

Экспериментально-теоретическое исследование оптических потерь в прямых и в изогнутых брэгговских световодах

С.С.Алешкина, М.Е.Лихачев, Ю.А.Успенский, М.М.Бубнов

Выполнено экспериментально-теоретическое исследование потерь на вытекание в прямых и изогнутых брэгговских световодах. Потери измерялись на пяти световодах, различающихся диаметрами сердцевин, количеством слоев и их показателями преломления в брэгговском зеркале. В рамках лучевой теории предложены простые аналитические формулы, описывающие потери на вытекание и потери, вызванные изгибом. Величины оптических потерь, полученных экспериментально и рассчитанных с помощью этих формул, хорошо соответствуют друг другу. Анализ данных теории и эксперимента позволил выявить влияние параметров световодящей структуры на величину оптических потерь прямого и изогнутого световодов.

Ключевые слова: волоконная оптика, брэгговский световод, оптические потери, изгибные потери.

1. Введение

Брэгговские световоды (БС) являются подклассом световодов, в которых используется принцип фотонной запрещенной зоны. Хотя БС были предложены более 30 лет назад [1, 2], практический интерес к ним возник относительно недавно, после того как удалось получить световоды с достаточно низкими оптическими потерями [3, 4]. Большое внимание, уделяемое этому типу оптических волокон, связано с рядом уникальных свойств, среди которых следует отметить смещение нулевой дисперсии в область длин волн вблизи 1 мкм [5, 6], а также возможность создания световодов с большой площадью поля моды и малой чувствительностью к изгибам [4, 7].

Типичный БС состоит из сердцевин с показателем преломления (ПП), равным или меньшим ПП плавящего кварца, и многослойной цилиндрической оболочки, играющей роль брэгговского зеркала (рис. 1). Отражение света от границ слоев, адекватно описываемое формулами Френеля, обеспечивает локализацию света в сердцевине волокна. В отличие от световодов, в которых используется принцип полного внутреннего отражения, в БС всегда существуют ненулевые потери на вытекание, требующие учета при проектировании структуры волокна. К настоящему моменту предложен целый ряд численных и аналитических методов, позволяющих рассчитать оптические потери прямого БС (см., напр., [8–11]), однако использование этих методов требует достаточно высокой квалификации исследователя. Кроме того, сложные математические расчеты делают проблематичным, а чаще всего невозможным, анализ взаимосвязи параметров БС и по-

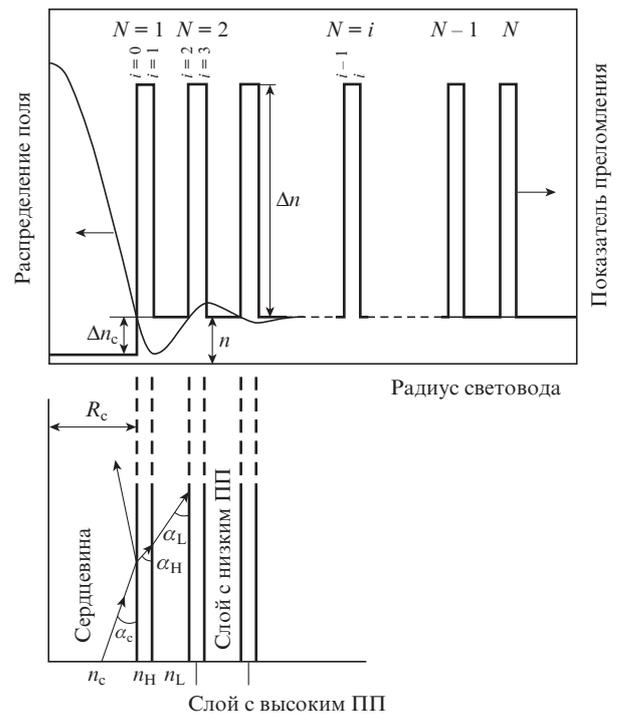


Рис. 1. Схема брэгговского световода.

терь на вытекание. Некоторым исключением является лишь работа [12], в которой за счет представления слоев с высоким ПП в виде бесконечно тонких δ -слоев получены простые аналитические формулы для оценки потерь на вытекание в прямых планарном и волоконном БС.

Следует отметить, что во многих случаях волокно имеет изгибы или для компактности накручивается на катушку, что может привести к существенному увеличению оптических потерь. Математически расчет потерь в изогнутом БС можно заменить расчетом потерь в прямом БС с возмущенным профилем ПП. Метод эквивалентного ПП, основанный на этом приеме, часто используется в численных расчетах изогнутых БС [13, 14], однако развер-

С.С.Алешкина, М.Е.Лихачев, М.М.Бубнов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул.Вавилова, 38; e-mail: likhachev@fo.gpi.ru, sv-alesh@yandex.ru

Ю.А.Успенский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 21 июня 2010 г., после доработки – 6 сентября 2010 г.

нутая аналитическая теория изгибных потерь в БС пока отсутствует.

В настоящей работе проведено экспериментально-теоретическое исследование механизмов потерь в БС. Измерения оптических потерь выполнены для пяти БС, различающихся своими параметрами. На основе лучевой модели получены простые формулы, позволяющие оценить величину потерь в прямом и в изогнутом БС. Результаты расчета и эксперимента хорошо согласуются друг с другом. Полученные выражения позволяют проанализировать зависимость оптических потерь от параметров световода и выделить те из них, которые наиболее сильно влияют на величину потерь.

2. Теория

Для вывода формул и последующего анализа оптических потерь воспользуемся идеализированной моделью брэгговского световода с кварцевой сердцевиной радиусом R_c и ПП n_c . Будем считать, что отражающая оболочка световода имеет периодическую структуру, т.е. все оптически более плотные слои имеют одинаковую толщину d_H и одинаковый показатель преломления n_H . Оптически менее плотные слои оболочки также имеют одинаковые толщины d_L и показатели преломления n_L , отличающиеся от соответствующих характеристик более плотных оптических слоев. Таким образом, рассматриваемый модельный световод характеризуется шестью параметрами: радиусом и депрессией ПП сердцевины относительно оптически менее плотного слоя R_c и Δn_c , числом слоев оболочки с высоким ПП N , толщинами слоев d_H и d_L , а также разностью ПП оптически более плотных и менее плотных слоев оболочки $\Delta n = n_H - n_L$. Для простоты будем считать, что ПП внешней среды совпадает с n_L , как это чаще всего и имеет место в действительности, и не будем рассматривать изученные в [15] эффекты, связанные с полимерным покрытием световода.

Как правило, БС проектируются так, чтобы на рабочей длине волны световода λ слои оболочки имели четвертьволновую толщину:

$$d_{H(L)} = \frac{\lambda}{4n_{H(L)}\sin\alpha_{H(L)}}, \quad (1)$$

где $\alpha_{H(L)}$ – углы между направлением лучей в слоях с высоким (низким) ПП и осью волокна. Данный выбор толщин слоев обеспечивает наивысшее отражение от слоев брэгговского зеркала [16] и уменьшает число параметров модельного брэгговского волокна до четырех.

Для световодов с кварцевой сердцевиной характерен малый контраст структуры: разность ПП различных слоев много меньше среднего ПП ($\Delta n, \Delta n_c \ll n_H, n_L, n_c$), поэтому в своих расчетах за величину среднего ПП n примем ПП оптически менее плотного слоя. Малый контраст ПП позволяет описывать моды световода с помощью скалярного волнового уравнения [17, с. 242].

Заметим, что упрощенное описание физических свойств волноводной системы, состоящей из набора чередующихся оптически более плотных и менее плотных слоев, возможно посредством использования лучевой теории в пределах приближения $\lambda/R_c \ll 1$ [2]. В данном случае поле в волноводе может быть представлено в виде суперпозиции плоских волн (лучей), распространяющихся под определенным углом α_c к оси световода. Интересующие нас

моды с низкими потерями имеют малые углы распространения, поэтому для них справедливо $\sin\alpha \approx \tan\alpha \approx \alpha$.

Для основной моды угол распространения лучей в сердцевине определим из условия равенства нулю поля световой волны, описываемого функцией Бесселя $J_0(m_c \sin\alpha_c 2\pi/\lambda)$, при $r = R_c$. Применимость этого условия для брэгговских световодов обсуждалась в работах [2, 14, 18]. Из данного условия следует, что

$$\alpha_c \approx \sin\alpha_c = z_{0,1}\lambda/(2\pi n_c R_c), \quad (2)$$

где $z_{0,1} \approx 2.4048$ – первый нуль функции Бесселя $J_0(x)$. Углы распространения лучей в слоях оболочки найдем с помощью принципа локальности, согласно которому отражение волны в каждой точке может быть рассмотрено при условной замене криволинейной (в нашем случае цилиндрической) границы касательной плоскостью. При малых углах α из закона преломления Снеллиуса следуют соотношения

$$\alpha_H^2 \approx \alpha_c^2 + 2(\Delta n + \Delta n_c)/n_c, \quad (3)$$

$$\alpha_L^2 \approx \alpha_c^2 + 2\Delta n_c/n_c,$$

позволяющие определить углы α_H и α_L через угол α_c (2).

Аналогично [17, с. 117, 573] предположим, что потери мощности при распространении локальных плоских волн осуществляются только в точках отражения и поворота. Таким образом, оптические потери в БС могут быть выражены через коэффициент прохождения лучей через слои брэгговского зеркала $T(\alpha_c)$. Поскольку при каждом отражении теряется доля света, равная T , а расстояние между двумя последовательными отражениями равно $4R_c/\tan\alpha_c$, то оптические потери прямого световода

$$A_{str} = \frac{20 \tan\alpha_c}{R_c \ln 10} T(\alpha_c) \approx \frac{20\alpha_c}{R_c \ln 10} T(\alpha_c). \quad (4)$$

Для вычисления $T(\alpha_c)$ снова воспользуемся принципом локальности, сведя задачу к вычислению коэффициента прохождения плоского многослойного зеркала. Применяя хорошо известную технику расчета плоских периодических структур с четвертьволновыми N слоями [16] и учитывая малость рассматриваемых углов, найдем

$$T_N(\alpha_c) \approx \frac{4\alpha_c \alpha_L^{2N-1}}{\alpha_H^{2N}}. \quad (5)$$

Цепочка формул (2)–(5) позволяет вычислить оптические потери прямого брэгговского световода с четвертьволновыми слоями в интервале длин волн вблизи рабочей длины волны.

Аналогичный подход может быть использован и для расчета потерь в изогнутых БС. При этом необходимо учесть, что под действием изгиба изменяются углы α_c , α_H и α_L и появляется их зависимость от азимутального угла φ между плоскостью изгиба и плоскостью распространения луча. Из рис.2 видно, что в результате изгиба углы распространения света на внешней границе (более удаленной от центра изгиба, соответствующей $\varphi = 0$) увеличиваются, а на внутренней ($\varphi = \pi$) уменьшаются. Максимальное изменение угла распространения происходит при

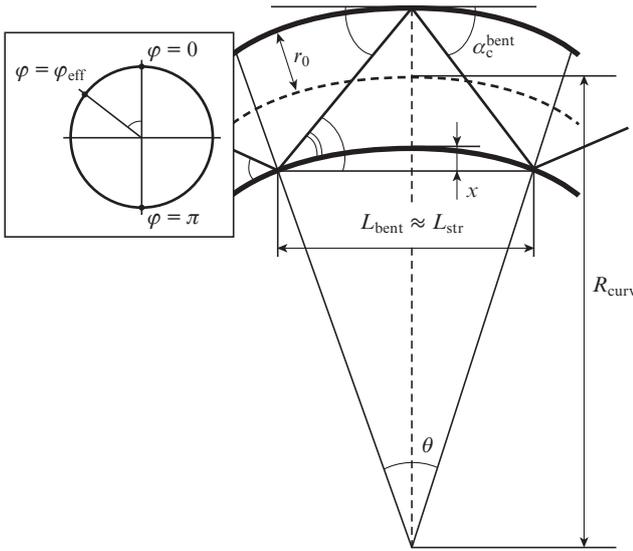


Рис.2. Схема изогнутого световода.

падении света на внешнюю поверхность в направлении, лежащем в плоскости изгиба, и уменьшается по мере увеличения угла φ . С учетом этих изменений выражение для потерь (4) модифицируется:

$$\begin{aligned} A_{\text{bent}} &\approx \frac{20}{R_c \ln 10} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \alpha_c^{\text{bent}}(\varphi) T_{\text{bent}}(\alpha_c^{\text{bent}}(\varphi)) \\ &= \frac{20}{R_c \ln 10} \alpha_c^{\text{bent}}(\varphi_{\text{eff}}) T_{\text{bent}}(\alpha_c^{\text{bent}}(\varphi_{\text{eff}})), \end{aligned} \quad (6)$$

где в последней части равенства использована теорема о среднем и введен эффективный азимутальный угол φ_{eff} , зависящий, вообще говоря, от длины волны λ и от радиуса изгиба R_{curv} . Наши расчеты показывают, что использование фиксированного эффективного угла $\varphi_{\text{eff}} \approx 60^\circ$ не приводит к существенной ошибке.

Обратимся теперь к вычислению углов распространения α_H^{bent} , α_L^{bent} и α_c^{bent} в изогнутом БС. Простое геометрическое рассмотрение (рис.2) показывает, что в плоскости изгиба ($\varphi = 0$) угол падения на внешнюю поверхность $\alpha_c^{\text{bent}} \approx \tan \alpha_c^{\text{bent}} = 2(2r_0 + x)/L_{\text{bent}} = \alpha_c + \theta/4$, где θ – угол поворота луча относительно центра изгиба, определяющий его перемещение в изогнутом световоде после двух последовательных отражений. Можно показать, что при произвольном φ справедливо

$$\alpha_c^{\text{bent}}(\varphi) = \alpha_c + \frac{\theta}{4} \cos \varphi = \alpha_c + \frac{r_0}{R_{\text{curv}}} \cos \varphi. \quad (7)$$

Френелевский механизм удержания света в сердцевине БС обуславливает частичную локализацию лучей моды в его слоях. Поэтому эффективный радиус световедущей части r_0 примем равным $R_0 + r/2$, где $r = Nd_H + (N-1)d_L$.

Углы α_H^{bent} и α_L^{bent} , как и прежде, вычисляем по закону Снеллиуса (3). В результате пропускание через брэгговское зеркало T_N^{bent} в изогнутом световоде выражается формулой

$$T_N^{\text{bent}}(\varphi_{\text{eff}}) = \frac{4\alpha_c^{\text{bent}}(\varphi_{\text{eff}})[\alpha_L^{\text{bent}}(\varphi_{\text{eff}})]^{2N-1}}{[\alpha_H^{\text{bent}}(\varphi_{\text{eff}})]^{2N}} \left(\frac{1}{\sin^2 \Phi_L} \right)^{N-1}. \quad (8)$$

Появление последнего члена в (8) связано с тем, что вследствие изменения углов распространения оптическая толщина слоев изогнутого световода становится отличной от четвертьволновой, что приводит к появлению разности фаз между распространяющимися и отраженными лучами (существенна лишь для слоев с низким ПП):

$$\Phi_L = \frac{\pi}{2} \frac{\alpha_L^{\text{bent}}(\varphi_{\text{eff}})}{\alpha_L}. \quad (9)$$

Следует отметить, что формулы для оптических потерь были получены в случае световодов с четвертьволновой толщиной слоев, и в них предполагаются малые потери на вытекание. Однако при сильном изгибе увеличение углов распространения может стать настолько большим, что выполнится условие $\alpha_L^{\text{bent}}/\alpha_L = 2$ и разность фаз Φ_L достигнет π . В этом случае отражение от различных границ происходит в противофазе, и добавление новых слоев не уменьшает пропускания брэгговского зеркала. По мере уменьшения радиуса изгиба вплоть до критического оптические потери в БС начнут резко расти, а формула (6) будет давать лишь качественное представление об изменении оптических потерь при изгибе. Величина критического радиуса изгиба может быть оценена из условия $\alpha_L^{\text{bent}}/\alpha_L \approx 2$ как

$$R_{\text{cr}} \approx r_0 \cos \varphi_{\text{eff}} \left\{ \alpha_c^2 \left[\left(4 + \frac{6\Delta n_c}{\alpha_c^2 n_L} \right)^{1/2} - 1 \right] \right\}^{-1}. \quad (10)$$

3. Эксперимент

Для проверки применимости полученных формул мы исследовали пять БС с различными параметрами сердцевины и брэгговского зеркала (табл.1). Все световоды были вытянуты из заготовок, полученных методом MCVD. Для того чтобы устранить влияние полимерной оболочки на оптические потери, в исследуемых световодах внешняя граница кварцевой отражающей оболочки имела форму восьмиугольника [15] либо световод покрывался полимерным покрытием с ПП, близким к ПП нелегированного кварцевого стекла.

Оптические потери измерялись методом последовательного уменьшения длины волокна (метод облома). С целью устранения влияния мод, возбуждаемых в слоях с высоким ПП, ввод излучения в волокно и его последующий вывод осуществлялись посредством одномодового световода с длиной волны отсечки в области 0.8 мкм. Стыковка брэгговского и одномодового световодов проводилась при помощи сварки, что обеспечивало высокую воспроизводимость результатов. Длина образцов варьировалась в пределах 2–6.5 м в зависимости от ослабления выходного сигнала, а также выбиралась такой, чтобы исклю-

Табл.1. Параметры световодов

Номер световода	$D = 2R_0$ (мкм)	$\Delta n = n_H - n_L$	$\Delta n_0 = n_L - n_0$	N	λ (мкм)	R_{cr} (см)
1	9	0.025	0.0039	8	1.12	0.04
2	22	0.017	0.0000	3	1.06	1.30
3	38	0.012	0.0013	3	1.13	1.44
4	37	0.031	0.0010	3	1.26	1.41
5	39	0.012	0.0012	4	1.20	1.42

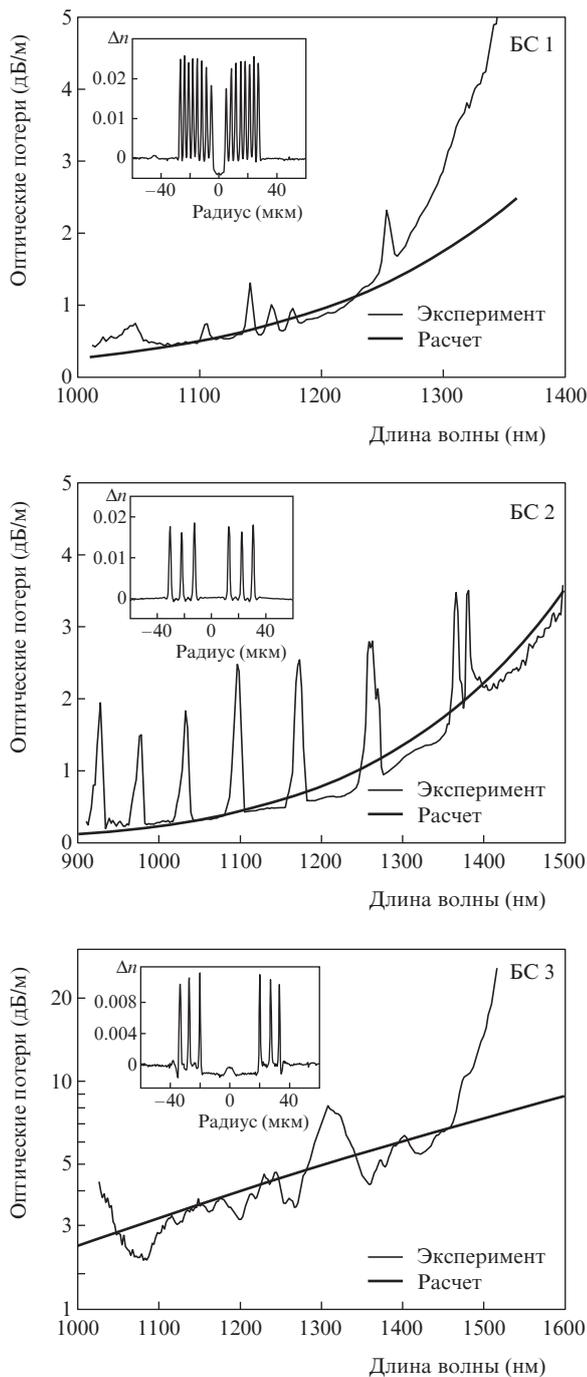


Рис.3. Измеренные и рассчитанные спектры оптических потерь в прямых БС. На вставке – профиль ПП рассматриваемых световодов.

чить влияние высших мод на общие оптические потери в световоде.

На рис.3 представлены спектры потерь трех прямых БС с различными параметрами. Видно, что кривые потерь, рассчитанные по формуле (4) и полученные экспериментально, хорошо согласуются друг с другом в спектральной области 1.1–1.2 мкм, для которой проектировались световоды. Это обусловлено тем, что в брэгговских структурах на данных длинах волн лучи, отраженные от различных границ слоев с высоким ПП, интерферируют в фазе, и структура близка к четвертьволновой. При изменении длины волны распространяющегося света в большую или меньшую сторону происходит изменение опти-

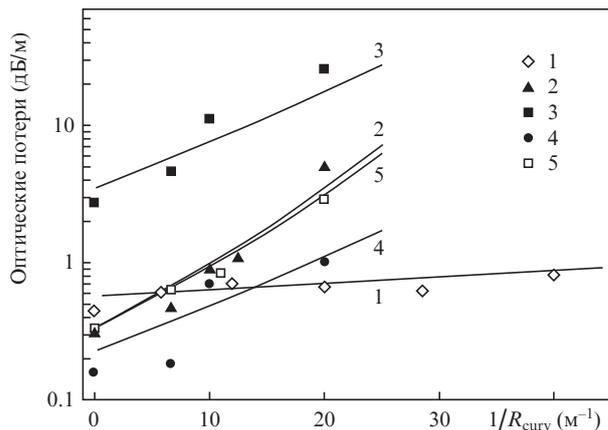


Рис.4. Зависимости оптических потерь БС 1–5 от обратного радиуса изгиба.

ческой толщины каждого слоя и, как следствие, наблюдается увеличение потерь на вытекание. Это и определяет отклонение экспериментальной кривой от расчетной.

На рис.4 приведены зависимости оптических потерь от обратной величины радиуса изгиба (нулевое значение на оси абсцисс соответствует прямому световоду). Видно, что кривые, полученные по формуле (6), достаточно точно описывают изменение оптических потерь при изгибании световода как в случае незначительного увеличения потерь на изгибе (20%–30%, световод 1), так и при росте потерь более чем на порядок (световоды 2, 3 и 5). Некоторое отклонение расчетной кривой от экспериментальных точек для световода 4 связано, по всей видимости, с маломодовым режимом работы световода, что не позволило достаточно точно определить потери фундаментальной LP₀₁-моды.

Критический радиус световодов, рассчитанный по формуле (10) и определяющий область применимости полученных нами формул, также приведен в табл.1.

4. Обсуждение результатов

Как видно из рис.3 и 4, оптические потери в прямом и изогнутом БС, рассчитанные по формулам (4) и (6), хорошо согласуются с данными эксперимента. Важно, что простота полученных выражений дает возможность проследить основные закономерности изменения оптических потерь в БС в зависимости от его параметров. При выводе формул (5) и (8) мы рассматривали БС с малым контрастом ПП, малым числом слоев и высоким коэффициентом отражения от каждой границы раздела более плотных и менее плотных слоев зеркала. В этом случае выполнялись условия $\Delta n_c \ll \Delta n$ и $\alpha_c^2 n/2 \ll \Delta n$. Можно показать, что в случае прямого световода

$$T_N \sim \frac{1}{n^{1/2}} \frac{\lambda}{R_c} \frac{(\Delta n_c + n\alpha_c^2/2)^{N-1/2}}{\Delta n^N}. \tag{11}$$

Из формулы (11) видно, что уменьшение оптических потерь в прямом световоде может быть достигнуто увеличением числа слоев брэгговского зеркала N и контраста ПП более плотных и менее плотных слоев оболочки Δn , что подтверждается сравнением оптических потерь в прямых световодах 3–5 (точки с координатами $1/R = 0$ на рис.4). В то же время увеличение депрессии ПП сердцевин, наоборот, приводит к увеличению оптических потерь.

Необходимо отметить, что оптические потери зависят также от отношения λ/R_{curv} : при $\Delta n_c \gg 0.5n\alpha_c^2$ зависимость линейная, а при $\Delta n_c \ll 0.5n\alpha_c^2$ она становится степенной с показателем степени $2N$. Рост оптических потерь на вытекание с увеличением длины волны можно наблюдать на рис.3. Полученные зависимости можно также проиллюстрировать, сравнив световод 1 с остальными световодами. Вследствие большой депрессии сердцевинки и ее относительно малого радиуса оптические потери на прямом участке световода 1 достаточно велики даже несмотря на большое число слоев ($N = 8$) и большой контраст ПП брэгговского зеркала ($\Delta n = 0.025$) (рис.3,а).

Рассмотрим влияние параметров световода на чувствительность к изгибам. Под чувствительностью будем понимать отношение оптических потерь в изогнутом световоде к потерям на вытекание в прямом световоде. В этом случае при вариации обратного радиуса изгиба чувствительность световода к изгибу будет определяться изменением наклона кривой, которая определяет оптические потери на рабочей длине волны (рис.4).

Используя выражение для расчета потерь в изогнутом световоде (6) можно показать, что последний множитель выражении (8), отвечающий за изменение разности фаз между лучами, отраженными от различных слоев, при относительно слабых изгибах близок к единице и вносит существенно меньший вклад в результирующее значение коэффициента пропускания по сравнению с членом, обусловленным изменением коэффициента отражения от слоев брэгговского зеркала. Расчетные зависимости оптических потерь от обратного радиуса изгиба с учетом и без учета фазового фактора показаны на рис.5.

Подобное поведение потерь позволяет нам для качественного анализа потерь на изгибе пренебречь в выражении (8) членом, связанным с фазой. Тогда чувствительность световода будет определяться отношением

$$\frac{T_N^{\text{bent}}}{T_N} \cong \frac{\alpha_c^{\text{bent}}}{\alpha_c} \left(\frac{\alpha_L^{\text{bent}}}{\alpha_L} \right)^{2N-1} \left(\frac{\alpha_H}{\alpha_H^{\text{bent}}} \right)^{2N}. \quad (12)$$

Поскольку углы распространения света в более плотных оптических слоях изменяются существенно медленнее, зависимость (12) сводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{T_N^{\text{bent}}}{T_N} &\cong \frac{\alpha_c^{\text{bent}}}{\alpha_c} \left(\frac{\alpha_L^{\text{bent}}}{\alpha_L} \right)^{2N-1} \\ &= \frac{\alpha_c^{\text{bent}}}{\alpha_c} \left[\frac{(\alpha_c^{\text{bent}})^2 + 2\Delta n_c/n}{\alpha_c^2 + 2\Delta n_c/n} \right]^{N-1/2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, чувствительность световода к изгибам определяется углом распространения света в сердцевине, депрессией ПП сердцевинки и числом слоев N . Так как мы рассматриваем радиусы изгиба, много меньшие критического (10), изменение угла α_L ограничено условием $\alpha_L^{\text{bent}} - \alpha_L \ll \alpha_L$ (фактически отличие отношения $\alpha_L^{\text{bent}}/\alpha_L$ от единицы определяет изменение фазового фактора, который, как было показано выше, при слабых изгибах меняется несущественно). По этой причине при добавлении одного слоя с высоким ПП чувствительность к изгибам изменяется довольно мало.

На примере световодов 3–5, обладающих идентичными параметрами сердцевинки ($\Delta n_c \sim 0.001$, $R_c \sim 20$ мкм), можно проиллюстрировать влияние параметров брэгговского зеркала на оптические потери. Различие световодов

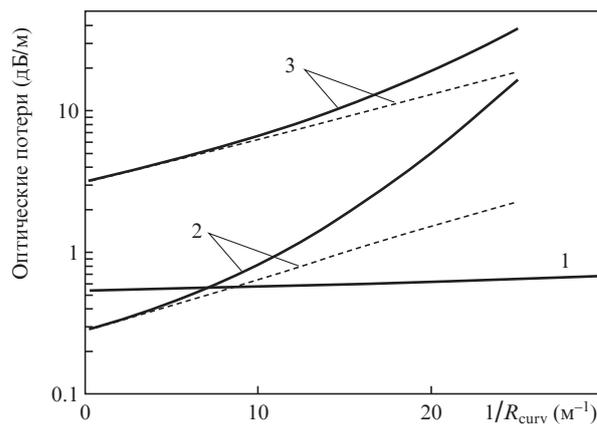


Рис.5. Зависимости оптических потерь БС 1–3, рассчитанных по формуле (6) с учетом фазового фактора (сплошная линия) и без его учета (пунктир), от обратного радиуса изгиба.

заключается в том, что в световоде 4 Δn больше, чем в 3, а в световоде 5 увеличено число слоев N . Из рис.4 можно видеть, что чувствительность к изгибам (наклон кривой) у всех трех световодов примерно одинакова, при этом уменьшение оптических потерь в прямом световоде (световоды 4 и 5 по сравнению с световодом 3) приводит к уменьшению оптических потерь и в изогнутом световоде. Влияние контраста ПП брэгговского зеркала на величину оптических потерь в изогнутом световоде ранее наблюдалось в работе [19]. Уменьшение же оптических потерь в изогнутом БС за счет увеличения числа слоев обосновано и продемонстрировано впервые.

Возвращаясь к формуле (13), рассмотрим два предельных случая, когда $\Delta n_c \gg 0.5n\alpha_c$ и $\Delta n_c \ll 0.5n\alpha_c^2$. Согласно (13) при $\Delta n_c \gg 0.5n\alpha_c$ чувствительность световодов к изгибу

$$\frac{T_N^{\text{bent}}}{T_N} \propto 1 + \frac{f(R_{\text{curv}})}{\alpha_c^2}, \quad (14a)$$

а при $\Delta n_c \ll 0.5n\alpha_c^2$

$$\frac{T_N^{\text{bent}}}{T_N} \propto \left(1 + \frac{f(R_{\text{curv}})}{\alpha_c^2} \right)^{2N}. \quad (14б)$$

Здесь для удобства мы ввели $f(R_{\text{curv}}) = r_0/(R_{\text{curv}} \sin \varphi)$.

Поскольку α_c является функцией R_c (см. (2)), уменьшение радиуса сердцевинки будет приводить к снижению чувствительности световода к изгибам. Как видно из (14a) и (14б), увеличение депрессии ПП сердцевинки Δn_c от нуля до $\Delta n_c \gg 0.5n\alpha_c^2$ способствует изменению функциональной зависимости (исчезновению степени $2N$) и, как следствие, приводит к уменьшению чувствительности световода к изгибам (в $2N$ раз при $f(R_{\text{curv}}) \ll \alpha_c^2$). Из рис.4 также видно, что в световоде 1, обладающем наименьшим радиусом сердцевинки и наибольшей депрессией ПП, потери на вытекание при изменении радиуса изгиба существенно не меняются. Так, при радиусе изгиба 2.5 см его оптические потери увеличиваются всего в 1.6 раза.

5. Заключение

Проведенные в работе экспериментально-теоретические исследования показали, что лучевая модель, учитывающая лишь отражение от границ слоев брэгговской струк-

туры и интерференцию между соседними границами, позволяет достаточно точно рассчитать величину оптических потерь как в прямом, так и в изогнутом брэгговском световоде. Полученные формулы дали возможность определить взаимосвязь параметров брэгговского световода с величиной оптических потерь в прямом брэгговском световоде, а также с изменением этих потерь при изгибе.

Авторы благодарят Е.М.Дианова за проявленный интерес к работе и оказанную поддержку. Данная работа частично профинансирована РФФИ (гранты № 10-08-01226-а и 10-02-00698-а).

1. Yeh P., Yariv A. *J. Opt. Soc. Am.*, **68**, 1196 (1978).
2. Мелехин В.Н., Маненков А.Б. *Электроника больших мощностей*, №6, 161 (1967).
3. Fevrier S., Viale P., Gerome F., Leproux P., Roy P., Blondy J.-M., Dussardier B., Monnom G. *Electron. Lett.*, **39**, 1240 (2003).
4. Fevrier S., Jamier R., Blondy J.-M., Semjonov S.L., Likhachev M.E., Bubnov M.M., Dianov E.M., Khopin V.F., Salganskii M.Y., Guryanov A.N. *Opt. Express*, **14**, 562 (2006).
5. Brechet F., Roy P., Marcou J., Pagnoux D. *Electron. Lett.*, **36**, 514 (2000).
6. Likhachev M.E., Levchenko A.E., Bubnov M.M., Fevrier S., Jamier R., Humbert G., Salganskii M.Yu., Khopin V.F., Guryanov A.N. *Proc. Europ. Conf. Optical Communication 2007* (Berlin, Germany, 2007, We7.1.2).
7. Jamier R., Viale P., Fevrier S., Blondy J.-M., Semjonov S.L., Likhachev M.E., Bubnov M.M., Dianov E.M., Khopin V.F., Salganskii M.Y., Guryanov A.N., in *OFC/NFOEC'2006 Techn. Digest* (Anaheim, California, USA, 2006, OFC6.pdf).
8. Голант Е.И., Голант К.М. *ЖТФ*, **76**, 100 (2006).
9. Прокопович Д.В., Попов А.В., Виноградов А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 873 (2007).
10. Horikis T.P., Kath W.L. *Opt. Lett.*, **31**, 3417 (2006).
11. Rojas J.A.M., Alpuente J., Lopez P., Sanchez R. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **9**, 833 (2007).
12. Feshchenko R. *J. Opt. Soc. Am.*, **26**, 699 (2009).
13. Heiblum M., Harris J.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**, 75 (1975).
14. Marcuse D. *Appl. Opt.*, **21**, 4208 (1982).
15. Uspenskii Yu.A., Uzorin E.E., Vinogradov A.V., Likhachev M.E., Semjonov S.L., Bubnov M.M., Dianov E.M., Jamier R., Fevrier S. *Opt. Lett.*, **32**, 1202 (2007).
16. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973, с. 76, 78).
17. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов* (М., Радио и связь, 1987, с. 117, 242, 573).
18. Argyros A. *Opt. Express*, **10**, 1411 (2002).
19. Jamier R., Fevrier S., Humbert G., Devautour M., Viale P., Blondy J.-M., Semjonov S.L., Likhachev M.E., Bubnov M.M., Dianov E.M., Khopin V.F., Salganskii M.Y., Guryanov A.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6588**, 05 (2007).