

07

Брэгговские волокна с согласующим слоем

© Ю.Н. Кульчин, Ю.А. Зинин, И.Г. Нагорный

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
E-mail: ngrn@iacp.dvo.ru

Поступило в Редакцию 12 апреля 2011 г.

Исследованы оптические свойства брэгговских волокон с дополнительным слоем между сердцевинной и периодической оболочкой. Показано, что оптические потери проявляют периодическую зависимость от толщины согласующего слоя. Установлено, что периодическая зависимость вызвана наличием резонансов и антирезонансов в сопрягающем слое. Продемонстрирована возможность корректировки спектров пропускания брэгговских волокон изменением параметров внутреннего слоя оболочки.

Брэгговским световодам посвящено большое количество работ, и интерес к ним только возрастает [1–6]. Почти во всех работах рассматривается волокно, имеющее сердцевину и прилегающую к ней периодическую слоистую оболочку. В [7] рассмотрен вариант, когда между сердцевинной и периодической оболочкой вводится дополнительный слой и исследуется влияние такого слоя на распределение электрического и магнитного поля по поперечному сечению волокна. Случай оптически плотной сердцевины и воздушного дополнительного слоя исследовался в [8]. В этой же работе была показана возможность одномодового распространения ТМ-моды с нулевой дисперсией. Оптические потери в работах [7,8] не рассчитывались.

Целью нашей работы является исследование влияния дополнительного слоя на оптические характеристики световода. Согласно терминологии работы [7], дополнительный слой будем называть в дальнейшем согласующим (matching) слоем.

На рис. 1 представлена зависимость показателя преломления брэгговского волокна с согласующим слоем от радиуса.

Для расчета оптических характеристик брэгговского волокна с согласующим слоем воспользуемся широко используемым для брэгговских волокон методом матриц переноса. Математический аппарат мат-

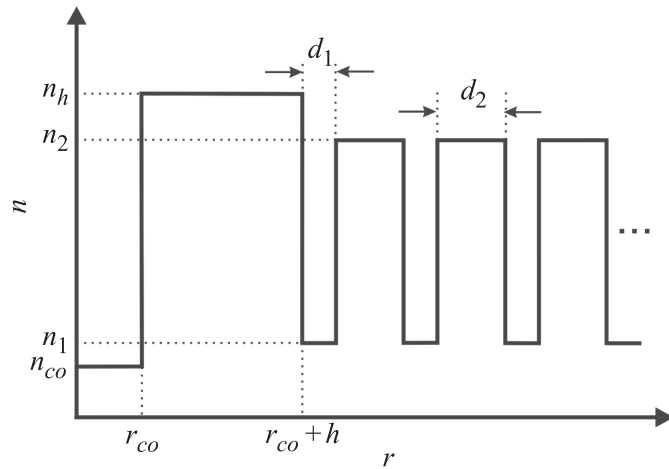


Рис. 1. Схема брэгговского волокна с согласующим слоем.

риц переноса неоднократно излагался в зарубежных и отечественных работах [1–5]. Воспользуемся результатами работы [5].

Для любого однородного цилиндрического слоя осевые компоненты электромагнитного поля (E_z, H_z) можно выразить через линейную комбинацию двух цилиндрических функций: функций Бесселя и Ханкеля первого рода $J_m(kr), H_m^1(kr)$. Компоненты электромагнитного поля для каждого l -го слоя можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} E_z &= [A_l J_m(k_l r) + B_l H_m^1(k_l r)] \begin{pmatrix} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{pmatrix} e^{i\beta z}, \\ H_z &= [C_l J_m(k_l r) + D_l H_m^1(k_l r)] \begin{pmatrix} \sin m\phi \\ \cos m\phi \end{pmatrix} e^{i\beta z}, \end{aligned} \quad (1)$$

где k_l — поперечная компонента волнового вектора l -го слоя: $k_l^2 = k_0^2(n_l^2 - \beta^2/k_0^2)$, n_l — показатель преломления l -го слоя, k_0 — волновой вектор в вакууме, β — постоянная распространения волноводной моды, $\beta/k_0 = n_{ef}$ — эффективный показатель преломления моды; A_l, B_l, C_l, D_l — постоянные для l -го слоя и m — азимутальное модовое число.

Компоненты электромагнитного поля, касательные к поверхности (E_z , E_ϕ , H_z , H_ϕ), должны быть непрерывны на границах слоев. Граничные условия можно записать в матричном виде, и на каждой из границ будут происходить преобразования компонент поля. Прделав эти преобразования N раз (N число границ) можно в матричном виде связать постоянные A_{N+1} , B_{N+1} , C_{N+1} , D_{N+1} с постоянными A_1 , B_1 , C_1 , D_1 сердцевины. Из условия конечности компонент поля на оси волокна следует, что B_1 и D_1 равны нулю, а из условия отсутствия отраженной волны за пределами волокна следует, что A_{N+1} и C_{N+1} тоже равны нулю. Данная система уравнений имеет нетривиальное решение лишь при определенном условии, которое и дает дисперсионное уравнение. Дисперсионное уравнение используется для нахождения постоянной распространения волноводной моды. Реальная часть β описывает дисперсионные свойства волокна [5].

Для нашего исследования мы выбрали хорошо известное брэгговское волокно [9,3,5] и варьировали толщину первого слоя оболочки. При фиксированной структуре остальной периодической оболочки для данного волокна основной модой является TE_{0K} , где K имеет значение 1 или 2. Мода HE_{11} имеет значительные оптические потери (на несколько порядков больше), а у моды TM_{0K} оптические потери еще выше.

Для расчета оптических свойств использовались следующие параметры световода: показатель преломления сердцевины $n_{co} = 1.0$, показатель преломления согласующего слоя $n_h = 1.49$, периодическая структура состоит из 31 слоя с $d_1 = 0.346 \mu\text{m}$ ($n_1 = 1.17$) и $d_2 = 0.2146 \mu\text{m}$ ($n_2 = 1.49$).

На рис. 2 представлена теоретическая зависимость оптических потерь для данного волокна (мода TE_{0K}) от толщины согласующего слоя h , при $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$. Кривые на графике соответствуют разным значениям радиуса сердцевины волокна r_{co} . Из рисунка следует, что оптические потери проявляют периодическую зависимость от толщины согласующего слоя, и при этом значение минимальных оптических потерь для каждого периода чуть меньше, чем для предыдущего. Для каждого последующего периода величина максимального значения оптических потерь моды TE_{0K} значительно меньше, чем для предыдущего периода (кривая 1). При увеличении толщины согласующего слоя амплитуды колебаний оптических потерь уменьшается.

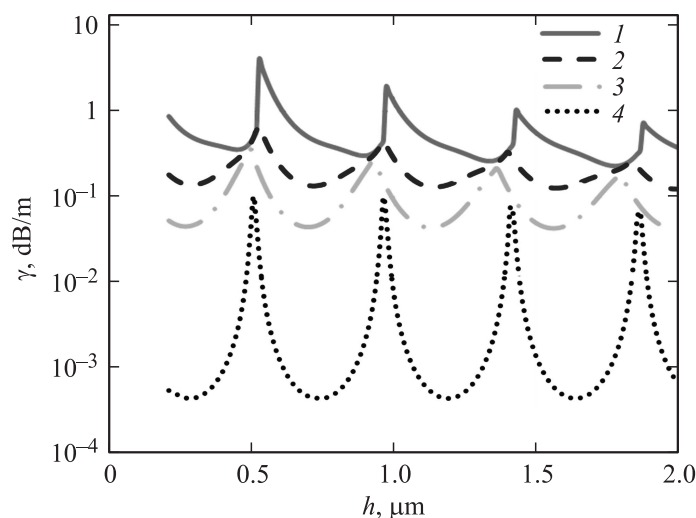


Рис. 2. Зависимость минимальных оптических потерь TE_{0K} -моды брэгговского волокна от толщины сопрягающего слоя для излучения с длиной волны $1 \mu\text{m}$. Параметры волокна: $n_{co} = 1$, $d_1 = 0.346 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.17$, $d_2 = 0.2133 \mu\text{m}$, $n_2 = 1.49$, $n_h = 1.49$; для кривых: 1 — $r_{co} = 1.3278 \mu\text{m}$, 2 — $r_{co} = 1.525 \mu\text{m}$, 3 — $r_{co} = 1.8278 \mu\text{m}$, 4 — $r_{co} = 9.0 \mu\text{m}$.

При изготовлении брэгговского волокна, рассчитанного на пропускание определенной длины волны, первый слой оболочки, прилегающий к сердцевине, может иметь значительную толщину, не увеличивая при этом оптических потерь. Данное обстоятельство может быть использовано при изготовлении брэгговских волокон, особенно с полый сердцевинной.

Резонансные условия для согласующего слоя можно записать следующим образом [5]:

$$k_2 h_s = \pi s, \quad (2)$$

где k_2 — поперечная компонента волнового вектора в согласующем слое, s — целое число, h_s — толщина слоя, соответствующая s -му резонансу.

Для кривой 3 значения h , соответствующие максимуму оптических потерь, следующие: 0.48, 0.92, 1.36, 1.80 μm . Реальная часть эффективного показателя преломления моды будет соответственно: 0.9840, 0.9809, 0.9788, 0.9771. Из-за изменения значений $\text{Re } n_{ef}$ незначительно изменятся k_2 : 7029994.32, 7047076.22, 7058594.69, 7067886.95 m^{-1} .

Рассчитаем значения s из уравнения (2): 1.088, 2.074, 3.062, 4.052. При увеличении толщины сопрягающего слоя максимумы оптических потерь все точнее определяются из условия резонанса. Для минимумов оптических потерь значения s следующие: 1.597, 2.596, 3.603, 4.602. Для кривой 4 значения s , соответствующие экстремумам оптических потерь, имеют следующие значения: 1.079; 1.587; 2.079; 2.587; 3.079; 3.588; 4.072. Если пренебречь незначительными изменениями в величине k_2 для соседних резонансов, то расстояние между ними $\Delta h = \pi/k_2$. Для усредненной величины поперечной компоненты волнового вектора сопрягающего слоя кривой 3 рассчитанное расстояние между резонансами $\Delta h = 446.1 \text{ nm}$. Среднее значение расстояния между максимумами оптических потерь для этой кривой, полученное из графика 2 равно 437.7 nm. Приведенные оценки позволяют сделать вывод, что периодическая зависимость оптических потерь от толщины слоя вызвана наличием резонансов и антирезонансов в сопрягающем слое.

На рис. 3,а представлен спектр пропускания брэгговского волокна с $r_{co} = 1.8278 \mu\text{m}$ для трех вариантов толщины сопрягающего слоя. При построении этого графика для каждого значения длины волны отбиралась мода TE_{0K} , имеющая минимальные оптические потери. Для кривой 1 толщина согласующего слоя $h = 0.2133 \mu\text{m}$, что совпадает с толщиной периодических слоев с высоким показателем преломления (волокно В из работы [9]), для кривой 2 — $h = 0.6936 \mu\text{m}$, для кривой 3 — $h = 1.9973 \mu\text{m}$. На рис. 3,б показан участок спектра в окрестности 1 μm .

Анализ графиков на рисунке показывает, что изменение толщины первого слоя периодической оболочки влияет на оптические свойства волокна: наблюдаются уширение полосы пропускания для кривой 2 и сдвиг области минимальных оптических потерь для кривой 3. Минимальные оптические потери для кривой 1 составляют 0.027 dB/m при $\lambda = 0.95 \mu\text{m}$, а для кривой 3 — 0.018 dB/m при $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$.

Для спектра пропускания брэгговского волновода с большой толщиной оптически плотного слоя (например: $h = d_2 = 1.9973 \mu\text{m}$) в диапазоне длин волн 0.75–1.15 μm характерно наличие нескольких полос пропускания, вызванных антирезонансами [10,5].

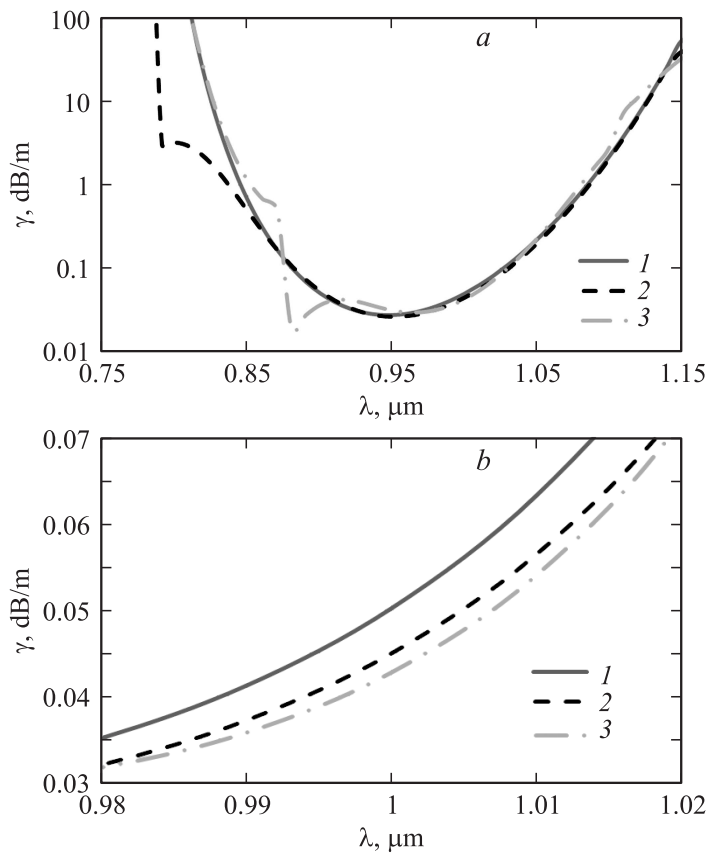


Рис. 3. Рассчитанный спектр пропускания брэгговского волокна с $r_{co} = 1.8278 \mu\text{m}$ для трех вариантов толщины сопрягающего слоя: 1 — $h = 0.2133 \mu\text{m}$, 2 — $h = 0.6936 \mu\text{m}$, 3 — $h = 1.9973 \mu\text{m}$.

При использовании согласующего слоя кривые спектра пропускания заметно отличаются от стандартного брэгговского волокна (кривая 1) только в некоторых диапазонах длин волн: $0.7\text{--}0.85 \mu\text{m}$ для кривой 2 и $0.85\text{--}0.90 \mu\text{m}$ для кривой 3. Кривые неоднократно пересекаются друг с другом, но для излучения с длиной волны $1 \mu\text{m}$ минимальные значения оптических потерь уменьшаются с каждым периодом (рис. 3, *b*).

Таким образом, изменяя параметры согласующего слоя, можно влиять на оптические потери в брэгговском волокне. При незначительном изменении толщины согласующего слоя вдоль волокна (r_{co} , d_1 и d_2 неизменные, вариант конического брэгговского волокна) оптические характеристики будут изменяться периодически.

Список литературы

- [1] *Yeh P., Yariv A., Marom E.* // J. Opt. Soc. Am. 1978. V. 68. P. 1196–1201.
- [2] *Николаев В.В., Соколовский Г.С., Калитеевский М.А.* // ФТП. 1999. Т. 33. В. 2. С. 174–179.
- [3] *Guo S., Albin S., Rogowski R.S.* // Optics Express. 2004. V. 12. N 1. P. 198–207.
- [4] *Прокопович Д.В., Попов А.В., Виноградов А.В.* // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 9. С. 873–880.
- [5] *Бирюков А.С., Богданович Д.В., Гапонов Д.А.* // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 7. С. 620–633.
- [6] *Litchinitser N.M., Dunn S.C., Usner B.* // Optics Express. 2003. V. 11. N 10. P. 1243–1251.
- [7] *Mizrahi A., Schachter L.* // Optics Express. 2004. V. 12. N 14. P. 3156–3170.
- [8] *Ouyang G., Xu Y., Yariv A.* // Optics Express. 2001. V. 9. N 13. P. 733–747.
- [9] *Basset I.M., Argyros A.* // Optics Express. 2002. V. 10. N 23. P. 1342–1346.
- [10] *Litchinitser N.M., Abeeluck A.K., Headley C.* // Optics Letters. 2002. V. 27. N 18. P. 1592–1594.