

Волны шепчущей галереи в волоконных световодах

В.А.Сычугов, В.П.Торчигин, М.Ю.Цветков

Проанализирован процесс возбуждения волн шепчущей галереи (ВШГ) в волоконных световодах (микрорезонаторах) с помощью биконической волоконной структуры. Показано, что на базе спектрограмм, регистрируемых при сканировании частоты возбуждающего излучения, можно получить интересную информацию о модах ВШГ. На основе геометрооптического приближения получены оценки продольных размеров мод ВШГ и показано, что для волоконных световодов (микрорезонаторов) существует предельный диаметр волокна, где мода может быть еще возбуждена с помощью биконической структуры.

Ключевые слова: волны шепчущей галереи, волоконные световоды, микрорезонаторы.

1. Введение

В последнее время сильно возрос интерес к электромагнитным волнам типа волн шепчущей галереи (ВШГ). Это обусловлено несколькими причинами, главной из которых является разработка технологии высококачественных волоконных световодов различного диаметра и назначения. Данная технология позволила создать из сверхчистого кварцевого стекла сферические микрорезонаторы с добротностью $\sim 10^9$, что позволяет использовать кварцевые микросферы (диаметром ~ 300 мкм) в узкополосных лазерах [1], в устройствах спектрального уплотнения [2], в сенсорных устройствах [3] и в ряде других применений. В работе [4] было предложено использовать волны шепчущей галереи, возбуждаемые в конических кварцевых стержнях, для сдвига частоты света с помощью звуковой волны, распространяющейся вдоль оси стержня, причем для существенно большего сдвига частоты, чем обычно достигаемый с помощью дифракции Брэгга [5]. Экспериментальная реализация такой акустооптической (АО) ячейки требует понимания всех тонкостей процесса взаимодействия.

В нашей работе [6] показано, что процесс АО взаимодействия носит сугубо волноводный характер. Были определены все условия, при которых изменения длины волны могут быть реализованы, в частности предложено в качестве АО ячейки использовать конусный кварцевый стержень малого диаметра. В связи с этим возникает задача возбуждения ВШГ в стержнях различного диаметра.

В настоящее время существуют два метода возбуждения ВШГ – призмный и волоконный, в котором используется участок волокна с диаметром, плавно сужающимся от 125 до 2 мкм. Данный метод весьма привлекателен для экспериментов по АО взаимодействию, поэтому целью настоящей работы является детальное исследование

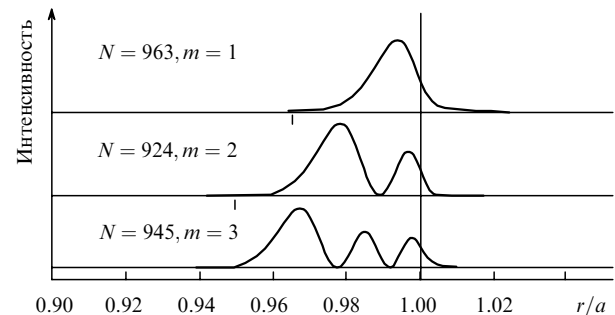


Рис.1. Радиальное распределение поля мод ВШГ первого, второго и третьего порядков в стандартном кварцевом волокне диаметром $2r = 125$ мкм, погруженном в этанол [8] (N – число отражений, m – порядок моды).

дование процесса возбуждения и распространения ВШГ в системе кварцевый стержень – устройство ввода.

2. Анализ возбуждения ВШГ в геометрооптическом приближении

Известно, что при малых диаметрах волоконного световода (менее 7–10 мкм) поле волны, распространяющейся в этом световоде, выходит наружу, что позволяет связать его с полем ВШГ в кварцевом стержне. Волна шепчущей галереи характеризуется константой распространения $\beta = n^*k$, где n^* – эффективный показатель преломления, $k = 2\pi/\lambda$. Волна в сужающемся волокне тоже характеризуется константой $\bar{\beta}$, причем [7]

$$\bar{\beta}^2 = k^2 n^2 - (2.405)^2 / \rho^2, \quad (1)$$

где n – показатель преломления световода; ρ – радиус конического волокна в области возбуждения.

При $\beta = \bar{\beta}$ в стержне возбуждается ВШГ, различные моды которой могут поддерживаться волоконными световодами. Прежде всего эти моды характеризуются радиальным распределением поля. Пример такого распределения для ВШГ в стержне [8] приведен на рис.1. Мода ВШГ с одним максимумом поля вблизи границы раздела

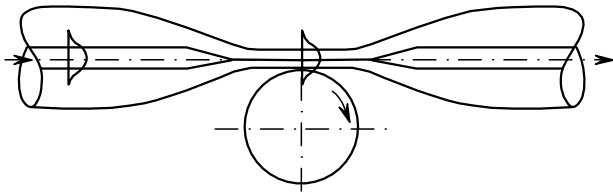


Рис.2. Схема возбуждения мод ВШГ в цилиндрическом кварцевом стержне (микрорезонаторе) с помощью сужающегося участка волокна (биконической волоконной структуры).

является основной модой, моды с двумя, тремя и более максимумами называются модами высшего порядка. Чем выше порядок m моды, тем меньше ее константа распространения β .

На рис.2 представлена схема возбуждения мод ВШГ с помощью сужающегося волокна – так называемого тайпера. Обычно на входе волокна ставится перестраиваемый по длине волны источник узкополосного излучения, а на выходе – детектор. Иногда на входе используют широкополосный источник, а на выходе – спектроанализатор излучения. Для возбуждения мод ВШГ различного порядка необходимо путем сдвига вдоль оси сужающегося волокна добиться равенства $\beta_m = \beta_p$.

Типичный вид сигнала на выходе показан на рис.3 [9]. Необходимо отметить, что на рис.3 представлена интересная информация о модах ВШГ, которые возбуждаются в стержне. Прежде всего возбуждение моды происходит в том случае, если длина волны источника удовлетворяет условию

$$\lambda = \frac{2\pi r n^*}{l}, \quad (2)$$

где l – целое число; r – радиус цилиндрического стержня. Условие (2) означает, что набег фазы $\Phi = 2\pi r \beta$ ВШГ при одном полном обороте его микрорезонатора должен быть кратен 2π , т.е. $2\pi r \beta = 2\pi r k n^* = 2\pi l$. Число l можно выразить через спектральное расстояние между азимутальными ВШГ в стержне $\Delta\lambda$ и получить следующее выражение для n^* :

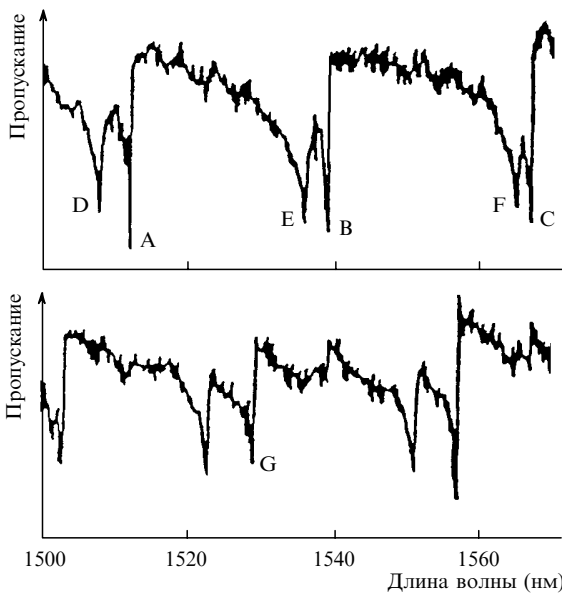


Рис.3. Спектральная зависимость интенсивности излучения, прошедшего через контактирующую с микрорезонатором биконическую волоконную структуру [9].

$$n^* = \frac{\lambda^2}{2\pi r \Delta\lambda}. \quad (3)$$

Таким образом, из данных рис.3 можно определить n^* моды ВШГ. Если считать, что эта мода в диэлектрическом цилиндрическом стержне устанавливается в результате целого числа полных внутренних отражений света от поверхности цилиндра, то n^* можно представить в следующем виде:

$$n^* = n \sin \theta, \quad (4)$$

где θ – угол падения ВШГ на поверхность цилиндра. Число отражений ВШГ от поверхности цилиндра

$$N = \frac{180}{90 - \theta}. \quad (5)$$

Используя этот (геометрооптический) подход и зная N и радиус r цилиндрического стержня, можно определить глубину залегания h моды под его поверхностью:

$$h \approx \frac{r\pi^2}{2N^2}. \quad (6)$$

Величина n^* тоже может быть найдена с помощью N :

$$n^* = n \left(1 - \frac{\pi^2}{2N^2} \right). \quad (7)$$

Приведенные формулы (5)–(7) хорошо работают при больших N , т. е. при больших радиусах r .

В геометрооптическом приближении траектория ВШГ в цилиндрическом диэлектрическом стержне представляется ломаной линией, число изломов которой соответствует числу N отражений волны от поверхности цилиндра на одном полном витке этой траектории. Чем определяется число N таких отражений моды какого-либо порядка? Прежде всего очевидно, что N удовлетворяет соотношению $N \leq l = 2\pi r n / \lambda$. Для кварцевого стержня диаметром 125 мкм при $\lambda = 1.55$ мкм получим $N \leq 366$. Мода с таким числом отражений имела бы малую глубину локализации вблизи поверхности цилиндра, поэтому возбуждение такой моды было бы невозможным из-за больших потерь света на рассеяние этой поверхностью. Уменьшить потери можно, увеличив глубину локализации моды, однако при этом возрастут объемные потери на поглощение света, если оно имеется, или на объемное рассеяние света, которое всегда присутствует. К тому же с ростом h увеличиваются радиационные (называемые также излучательными) потери света в моде из-за приближения угла падения света на поверхность цилиндра к критическому значению.

Рассмотренные здесь потери являются собственными потерями моды диэлектрического резонатора, к которому относится микросфера или цилиндрический стержень. Эти потери характеризуются обычно параметром $\alpha = \Delta A / A$, где A – амплитуда ВШГ и ΔA – убыль амплитуды на одном витке траектории луча ВШГ. Процесс возбуждения также сопровождается потерями, без которых, однако, существование мод невозможно. Устройство возбуждения мод – призма или сужающееся волокно, туннельно связанные с микрорезонатором, характеризуется параметром связи χ , определяющим утечку ВШГ из резонатора в призму ввода или в сужающееся волокно, и наоборот, переход волны из устройства ввода в резонатор. Оптимальное значение параметра связи χ , при ко-

тором амплитуда ВШГ в микрорезонаторе максимальна, достигается при выполнении равенства $\chi = \alpha$ [10] и, естественно, условия синхронизма $\bar{\beta} = \beta$.

Возбужденная в резонаторе мода ВШГ является по сути модой резонатора с устройством связи. Качество такой моды характеризует спектральная ширина резонанса $\delta\lambda$ (или $\delta\nu$). Если параметр связи χ увеличивается, то ширина резонанса растет и амплитуда возбуждаемой моды падает, если χ уменьшается (например, при увеличении зазора между призмой и микрорезонатором), то ширина резонанса $\delta\lambda$ уменьшается, а амплитуда ВШГ резко падает.

Параметр связи χ всегда может быть уменьшен, но увеличить его можно только до некоторого предела, и этот предел накладывает ограничение на величину потерь α в моде, которую еще можно возбудить с помощью используемого устройства ввода. В ряде работ моды ВШГ в кварцевых стержнях возбуждают с помощью накачки активной среды, которая является частью резонатора. Здесь состав возбуждаемых мод зависит от того, где располагается активная среда и как она накачивается. Детальный анализ такого вида возбуждения проведен в работе [8]. Таким образом, можно сказать, что в резонаторе состав возбуждаемых мод определяется их добротностью $Q = \lambda/\delta\lambda$ (или потерями α) и способом возбуждения.

Отметим также, что наличие радиационных потерь мод ВШГ, определяемых скачком показателя преломления на криволинейной границе раздела сред, позволяет возбуждать моды ВШГ внешним пучком света, направленным по касательной к цилиндрической поверхности диэлектрического стержня [11]. В этой работе регистрация возбуждения мод проводилась путем записи спектрограмм рассеянного света. Из спектрограмм и соотношений (2)–(7) следует, что в стандартных (диаметром 125 мкм) кварцевых волокнах, использованных в [11], возбуждались моды ВШГ с $N = 8$, $n^* \simeq 1.345$ и $h \simeq 5$ мкм.

В работе [9] показано, что с помощью спектрограмм возбуждаемых мод ВШГ можно очень точно измерить диаметр волокна и его вариации вдоль оси. Кроме того, в [9] показано, что использование для возбуждения мод резко сужающегося волокна ($\gamma = 10^{-2}$) позволяет возбуждать моды различного радиального порядка. На рис.3 провалы А, В, С в спектре пропускания соответствуют возбуждению основной моды ВШГ в кварцевом стержне диаметром 20 мкм, а провалы D, E, F – возбуждению моды высшего радиального порядка.

Из приведенных спектрограмм следует, что для основной моды $n_1^* = 1.426$, $h_1 = 0.125$ мкм и $N = 20$, а для радиальной моды высшего порядка $n^* = 1.35$, $h \simeq 0.61$ мкм и $N \simeq 9$. Согласно формуле (7), при $N = 9$ параметр $n^* = 1.355$, и это значение достаточно близко к полученному из спектрограммы рис.3. По нашим оценкам, высшая мода (провалы D, E, F) является радиальной модой пятого порядка (порядок моды $m \simeq h/h_1$). На спектрограммах рис.3 определенно можно увидеть провалы, соответствующие возбуждению мод еще более высокого радиального порядка (вплоть до предельного) с числом отражений $N = 6, 5$ и 4. Эти моды имеют большие радиационные потери, что, по-видимому, и обуславливает возможность их возбуждения с помощью сужающегося волокна (тайпера).

Оценим теперь продольный размер моды в конусном стержне. Как известно, в лучевом приближении траекто-

рия луча, представляющего моду конусного стержня, является спиралью на поверхности конуса с точкой возврата луча и точкой пересечения двух разнонаправленных лучей, расположенной в области ввода света в конус (рис.4).

В работе [6] расстояние H от точки ввода до точки возврата луча определяется следующим соотношением:

$$H = r \frac{1 - \sin(\pi/2 - \varphi)}{\sin \gamma} = \frac{r\varphi^2}{2 \sin \gamma}, \quad (8)$$

где φ – угол ввода света в конусный стержень. Угол пересечения лучей a и b в области возбуждения моды на поверхности конуса равен 2φ , и он должен быть равен расходимости света в моде, обусловленной размером \bar{H} этой моды, т. е.

$$2\varphi = \frac{\lambda}{n\bar{H}}. \quad (9)$$

Принимая во внимание формулы (8), (9) и рис.4, имеем

$$\bar{H} = \frac{1}{2} \left(\frac{2r\lambda^2}{n^2 \sin \gamma} \right)^{1/3}. \quad (10)$$

Оценка размера моды для конусного стержня с $r = 10$ мкм, $\gamma = 3 \times 10^{-4}$ и $\lambda = 1.5$ мкм дает $\bar{H} \simeq 21.2$ мкм. Число витков w в спирали можно оценить из формулы

$$w = \frac{\varphi(1 + \sqrt{2})}{2\pi \sin \gamma}. \quad (11)$$

Для конусного стержня диаметром 20 мкм число витков в моде $w = 31$, причем значения w и \bar{H} не зависят от порядка моды.

Введенное здесь определение продольного размера моды является весьма условным. Возможно и другое определение, согласно которому, например, точка касания сужающегося волокна и конусного стержня является точкой возврата луча, представляющего моду, а угол истечения света из моды совпадает с углом $\bar{\varphi} = \lambda/nH^*$. Из такого определения следует, что размер моды

$$H^* = \frac{1}{2} \left(\frac{4r\lambda^2}{n^2 \sin \gamma} \right)^{1/3}, \quad (12)$$

что всего лишь в 1.26 раза больше прежнего. Мода ВШГ, возбуждаемая в конусном стержне, является модой утечки, т. к. световая энергия, введенная в нее, истекает из моды вдоль оси конуса в направлении от его вершины. Добротность этих мод невысока, но продольный размер их вполне можно оценить экспериментальным путем.

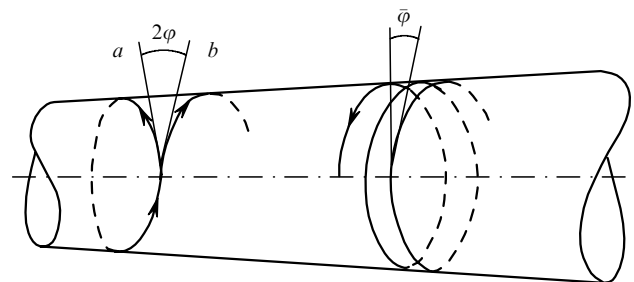


Рис.4. Графические пояснения к определению продольного размера мод в конусном волоконном микрорезонаторе.

В цилиндрическом стержне его конусность $\gamma = 0$ и, казалось бы, размер моды неограничен. На самом деле это не так. Размер моды ВШГ в цилиндрическом стержне определяется дифракционными потерями света в возбужденном пучке и параметром связи χ , характеризующим устройство связи. Допустим, что в конце области возбуждения мода ВШГ имеет продольный размер W_0 . Угол расходимости света в моде $\varphi = \lambda/nW_0$, поэтому продольный размер этой моды в конце пути $L = 2\pi r$ будет $W_1 = 2\pi r\lambda/nW_0 + W_0$. Коэффициент дифракционных потерь $\Delta A/A$ в этом случае есть $\alpha = (A_0 - A_1)/A_0$, где A_0 – амплитуда моды в начале пути ($L = 0$) и A_1 – амплитуда моды в конце пути ($L = 2\pi r$), т. е.

$$\alpha = 1 - \left(\frac{W_0}{W_1}\right)^{1/2}. \quad (13)$$

Как уже отмечалось, в условиях оптимальной связи $\alpha = \chi$, и тогда продольный размер моды можно выразить через параметр связи χ :

$$W_0 = \left(\frac{\pi r \lambda}{n}\right)^{1/2} (1 - \chi) \left(\chi - \frac{\chi^2}{2}\right)^{-1/2}. \quad (14)$$

Так, если параметр связи $\chi = 0.1$, то в стандартном волоконном световоде ($\varnothing 125$ мкм) может быть возбуждена мода ВШГ, продольный размер которой $W_0 = 42$ мкм; при $\chi = 10^{-3}$ имеем $W_0 = 456$ мкм.

Отметим также еще одно обстоятельство, которое следует из формулы (14), а именно: размер моды растет с увеличением диаметра стержня.

При использовании конусного световода (тайпера) для возбуждения ВШГ возможность возбуждения какой-либо моды обусловлена предельным значением параметра связи χ , который ограничен как длиной области связи, так и (главным образом) диаметром оптической моды в тонком (диаметр 3–5 мкм) конусном световоде. Если диаметр этой моды достигает ~ 10 мкм ($W_0 = 10$ мкм), то параметр связи χ должен составлять 0.56, что весьма много. При увеличении диаметра стержня до 400 мкм значение χ возрастает до 0.74.

Возбуждение мод ВШГ в цилиндрических стержнях еще большего диаметра (свыше 400 мкм) с помощью тонкого конусного световода становится невозможным, поэтому для возбуждения мод ВШГ в таких цилиндрических стержнях необходимо сокращать дифракционные потери света. Существенное уменьшение дифракционных потерь света можно обеспечить путем локального повышения показателя преломления вдоль траектории луча ВШГ, т. е. путем создания кольцевого канального волновода в цилиндрических стержнях [12]. Другой путь сокращения дифракционных потерь – это создание локальной кривизны поверхности вдоль образующей цилиндра, т. е. создание так называемого кольцевого гребневого волновода для волны шепчущей галереи. Как показано в работе [13], этот метод позволяет достичь добротности резонаторов $Q \simeq 10^7$.

3. Эксперимент

В наших экспериментах были получены спектрограммы возбуждаемых мод ВШГ в цилиндрических световодах диаметром от 125 до 400 мкм. Возбуждение мод проводилось с помощью сужающегося волокна, изготов-

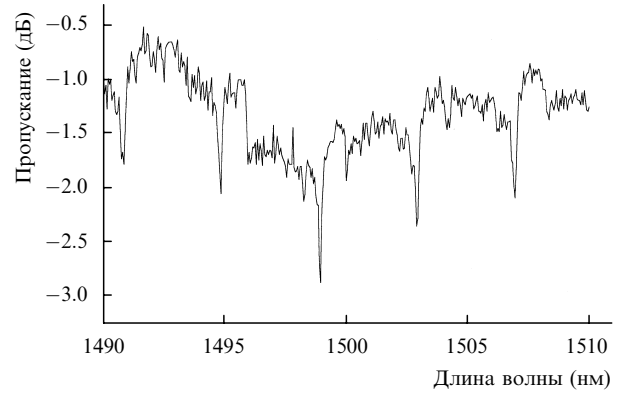


Рис.5. Спектрограмма излучения на выходе биконической структуры, полученная при возбуждении ВШГ в стандартном цилиндрическом волокне.

ленного по следующей технологии: стандартное волокно из кварцевого стекла диаметром 125 мкм локально нагревалось с помощью электрического дугового разряда до температуры размягчения и растягивалось с помощью специального устройства, управляемого компьютером. В результате были получены сужающиеся участки волокон длиной 20 мм с диаметром узкой части (перетяжки) 3 мкм. Готовая волоконная биконическая структура закреплялась в металлическом (инваровом) держателе с прорезью посередине (т. е. под узкой частью перетяжки) для размещения исследуемого кварцевого волокна перпендикулярно перетяжке. Исследуемое волокно крепилось на подвижном столике, имеющем высокую точность позиционирования ($\Delta x \sim 0.25$ мкм) вдоль перетяжки.

Источником излучения, вводимого в сужающееся волокно, являлся эрбиевый волоконный усилитель с диодной накачкой. Регистрация сигнала на выходе вводного устройства производилась посредством спектрометра Anritzu MS96A. На рис.5 представлена типичная спектрограмма возбуждения цилиндрического волоконного световода диаметром 125 мкм. Обработка такой спектрограммы позволила определить значение эффективного показателя преломления n^* моды ВШГ и соответствующее ей число отражений N . На рис.6 представлены расчетная зависимость $n^*(N)$ и зависимость $\bar{n}^*(\rho)$ для тонкого конусного волокна, возбуждающего ВШГ (см. формулу (1)). Из рис.6 очевиден диапазон значений $n^*(N)$, который может быть получен из спектрограмм при возбуждении ВШГ с помощью конусного волокна, имею-

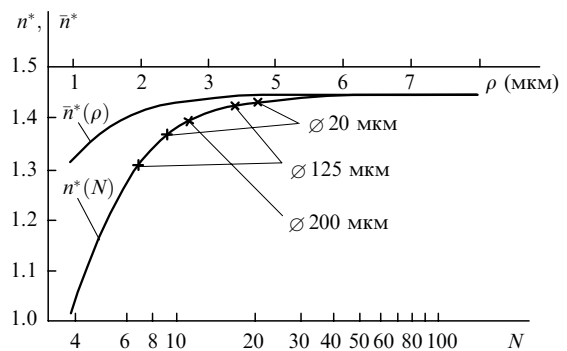


Рис.6. Зависимости эффективного показателя преломления \bar{n}^* мод в биконическом волокне от его радиуса ρ и зависимость n^* мод ВШГ в цилиндрическом волоконном микрорезонаторе от числа N . Крестиками обозначены экспериментально полученные значения n^* .

шего перетяжку (шейку) заданного диаметра. Найденные нами из спектрограмм значения n^* и N для разных волокон сопоставлены с расчетной зависимостью $n^*(N)$. Значения n^* и N , полученные из спектрограммы рис.3, также показаны на рис.6. В цилиндрическом волокне диаметром 260 мкм и более возбуждение ВШГ зарегистрировать не удалось, и мы объясняем это большими дифракционными потерями света в них.

Таким образом, на основании имеющихся литературных данных, а также на базе полученных нами экспериментальных результатов определенно показано, что геометрооптическое приближение может быть использовано для анализа состава мод шепчущей галереи, возбуждаемых в цилиндрических волокнах большого (200 мкм) и малого (20 мкм) диаметров.

Авторы выражают благодарность Международному научно-техническому центру за финансовую поддержку работы (грант № 1043).

1. Lefevre-Seguín V. *Opt. Mater.*, **11**, 153 (1999).
2. Cai M., Hunziker G., Vahala K. *IEEE Photonics Technology Lett.*, **11**, 686 (1999).
3. Birks T.A., Le Roux R., Kakarantzas G., Knight J.C. *Techn. Digest CLEO-2000* (San-Francisco, USA, CFJ3, p.608).
4. Торчигин В.П. *ЖТФ*, **66**, № 4, 128 (1996).
5. Котов В.М. *Квантовая электроника*, **30**, 372 (2000).
6. Сычугов В.А., Магдич Л.Н., Торчигин В.П. *Квантовая электроника*, **31**, 1089 (2001).
7. Knight J.C., Cheung G., Jacques F., Birks T.A. *Opt. Lett.*, **22**, 1129 (1997).
8. Hee-Jong Moon, Young-Tak Chough, Kyungwon An. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3161 (2000).
9. Birks T.A., Knight J.C., Dimmick T.E. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 182 (2000).
10. Ming Cai, Painter O., Vahala K.J. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 74 (2000).
11. Poon A.W., Chang R.K., Lock J.A. *Opt. Lett.*, **23**, 1105 (1998).
12. Streltsov A.M., Borrelli N.F. *Opt. Lett.*, **26**, 42 (2001).
13. Ichenko V.S., Gorodetsky M.L., Yoa X.S., Maleki L. *Opt. Lett.*, **26**, 259 (2001).