

К расчёту частотной полосы брэгговского световода

Д.В.Прокопович

Проведён анализ областей прозрачности брэгговского волновода с кварцевой сердцевиной. Показано, что относительно небольшое уменьшение показателя преломления сердцевины позволяет сузить область прозрачности волновода таким образом, чтобы подавить нежелательную линию в спектре распространяющегося по волноводу излучения, сохраняя минимальные потери основной моды на рабочей длине волны. Рассмотрен пример расчёта частотного фильтра на основе брэгговского световода, в котором основная мода имеет минимум потерь на длине волны 0.925 мкм, но полностью подавляется на близкой длине волны 1.06 мкм. Приведены спектр потерь брэгговского световода и распределение поля основной моды.

Ключевые слова: волоконная оптика, многослойные структуры, брэгговский световод.

1. Введение

Хорошо известно, что многослойная четвертьволновая структура является оптимальной оболочкой брэгговского волновода, обеспечивая максимальную локализацию моды в его сердцевине и минимальные потери на излучение [1, 2]. Этот факт, строго доказанный для планарных волноводов и с большой точностью справедливый для цилиндрических многослойных структур [3–5], широко используется для выбора оптимальных параметров реальных брэгговских световодов [6]. На практике, кроме минимизации потерь на рабочей длине волны, бывает необходимо удовлетворить определенным условиям на других длинах волн (спектральная полоса, дисперсия и т. п.) [7–10]. Несмотря на то что брэгговские световоды со ступенчатым профилем показателя преломления исследовались в большом числе работ [3–15], общий подход к задаче оптимизации их свойств пока отсутствует. Основная трудность – это многопараметрический характер задачи, даже при использовании простейших моделей. В настоящей работе рассматривается конкретный пример расчёта частотного фильтра, обеспечивающего минимум радиационных потерь A на рабочей длине волны λ_0 и подавление моды на близкой длине волны $\lambda_1 > \lambda_0$. Такая задача возникает при конструировании волоконных лазеров на основе брэгговских световодов [16–18].

Как показано в работах [19, 20], если заданы показатели преломления слоёв структуры n_1 и n_2 , показатель преломления сердцевины n_0 и её радиус a , то однозначно определяются толщины соответствующих слоёв l_1 и l_2 , удовлетворяющие условию локального минимума потерь на длине волны λ_0 для заданной моды. При этом на длине волны λ_1 невозможно удовлетворить каким-либо дополнительным условиям, т. к. все параметры волновода уже найдены. В настоящей работе предложен ал-

горитм нахождения параметров брэгговского световода, удовлетворяющего одновременно условию минимизации потерь на рабочей длине волны λ_0 и условию подавления брэгговской моды на длине волны отсечки λ_1

$$A(\lambda_0) = A_{\min}, \quad A(\lambda_1) \rightarrow \infty \quad (1)$$

для произвольных λ_0 и λ_1 . Показано, что для выполнения условий (1) достаточно относительно небольшой вариации показателя преломления сердцевины, которая, в свою очередь, позволяет существенно менять спектр потерь брэгговского световода. Как пример реализации алгоритма приводится расчёт реального брэгговского световода с параметрами, оптимизированными для использования в неодимовом волоконном лазере.

2. Модель брэгговского волновода

Рассмотрим планарный брэгговский волновод, состоящий из однородной сердцевины размером $2a$ с показателем преломления n_0 , окружённой брэгговской оболочкой, а именно бесконечной ступенчатой структурой с периодически меняющимся показателем преломления $n(x) = n(x + A)$. Слои с показателями преломления n_1 и n_2 имеют толщины l_1 и l_2 соответственно, период структуры $A = l_1 + l_2$.

Пусть электромагнитная волна распространяется вдоль оси z волновода. Рассмотрим ТЕ-волну, для которой напряжённость электрического поля имеет только одну компоненту $E_y = E(x, z)$, перпендикулярную плоскости xz (рис.1). Напряжённость электрического поля будем искать в виде бегущей волны $E(x, z) = u(x) \exp(i\beta z)$, тогда из уравнений Максвелла легко получить волновое уравнение для $u(x)$:

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) u = 0, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число вакуума; β – постоянная распространения (продольное волновое число). Обозначим через

Д.В.Прокопович. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: dvpr@4ka.mipt.ru

Поступила в редакцию 25 апреля 2008 г., после доработки – 21 сентября 2008 г.

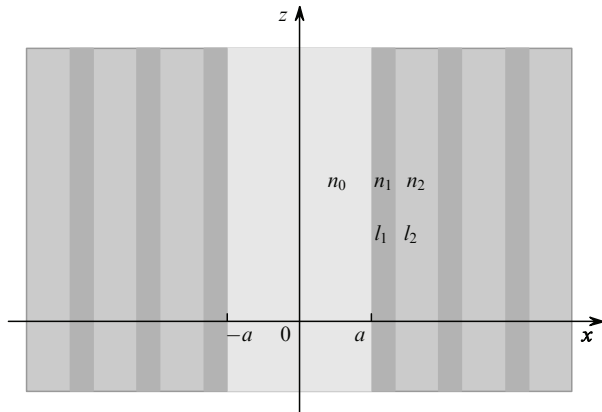


Рис.1. Схематическое изображение брэгговского волновода.

$$q_0 = \sqrt{k^2 n_0^2 - \beta^2}, \quad q_1 = \sqrt{k^2 n_1^2 - \beta^2}, \quad q_2 = \sqrt{k^2 n_2^2 - \beta^2} \quad (3)$$

поперечные постоянные распространения в областях с показателями преломления n_0, n_1 и n_2 соответственно. Решением волнового уравнения (2) в брэгговской оболочке является сумма гармонических функций с некоторыми коэффициентами, подлежащими определению. На первом периоде $a \leq x \leq a + L$ решение уравнения (2) имеет вид

$$u_1(x) = A_1 \cos q_1(x - a) + B_1 \sin q_1(x - a) \quad (4)$$

при $a \leq x \leq a + l_1$,

$$u_1(x) = C_1 \cos q_2(x - a - l_1) + D_1 \sin q_2(x - a - l_1)$$

при $a + l_1 \leq x \leq a + L$,

на втором периоде $a + L \leq x \leq a + 2L$ - вид

$$u_2(x) = A_2 \cos q_1(x - a - L) + B_2 \sin q_1(x - a - L)$$

при $a + L \leq x \leq a + L + l_1$,

$$u_2(x) = C_2 \cos q_2(x - a - L - l_1) \quad (5)$$

$$+ D_2 \sin q_2(x - a - L - l_1)$$

при $a + L + l_1 \leq x \leq a + 2L$

и т. д.

Из условий непрерывности решений u_1, u_2 и их производных на границах раздела $x = a + l_1$ и $x = a + L$ легко найти матрицу перехода

$$\hat{T} = \begin{vmatrix} c_1 c_2 - \frac{q_1}{q_2} s_1 s_2 & s_1 c_2 + \frac{q_1}{q_2} c_1 s_2 \\ -s_1 c_2 - \frac{q_2}{q_1} c_1 s_2 & c_1 c_2 - \frac{q_2}{q_1} s_1 s_2 \end{vmatrix},$$

такую, что

$$\bar{w}_{m+1} = \hat{T} \bar{w}_m. \quad (6)$$

Здесь введены вектор-столбец коэффициентов

$$\bar{w}_m = \begin{vmatrix} A_m \\ B_m \end{vmatrix}, \quad m = 1, 2, \dots$$

и обозначения $c_1 = \cos q_1 l_1, c_2 = \cos q_2 l_2, s_1 = \sin q_1 l_1, s_2 = \sin q_2 l_2$. В периодической структуре матрица \hat{T} не зависит от номера периода m . Поэтому общее решение рекуррентного уравнения (6) можно представить в виде

$$\bar{w}_m = M_1 v_1^{m-1} \bar{w}_1 + M_2 v_2^{m-1} \bar{w}_2. \quad (7)$$

Постоянные $M_{1,2}$ определяются краевыми условиями на границе периодической оболочки. Коэффициенты $v_{1,2}$ – собственные значения матрицы \hat{T} , которые находятся из характеристического уравнения

$$v^2 - 2v(c_1 c_2 - \tau s_1 s_2) + 1 = 0. \quad (8)$$

Выражение для них имеет вид

$$v_{1,2} = c_1 c_2 - \tau s_1 s_2 \pm \sqrt{(c_1 c_2 - \tau s_1 s_2)^2 - 1}, \quad (9)$$

где $\tau = \frac{1}{2}(q_1/q_2 + q_2/q_1)$. Нас будет интересовать только действительное, по модулю меньшее единицы, собственное значение v , которое соответствует затухающему решению $u(x)$. Такое v всегда будет существовать, если дискриминант уравнения (8) положителен:

$$(c_1 c_2 - \tau s_1 s_2)^2 - 1 > 0. \quad (10)$$

Второе решение в силу очевидного соотношения $v_1 v_2 = 1$ соответствует волне с экспоненциально растущей амплитудой, которая не рассматривается по физическим соображениям. Неравенство (10) удобно переписать в фазовых переменных $X = q_1 l_1$ и $Y = q_2 l_2$ [21], соответствующих набегу фазы квазипериодического решения $u(x)$ в каждом слое брэгговской оболочки:

$$\left[\cos X \cos Y - \frac{1}{2} \left(\frac{l_2 X}{l_1 Y} + \frac{l_1 Y}{l_2 X} \right) \sin X \sin Y \right]^2 > 1. \quad (11)$$

Для того чтобы графически отобразить неравенство (11), необходимо зафиксировать толщину слоев l_1 и l_2 . Это можно сделать, если потребовать, чтобы на длине волны λ_0 был локальный минимум потерь для основной, симметричной относительно оси z , ТЕ-моды. Тогда l_1 и l_2 должны удовлетворять четвертьволновому условию [22]

$$l_1 = \frac{\pi(2m_1 + 1)}{2} \left(k_0^2 n_1^2 - k_0^2 n_0^2 + \frac{\pi^2}{a^2} \right)^{-1/2}, \quad (12)$$

$$l_2 = \frac{\pi(2m_2 + 1)}{2} \left(k_0^2 n_2^2 - k_0^2 n_0^2 + \frac{\pi^2}{a^2} \right)^{-1/2},$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0; m_1, m_2 = 0, 1, 2, \dots$

Рисунок 2 иллюстрирует неравенство (11) для толщин, найденных из условия (12). В закрашенных областях строго выполняется неравенство (10), т.е. существуют действительные, как убывающие, так и нарастающие, решения $u(x)$. Такие области в фотонике [2,13], по аналогии с физикой твердого тела, принято называть запрещенными зонами, мы же, в соответствии со спецификой задачи, будем называть их областями прозрачности волновода. В незакрашенных областях существуют только комплексные решения $u(x)$, эти области соответствуют так называемым разрешенным зонам, мы их будем называть областями непрозрачности. Границы областей отвечают чисто периодическим по x решениям $u(x)$. Та-

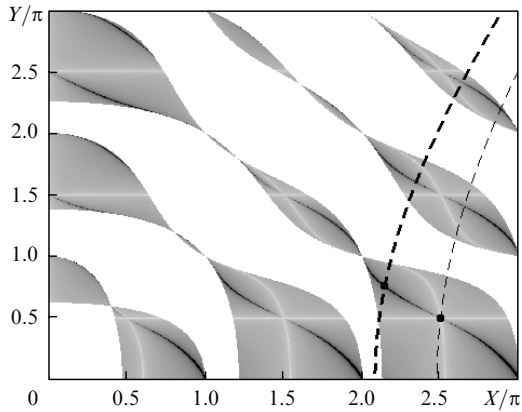


Рис.2. Зоны прозрачности (закрашенные области) и непрозрачности (незакрашенные области) брэгговского волновода с $n_0 = n_2$, оптимизированного для длины волны λ_0 . Тонкая штриховая кривая – расчёт по формуле (13) для λ_0 , жирная штриховая кривая – расчёт по формуле (13) для λ_1 , чёрные сплошные кривые – расчёт по формуле (14).

ким образом, на рис.2 представлены все типы решений $u(x)$ в брэгговской оболочке. Чтобы из всего множества возможных решений в периодической среде выделить те, которые будут являться модами брэгговского волновода, необходимо выполнить дополнительные условия.

Первое условие легко получить, исключив из формул (3) постоянную распространения β :

$$\frac{X^2}{l_1^2} - \frac{Y^2}{l_2^2} = k^2(n_1^2 - n_2^2). \quad (13)$$

Уравнение (13), являющееся другой формой закона Снеллиуса, дает связь между фазовыми переменными X и Y . Эта связь, не зависящая от постоянной распространения β , отображена на рис.2 штриховыми кривыми.

Второе условие получается из гладкого сопряжения решений в сердцевине, $u_0(x) = \cos q_0 x$, и в первом слое брэгговской оболочки (4). Оно имеет вид

$$-\frac{Z}{X} \frac{l_1}{a} \tan Z = \left(v - \cos X \cos Y + \frac{l_2}{l_1} \frac{X}{Y} \sin X \sin Y \right) \times \left(\sin X \cos Y + \frac{l_2}{l_1} \frac{X}{Y} \cos X \sin Y \right)^{-1}, \quad (14)$$

$$Z = q_0 a = \left[\frac{a^2}{n_1^2 - n_2^2} \left(\frac{n_0^2 - n_2^2}{l_1^2} X^2 + \frac{n_1^2 - n_0^2}{l_2^2} Y^2 \right) \right]^{1/2},$$

где v – по модулю меньше единицы собственное значение (9). На рис.2 связь между X и Y , заданная уравнением (14), отображена чёрными сплошными кривыми. Точка пересечения сплошной кривой со штриховой соответствует некоторой моде брэгговского волновода на определённой длине волны.

3. Анализ модели

Изложенный выше способ графического описания модовой структуры планарного брэгговского волновода удобен для решения практических задач синтеза таких структур. В качестве примера используем его для построения брэгговского волновода, в котором основная мода будет иметь наименьшие потери на рабочей длине волны λ_0 , но

будет полностью подавляться на заданной длине волны $\lambda_1 > \lambda_0$.

Пусть выбран размер сердцевинки $2a$, заданы показатели преломления n_0, n_1 и n_2 или, точнее, диапазон их изменения ($n_1, n_2 \leq |n_0 + \Delta n|$). Требуется найти толщины слоев l_1 и l_2 , при которых выполняется условие (1).

Спектр пропускания брэгговского волновода хорошо изучен. Как показано в работах [19, 20], при $a \gg \lambda$ минимум прозрачности определяется в основном толщиной первого слоя и наблюдается на длине волны

$$\lambda_l \approx \frac{2n_2 l_1}{m} \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \quad l = 1, 2, \dots, \quad (15)$$

а максимум – на длине волны

$$\lambda_k \approx \frac{4n_2 l_1}{(2k + 1)} \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (16)$$

Иными словами, необходимо выбрать такую структуру, чтобы условия $\lambda_0 \approx \lambda_k$ и $\lambda_1 \approx \lambda_l$ выполнялись одновременно. Однако не для любых λ_0 и λ_1 это возможно, поскольку, удовлетворив одному из условий (15), (16), невозможно гарантировать выполнение второго условия. Можно сначала удовлетворить условию (16) (т.е. $\lambda_0 \approx \lambda_k$), а затем попытаться увеличить полосу непрозрачности (в шкале длин волн), для того чтобы в неё попала длина волны отсечки λ_1 . Это равносильно уменьшению полосы прозрачности. Согласно [2] ширина полосы прозрачности (в шкале частот)

$$\Delta\omega \sim \omega_k \frac{4}{\pi} \frac{|n_1 - n_2|}{n_1 + n_2}, \quad (17)$$

где $\omega_k = 2\pi c / \lambda_k$. Поскольку вариации частоты $\delta\omega$ и длины волны $\delta\lambda$ связаны соотношением $\delta\omega = -\delta\lambda 2\pi c / \lambda^2$, для уменьшения полосы прозрачности в шкале длин волн согласно (17) необходимо увеличить контраст $|n_1 - n_2|$, что невозможно в силу технологических ограничений.

Мы используем несколько иной алгоритм расширения полосы непрозрачности. Остановимся более подробно на анализе рис.2. Как было показано выше, координаты

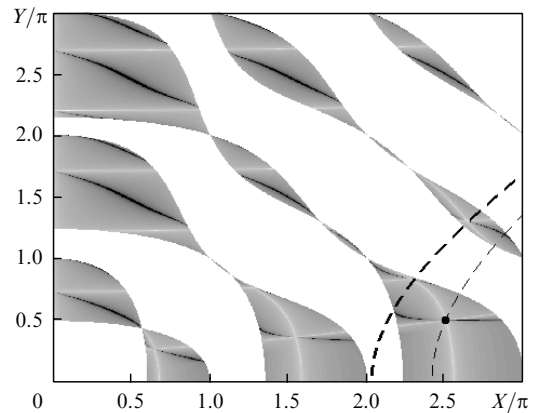


Рис.3. Зоны прозрачности (закрашенные области) и непрозрачности (незакрашенные области) брэгговского волновода с $n_0 = n_2 = 5 \times 10^{-4}$, оптимизированного для длины волны λ_0 . Тонкая штриховая кривая – расчёт по формуле (13) для λ_0 , жирная штриховая кривая – расчёт по формуле (13) для λ_1 , чёрные сплошные кривые – расчёт по формуле (14). На длине волны λ_1 основная мода подавлена.

наты X, Y точки пересечения зависимостей (13) и (14) дают набег фазы в каждом из слоёв с показателями преломления n_1 и n_2 соответственно. В силу оптимальности четвертьволновых пластинок [1, 2], если волновод оптимизирован для длины волны λ_0 , то зависимость (13) для $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ будет пересекать зависимость (14) в точке с полуцелыми координатами в долях π . Так, например, на рис.2 эти зависимости пересекаются в точке (2.5,0.5). Для подавления моды в точности на длине волны λ_1 , необходимо, чтобы зависимость (13) для λ_1 проходила через точку с целыми координатами, что соответствует приближенному выполнению условия (15) и, как подчеркивалось выше, не всегда возможно. Можно также так изменить зависимость (14), чтобы зависимости (13) и (14) пересекались вне закрашенной области, т. е. чтобы длина волны λ_1 лежала в области непрозрачности волновода. Этого легко достичь путем относительно малого уменьшения показателя преломления сердцевинки n_0 , что видно из сравнения рис.2, построенного для $n_0 = n_2 = 1.45$, $n_1 = n_2 + 0.015$, с рис.3, где $n_0 = n_2 - 5 \times 10^{-4}$, $n_1 = n_2 + 0.015$. При этом брэгговский волновод, что очень важно, остается оптимальным для длины волны λ_0 .

4. Практическое применение модели

Построенную в разд.2 модель легко обобщить на случай цилиндрической симметрии. Для этого необходимо для поля в брэгговской оболочке заменить в формулах (4) и (5) косинусы и синусы на функции Бесселя и Неймана, а для решения в сердцевине взять $u_0(r) = J_0(q_0r)$, где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка. Более того, как следует из теоретических результатов [11, 12], поле в оболочке хорошо описывается асимптотическими формулами, аналогичными полученным в плоском случае. Дальнейший анализ подобен проведённому в разд.2 анализу планарной структуры. Спектральная область, в которой применим разработанный алгоритм, для брэгговских световодов ограничена полосой пропускания материала сердцевинки $\sim 0.25 - 2$ мкм.

Приведем численный пример, соответствующий одной из практических задач: необходимо сконструировать брэгговский световод, LP₀₁-мода которого имела бы минимум потерь на рабочей длине волны $\lambda_0 = 0.925$ мкм, а на длине волны $\lambda_1 = 1.06$ мкм отсутствовала. Длина волны $\lambda_0 = 0.925$ мкм соответствует одному из разрешённых переходов для иона неодима (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$), а $\lambda_1 = 1.06$ мкм отвечает основной (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$) линии его генерации. При этом потери на λ_0 должны быть не больше 10 дБ/км. Расчётный радиус сердцевинки $a = 10$ мкм, показатели преломления таковы: $n_2 = 1.449$, $n_1 = n_2 + 0.015$. Для световода с показателем преломления сердцевинки $n_0 = n_2$ оптимальные толщины l_1 и l_2 составляют 5.45 и 6.53 мкм соответственно. Для оболочки из четырех периодических слоёв потери $A(\lambda_0) \approx 10$ дБ/км, $A(\lambda_1) \approx 5.5 \times 10^3$ дБ/км.

На основе анализа, изложенного в разд.2 и 3, для решения рассматриваемой задачи можно предложить световод с уменьшенным показателем преломления сердцевинки $n_0 = n_2 - 0.001$. Таким образом, оптимальные толщины l_1 и l_2 будут уже равны 5.29 и 3.59 мкм соответственно. Для оболочки из шести периодических слоёв потери $A(\lambda_0) \approx 5$ дБ/км, длина волны $\lambda_1 = 1.06$ мкм будет соответствовать границе зоны пропускания и потери $A(\lambda_1) > 10^5$ дБ/км. Изменение спектра потерь с уменьше-

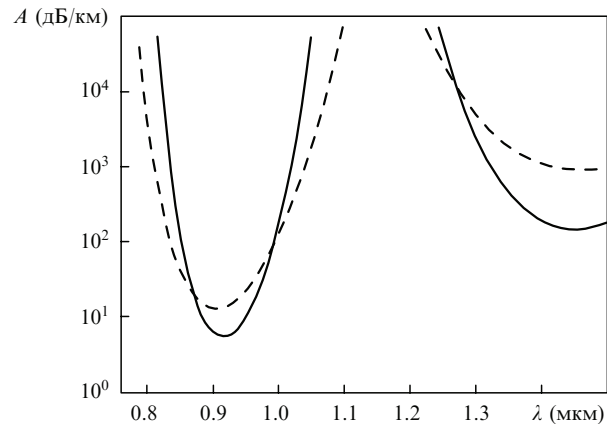


Рис.4. Зависимости потерь от длины волны для брэгговских световодов, оптимизированных для $\lambda_0 = 0.925$ мкм, при $n_0 = n_2$ (штриховая кривая) и $n_0 = n_2 - 0.001$ (сплошная кривая).

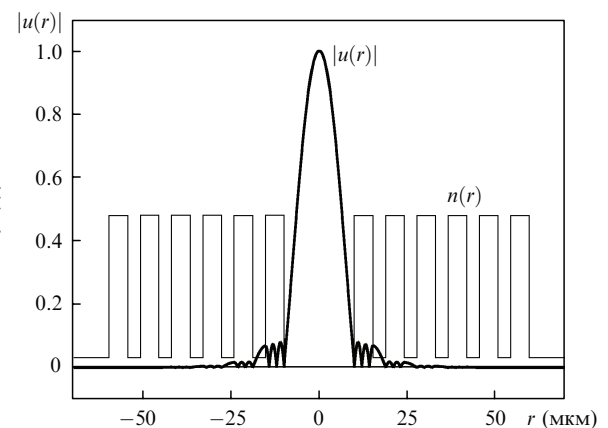


Рис.5. Модуль амплитуды поля $|u(r)|$ основной моды для брэгговского световода ($n_0 = n_2 - 0.001$, $\lambda_0 = 0.925$ мкм) и схематическое изображение профиля показателя преломления $n(r)$.

нием показателя преломления сердцевинки, рассчитанное с помощью численного решения волнового уравнения [22], показано на рис.4. Видно, что малая относительная вариация показателя преломления позволяет расширить область непрозрачности таким образом, чтобы в неё попала нежелательная длина волны $\lambda_1 = 1.06$ мкм. Поле основной LP₀₁-моды для $\lambda_0 = 0.925$ мкм и профиль показателя преломления представлены на рис.5.

Нужно отметить, что неточности формирования профиля показателя преломления влияют на характеристики световодов. При этом самое сильное влияние оказывают неточности формирования показателя преломления сердцевинки. Для качественного понимания можно привести оптимальные ступенчатые профили показателя преломления для излучения на длине волны $\lambda_0 = 0.925$ мкм (соответствующей локальному минимуму волноводных потерь) при $n_2 = 1.449$, $n_1 = n_2 + 0.015$ (табл.1).

Если мы изначально формируем профиль 1, но уменьшаем показатель преломления сердцевинки n_0 на 0.0005

Табл.1.

Номер профиля	Показатель преломления сердцевинки	l_1 (мкм)	l_2 (мкм)
1	$n_0 = n_2$	5.45	6.53
2	$n_0 = n_2 - 0.0005$	5.37	4.45
3	$n_0 = n_2 - 0.0010$	5.29	3.59
4	$n_0 = n_2 - 0.0015$	5.21	3.09

(при этом все параметры световода остаются без изменений: $l_1 = 5.45$ мкм, $l_2 = 6.53$ мкм), то это вызывает увеличение волноводных потерь в ~ 100 раз. Если же формируем, например, профиль 3, то уменьшение n_0 на 0.0005 приведёт к увеличению потерь в ~ 10 раз. Такое различие связано с тем, что в первом случае сильнее нарушаются условия резонансного отражения от брэгговской оболочки.

Технологические ограничения не позволяют формировать профили показателя преломления с резкими границами, кроме того, почти нет работ, посвященных оптимизации структур со сглаженными границами. Здесь стоит упомянуть недавнюю работу [23], где было показано, что для сглаженного профиля, близкого к ступенчатому четвертьволновому, декремент затухания поперечной волны в брэгговской оболочке составляет $\sim 3/4$ от абсолютного максимума, равного $\ln(n_1/n_2)$.

5. Выводы

В настоящей работе проведено рассмотрение областей прозрачности и непрозрачности брэгговского волновода с кварцевой сердцевиной. Проведённый анализ позволяет без решения дисперсионного уравнения выявить, существует ли на определённой длине волны определённое модовое решение. Показано, что относительно малое уменьшение показателя преломления сердцевины позволяет существенным образом изменить спектр потерь брэгговского волновода. А именно, при наилучшей локализации основной моды на рабочей частоте сузить область прозрачности таким образом, чтобы подавить эту же моду на близкой длине волны.

Приведён пример расчёта параметров частотного фильтра на основе брэгговского световода, который может быть использован в качестве волноводной среды для неодимового волоконного лазера. В предложенном световоде основная LP₀₁-мода имеет минимум потерь на длине волны 0.925 мкм и полностью подавлена на длине

волны 1.06 мкм. Численно рассчитаны спектральная полоса прозрачности и распределение поля моды на длине волны, соответствующей минимуму потерь в световоде.

Автор благодарит А.В.Виноградова, А.В.Попова и М.Е.Лихачева за конструктивные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-01244-а и 07-02-01177-а).

1. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
2. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
3. Johnson S.G., Ibanescu M., Skorobogatiy M. *Opt. Express*, **9**, 748 (2001).
4. Hadley G.R., Fleming J.G., Lin S.-Y. *Opt. Lett.*, **29**, 309 (2004).
5. Богданович Д.В. *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 265 (2007).
6. Fevrier S., Jamier R., Blondy J.-M., et al. *Opt. Express*, **14**, 562 (2006).
7. Birks T.A., Luan F., Pearce G.J., et al. *Opt. Express*, **14**, 5688 (2006).
8. Lin C., Zhang W., Huang Y., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 031109 (2007).
9. Argyros A. *Opt. Express*, **10**, 1411 (2002).
10. Marcou J., Brechet F., Roy P. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **3**, 144 (2001).
11. Xu Y., Lee R.K., Yariv A. *Opt. Lett.*, **25**, 1756 (2000).
12. Xu Y., Ouyang G.X., Lee R.K., et al. *J. Lightwave Technol.*, **20**, 428 (2002).
13. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., et al. *Photonic Crystals* (New Jersey: Princeton University Press, 2008).
14. Sakai J.-I., Nouchi P. *Opt. Commun.*, **249**, 153 (2005).
15. Guo S., Albin S., Rogowski R.S. *Opt. Express*, **12**, 198 (2004).
16. Wang A., George A.K., Knight J.C. *Opt. Lett.*, **31**, 1388 (2006).
17. Isomaki A., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **14**, 4368 (2006).
18. Bigot L., Pureur V., Jaouen Y., et al. *Proc. ECOC 2006* (Berlin, Germany, 2007, th.1.4.5).
19. Abeeluck A.K., Litchinitser N.M., Headley C., et al. *Opt. Express*, **10**, 1320 (2002).
20. Litchinitser N.M., Dunn S.C., Usner B., et al. *Opt. Express*, **11**, 1243 (2003).
21. Alam I., Sakai J.-I. *Opt. Commun.*, **250**, 84 (2005).
22. Прокопович Д.В., Попов А.В., Виноградов А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 873 (2007).
23. Popov A., Vinogradov A., Prokopovich D. *Proc. ICTON 2008* (Athens, Greece, 2008, Vol. 1, pp 242 – 245).