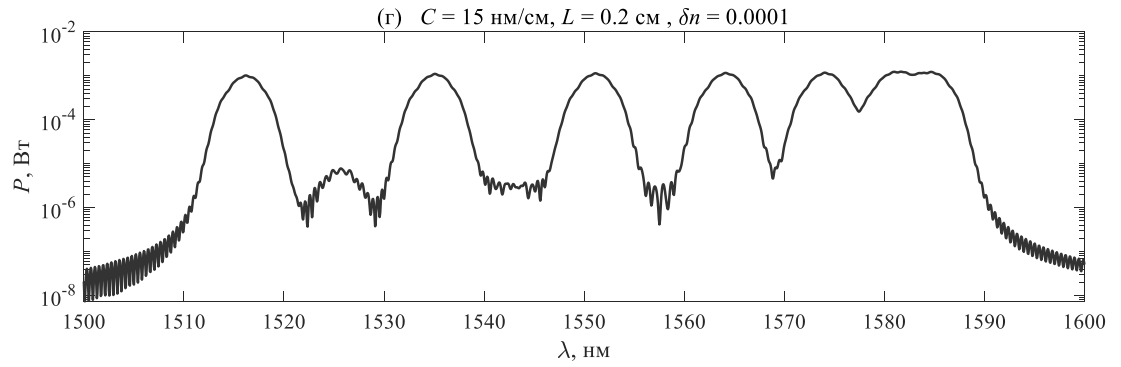
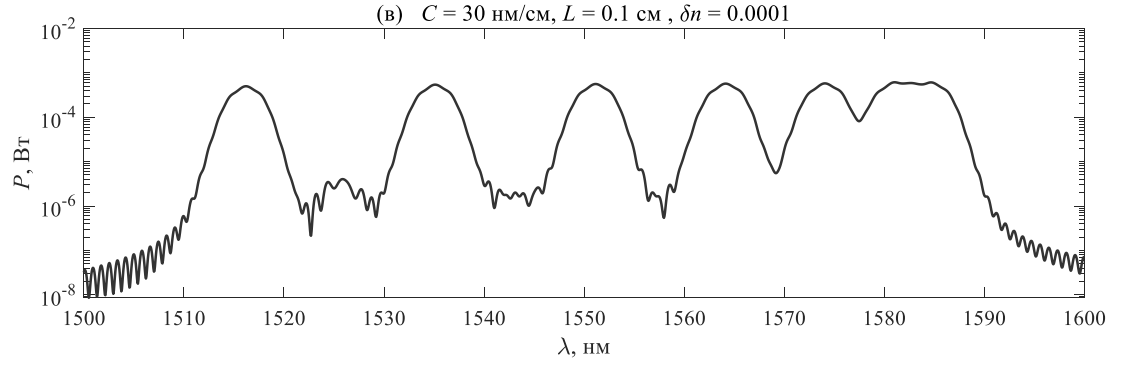
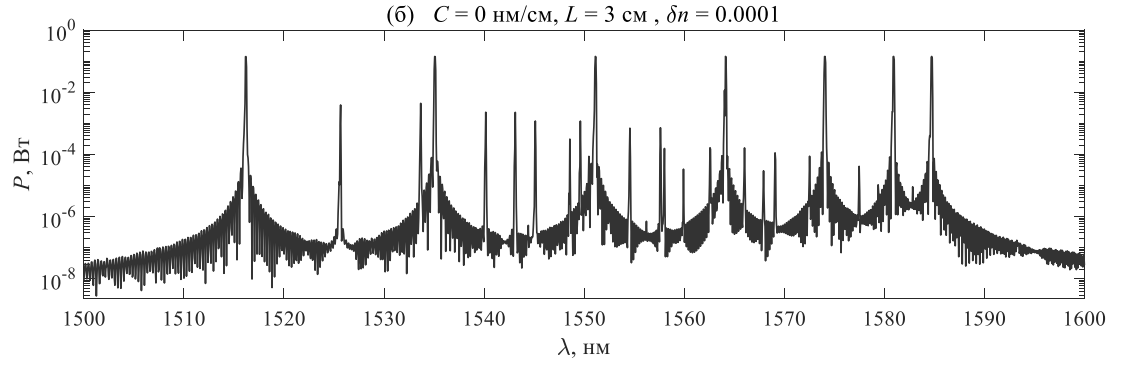
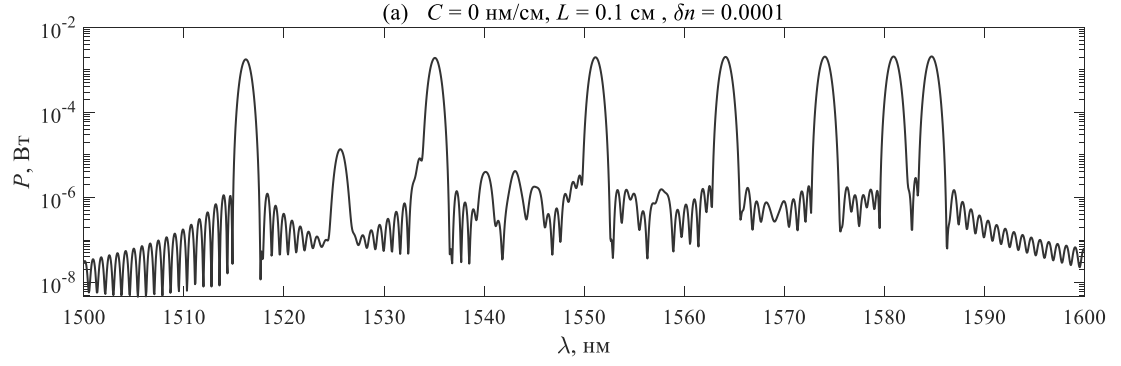
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alhussein A.N., Qaid M.R., Agliullin T., Valeev B., Morozov O., Sakhabutdinov A.* Sensors. 2025. V. 25. № 7. P. 2289. <https://doi.org/10.3390/s25072289>.
2. *Бутов О.В., Томышев К.А., Нечепуренко И.А., Дорофеев А.В., Никитов С.А.* Успехи физических наук. 2022. Т. 192. № 12. С. 1385. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039070>.
3. *Lu C., Cui Y.* Journal of Lightwave Technology. 2006. V. 24. № 1. P. 598–604. <https://doi.org/10.1109/JLT.2005.859841>.
4. *Xu J., Liu T., Dai X., Su Y., Shi J., Zheng Y., Zhang P.* Optics & Laser Technology. 2024. V. 179. P. 111293. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2024.111293>.
5. *Markvart A.A.* Journal of Lightwave Technology. 2020. V. 38. № 1. P. 282. <https://doi.org/10.1109/JLT.2020.3024713>.
6. *Pospori A., Ioannou A., Chapalo I., Mégret P., Kalli K.* IEEE Sensors Reviews. 2026. V. 3. P. 285. <https://doi.org/10.1109/SR.2026.3651714>.
7. *Guo Q., Jia Z., Pan X., Liu S., Tian Z., Zheng Z., Chen C.* Crystals. 2021. V. 11. P. 946. <https://doi.org/10.3390/cryst11080946>.
8. *Каблуков С.И., Злобина Е.А., Скворцов М.И., Немов И.Н., Вольф А.А., Достовалов А.В., Бабин С.А.* Квантовая электроника. 2016. Т. 46. № 12. С. 1106. <https://doi.org/10.1070/QEL16216>.
9. *Poozesh R., Madanipour K., Vatani V.* Optical Fiber Technology. 2016. V. 31. P. 134. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2016.07.004>.
10. *Lim K.S., Islam M.R., Lee Y.S., Yang H.Z., Ahmad H.* IEEE Journal of Quantum Electronics. 2016. V. 52. № 6. P. 1. <https://doi.org/10.1109/JQE.2016.2564679>.
11. *Chapalo I., Ioannou A., Sarakatsianos V., Kalli K., Pissadakis S.* Journal of Lightwave Technology. 2025. V. 44. № 5. P. 1881. <https://doi.org/10.1109/JLT.2025.3644163>.
12. *Mizunami T., Djambova T.V., Niiho T., Gupta S.* Journal of Lightwave Technology. 2000. V. 18. № 2. P. 230–235. <https://doi.org/10.1109/50.822797>.
13. *Бурдин А.В., Василец А.А., Бурдин В.А., Морозов О.Г., Кузнецов А.А., Нуреев И.И., Севрук Н.Л.* Инфокоммуникационные технологии. 2016. Т. 14. № 2. С. 129.
14. *Marques C.A.F., Antunes P., Mergo P., Webb D.J., Andre P.* IEEE Photonics Technology Letters. 2017. V. 29. № 6. P. 500. <https://doi.org/10.1109/LPT.2017.2662219>.
15. *Erdogan T.* Journal of Lightwave Technology. 1997. V. 15. № 8. P. 1277–1294. <https://doi.org/10.1109/50.618322>.
16. Thorlabs. Multimode fiber FG025LJA. <https://www.thorlabs.com/item/FG050LGA> (дата обращения: 31.03.2026).

17. O-Eland. Phase mask.
https://oeland.com/FiberGratingProducts/phasemask_others/Phasemask.php (дата обращения: 30.03.2026).
18. *Albert J., Fokine M., Margulis W.* Optics Letters. 2002. V. 27. № 10. P. 809.
<https://doi.org/10.1364/OL.27.000809>.
19. *Аглиуллин Т.А., Анфиногентов В.И., Булат И.В., Садыкова А.И., Сахабутдинов А.Ж.* Электроника, фотоника и киберфизические системы. 2022. Т. 2. № 3. С. 46.
20. *Fazzi L., Klyukin D., Groves R.M.* AIP Conference Proceedings. 2020. V. 2293. № 1. P. 200010. <https://doi.org/10.1063/5.0026525>.
21. *Zhou K.M., Dong L., Lu C., Tam H.Y.* Optics Express. 2011. V. 19. № 13. P. 12664–12672.
<https://doi.org/10.1364/OE.19.012664>.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Зависимости мощности отраженного от МВБР света P от длины волны λ для шести вариантов решетки, а) – е). Уровни мощности падающих мод $|R_{in,i}|^2 = 1/7$ Вт. Параметры чирпа C , длины L и амплитуды модуляции $\overline{\delta n}$ решеток указаны над графиками. На рис. е дополнительно пунктирными кривыми нанесены зависимости отраженной мощности P для каждой из семи LP_{0p} -мод в отдельности (кривые для LP_{01} - – LP_{07} -мод расположены справа налево)
- Рис. 2.** Зависимости мощности отраженного от МВБР света P от длины волны λ для пяти вариантов решетки, а) – д). Уровни мощности падающих мод $|R_{in,i}|^2 = 1/7$ Вт. Параметры чирпа C , длины L и амплитуды модуляции $\overline{\delta n}$ решеток указаны над графиками
- Рис. 3.** Зависимости мощности отраженного от МВБР света P от длины волны λ для экстремального варианта решетки. Уровни мощности падающих мод $|R_{in,i}|^2 = 1/7$ Вт. Параметр чирпа C , длина L и амплитуда модуляции $\overline{\delta n}$ решетки указаны над графиком. На рисунке дополнительно пунктирными кривыми нанесены зависимости отраженной мощности P для каждой из семи LP_{0p} -мод в отдельности (кривые для LP_{01} - – LP_{07} -мод расположены справа налево)



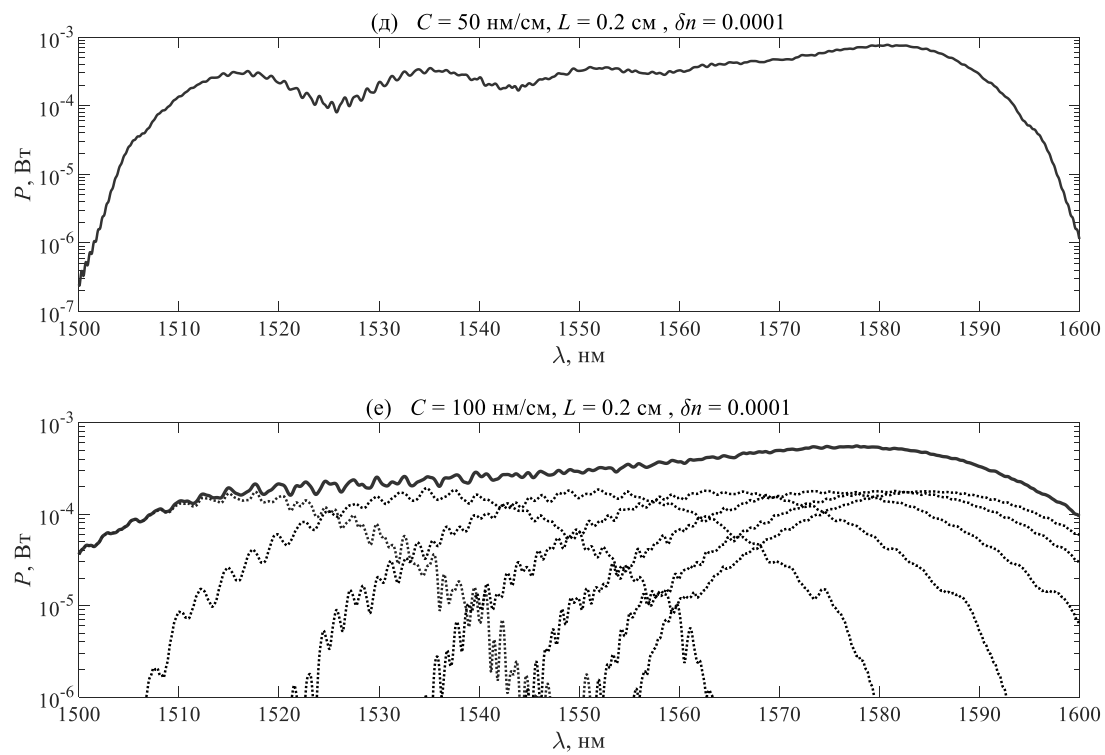
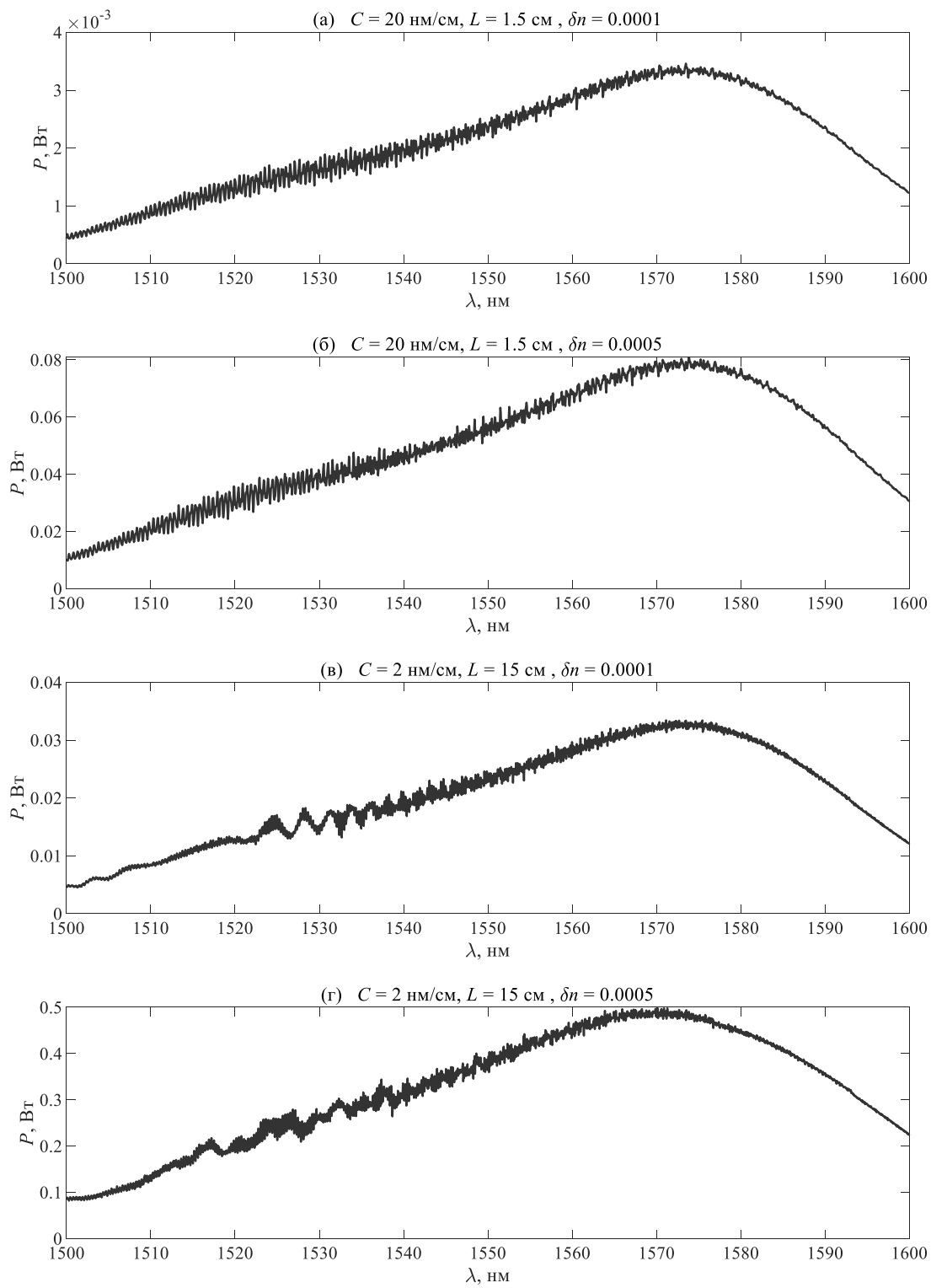


Рис. 1.



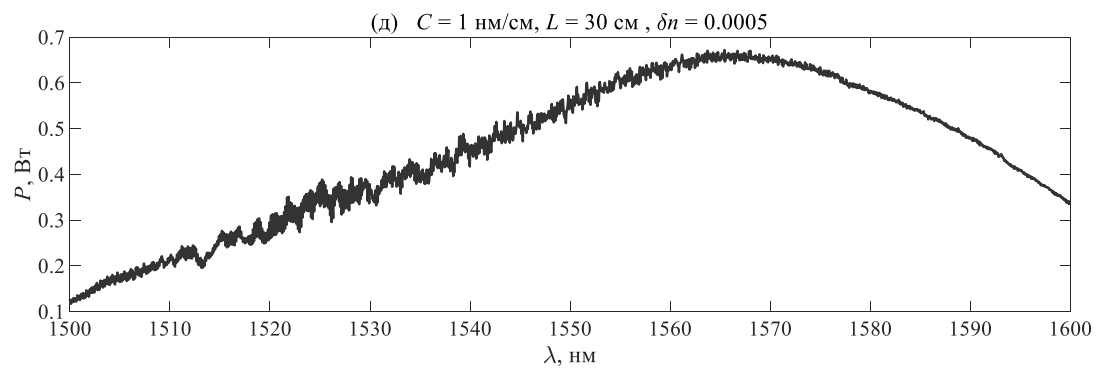


Рис. 2.

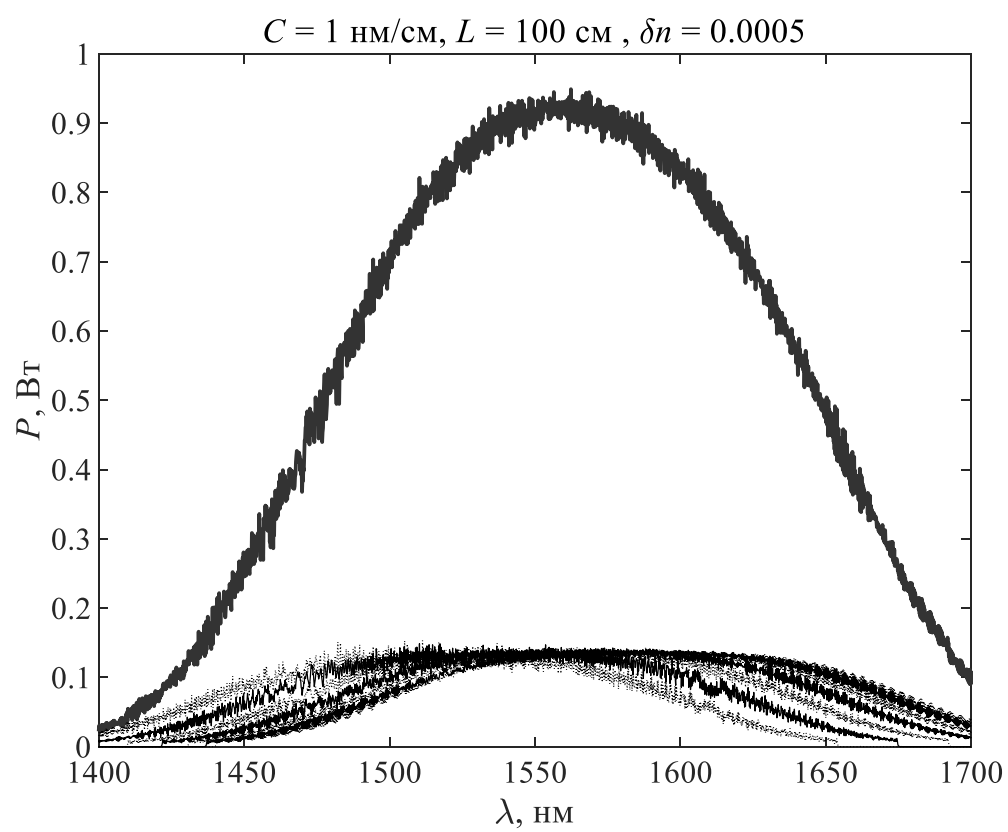


Рис. 3.