

Ограниченная однородная система туннельно-связанных волноводов и брэгговская дифракция света в ней

Б.А.Усиевич, Д.Х.Нурлигареев, В.А.Сычугов, К.М.Голант

Исследована система туннельно-связанных прямолинейных волноводов. Рассмотрен вопрос о числе мод в этой системе в зависимости от числа волноводов N , расстояния между волноводами и числа мод в отдельном волноводе. Показано, что в системе связанных волноводов моды порядка $m = N$ и $N + 1$ являются брэгговскими, т.е. угол между направлением их распространения и осью системы близок к углу Брэгга. Эффективные показатели преломления n^ этих мод различны, т.е. зависимость $n^*(m)$ изменяется скачкообразно. Установлено, что моды утечки играют существенную роль в образовании брэгговских мод, если отдельный волновод системы является одномодовым и расстояние между волноводами достаточно велико. Показано, что угловые области возбуждения направляемых мод и мод утечки системы вблизи углов Брэгга перекрываются.*

Ключевые слова: туннельно-связанные волноводы, брэгговская дифракция, направляемые моды, моды утечки.

1. Введение

Система волноводов, туннельно-связанных между собой, называется однородной, если она образована эквидистантно расположенными волноводами, константы распространения света в которых не зависят от продольных и поперечных координат. Простейшим примером такой системы волноводов является обычное диэлектрическое многослойное интерференционное зеркало. Другим примером служит решетка канальных волноводов, сформированная в планарной волноводной пленке, лежащей на подложке с низким показателем преломления. В последнее время системы канально-волноводного типа приобретают особый интерес в волноводной лазерной оптике в связи с возможностями увеличения в них выходной мощности [1]. Ранее в работах [2, 3] был изучен процесс распространения света в однородных системах канальных волноводов. В частности, отмечалось, что брэгговская дифракция света в них представляет особый интерес [4]. В связи с этим в настоящей работе предпринята попытка более детального изучения брэгговской дифракции света в пассивной, т.е. без усиления, системе связанных волноводов и поиска ответа на вопрос о возможности формирования лазерного резонатора с повышенной селекцией мод за счет этого процесса.

2. Экспериментальная реализация ограниченной однородной системы связанных волноводов

Для экспериментальной реализации однородной системы канальных волноводов на кварцевую подложку наносилось 50 пар слоев SiO_2 и SiON с разностью пока-

зателей преломления $\Delta n = 5 \times 10^{-3}$. Толщина волноводного слоя составляла 2 мкм, а толщина промежутка между слоями достигала 1 мкм. На поверхность последнего волновода наносился слой SiO_2 толщиной 50 мкм. Система волноводов была изготовлена методом SPCVD (surface plasma chemical vapour deposition), разработанным для изготовления волоконных заготовок.

Здесь уместно напомнить, что реализованная нами система волноводов имеет конечный поперечный размер $H = 150$ мкм. В связи с этим естественно рассмотреть дифракцию Брэгга в такой системе. Напомним, что ограниченная система туннельно-связанных волноводов образует общий волновод с $H \simeq 150$ мкм и большим числом мод. Чтобы решить вопрос о наличии среди этих мод так называемых брэгговских мод, мы рассмотрели задачу о числе мод в системе туннельно-связанных волноводов. Отдельный волновод является симметричным, имеет толщину h , показатель преломления n_f и показатель преломления окружающих сред n_s . Нормированная частота такого отдельного волновода $V = kh \times (n_f^2 - n_s^2)^{1/2}$, где $k = 2\pi/\lambda$. Допустим теперь, что имеется аналогичный волновод с $H = Nh$, где N – число волноводов толщиной h . Нормированная частота такого волновода

$$V_\Sigma = kNh(n_f^2 - n_s^2)^{1/2}, \quad (1)$$

а число мод в нем

$$M = N \frac{V}{\pi}. \quad (2)$$

Это означает, что при $V < \pi$ число мод суммарного волновода меньше N , а при $V > \pi$ – больше N . Начнем теперь раздвигать отдельные волноводы так, чтобы они оставались туннельно-связанными между собой и эквидистантными. Промежуток между волноводами имеет толщину s и показатель преломления n_s . Рассмотрим, как меняется число мод в волноводной системе в зависимо-

Б.А.Усиевич, Д.Х.Нурлигареев, В.А.Сычугов, К.М.Голант. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: bu@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 30 декабря 2004 г., после доработки – 4 апреля 2005 г.

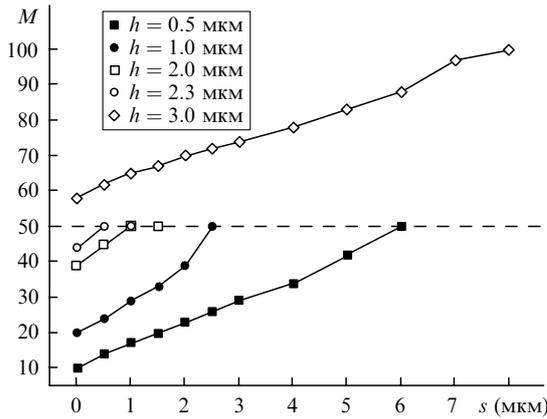


Рис.1. Зависимости числа направляемых мод M в системе связанных волноводов от толщины s промежутков между ними.

сти от толщины зазора s и частоты V . На рис.1 представлены зависимости $M(s)$ для системы волноводов с $N = 50$, $n_f = 1.465$ и $n_s = 1.46$ ($\lambda = 0.63$ мкм) для различных значений толщины отдельного волновода h , рассчитанные методом, аналогичным изложенному в [5]. Отметим, что ранее нами была разработана программа, позволяющая численно рассчитывать число мод и эффективные показатели преломления n^* как для направляемых, так и вытекающих мод в многослойных волноводных структурах. В основе нашей разработки лежит анализ зависимости фазы волны, распространяющейся поперек волноводной структуры, от эффективного показателя преломления. После определения n^* можно вычислить распределение поля мод и радиационные потери вытекающих мод.

Как известно, при $V < \pi$ волновод является одномодовым, а при $V > \pi$ – двухмодовым. Введение зазора между отдельными волноводами меняет число мод в системе волноводов. В пределе $s \rightarrow \infty$ число мод M при $V < \pi$ стремится к N – числу волноводов, образующих эту систему, а при $2\pi > V > \pi$ – к $2N$. В системе волноводов с $M > N$ происходит скачкообразное уменьшение эффективных показателей преломления мод с номерами $m > N$ (рис.2), обусловленное тем, что для этих мод максимумы распределения их полей лежат в промежутках между волноводами, где $n_s < n_f$. В таких системах вол-

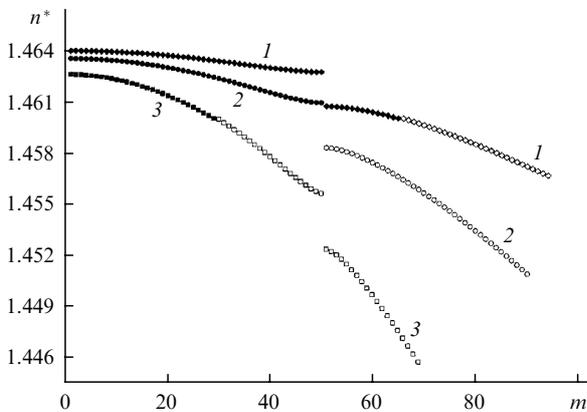


Рис.2. Зависимости от номера моды m эффективного показателя преломления n^* мод систем связанных волноводов с $M > N$, $h = 3.0$ мкм, $s = 1.0$ мкм (1), $M = N$, $h = 2.0$ мкм, $s = 1.0$ мкм (2) и $M < N$, $h = 1.0$ мкм, $s = 1.0$ мкм (3). Темные точки – направляемые моды, светлые – моды утечки системы волноводов.

новодов моды с номерами $m = N$ и $N + 1$ являются брэгговскими, т. к. угол между осью волновода и направлением распространения пучков света, образующих эти моды (угол скольжения), наиболее близок к углу Брэгга $\theta_{Br} = \arcsin[\lambda/(2\Lambda n_{av})]$, где n_{av} – усредненный показатель преломления слоистой среды, Λ – период волноводной структуры. Поскольку скачок Δn^* в системе туннельно-связанных волноводов возникает тогда, когда отдельный волновод системы является двухмодовым, то, как показывают расчеты, $n_N^* \approx n_1^*$ и $n_{N+1}^* \approx n_2^*$, где n_1^* и n_2^* – эффективные показатели преломления первой (основной) и второй мод отдельного волновода.

В системе туннельно-связанных волноводов с числом мод, меньшим числа отдельных одномодовых волноводов ($M < N$), брэгговские моды располагаются среди мод утечки этой системы. На рис.2 показана зависимость эффективного показателя преломления мод системы с $N = 50$, $h = 2.0$ мкм и $s = 1.0$ мкм (см. рис.1) от номера моды. Как показывают расчеты, зависимость $n^*(m)$ для мод утечки системы связанных волноводов действительно изменяется скачкообразно при переходе от моды с номером $m = 50 = N$ к моде с $m = 51 = N + 1$. Эти моды и являются брэгговскими модами данной системы волноводов.

Реализованная нами система волноводов – это система промежуточного типа, поскольку в ней $M = N$. Напомним, что толщина s для этой системы равна 1 мкм и число мод согласно рис.1 равно 50, т. е. $M = N$. Для последней направляемой моды $n^* = 1.4609$, и эта мода является одной из брэгговских мод. Другая мода является модой утечки системы волноводов. На рис.2 представлены зависимости $n^*(m)$ для рассматриваемой системы волноводов с $N = M$, а также для систем с $M > N$ и $M < N$. Эти зависимости получены для направляемых мод и мод утечки.

Для реализованной нами системы волноводов были рассчитаны распределения полей направляемых мод и мод утечки в дальней зоне в зависимости от угла возбуждения θ в воздухе. Эти зависимости (рис.3) дают нам, по

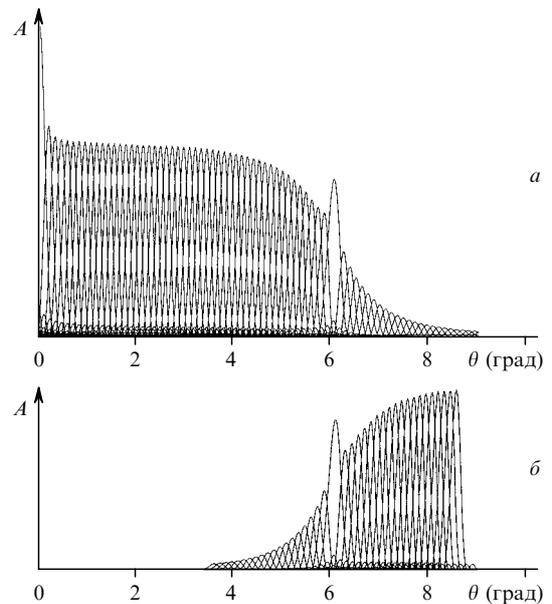


Рис.3. Угловые зависимости распределения амплитуды поля A направляемых мод (а) и мод утечки (б), характеризующие эффективность возбуждения η этих мод в дальней зоне, для системы волноводов с $M = N$.

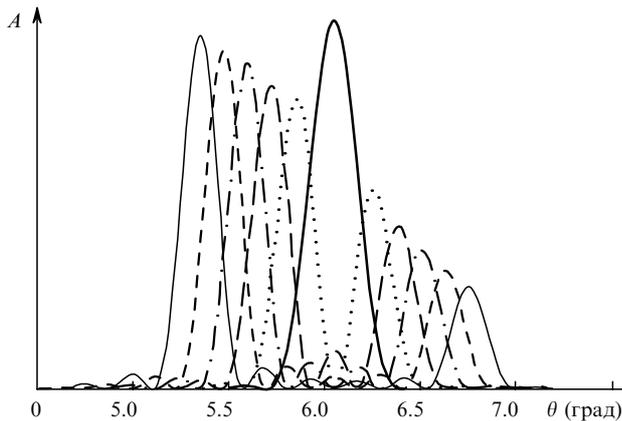


Рис.4. Угловые зависимости распределения амплитуды поля A направляемых мод, характеризующие эффективность возбуждения η этих мод в дальней зоне, при углах, близких к углу Брэгга, для системы волноводов с $M = N$. Жирная сплошная кривая относится к брэгговской моде, а кривые одинакового вида (одна до брэгговской моды, а другая после нее) характеризуют два направления для других направляемых мод.

сути, угловые зависимости эффективности торцевого возбуждения мод $\eta(\theta)$. Они показывают, прежде всего, что углы, под которыми распространяются брэгговские моды, практически равны между собой и определяются соотношением

$$\theta_{\text{Br}} \approx \arcsin \frac{\lambda}{2A}. \quad (3)$$

На рис.4 более детально показана угловая зависимость η для направляемых мод. Аналогичная зависимость $\eta(\theta)$ получается и для мод утечки, только с увеличением угла η растет, а не уменьшается, как для направляемых мод. Таким образом, эти зависимости определенно указывают на то, что при торцевом возбуждении в системе возникают и направляемые моды, и моды утечки. В волноводе моды утечки быстро затухают из-за излучения света в подложку. На рис.5 показана зависимость доли мощности этих мод на выходе волновода длиной 30 мм от номера моды утечки. Видно, что число мод утечки, возникающих в нашей системе волноводов, не превышает 5–6 и их интенсивность составляет не менее –10 дБ от интенсивности первой моды утечки.

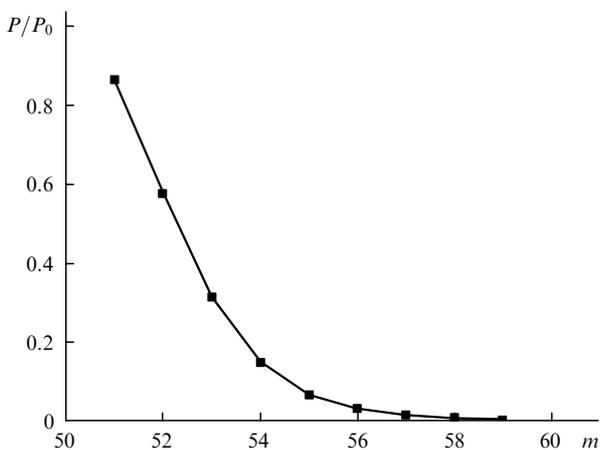


Рис.5. Зависимость доли мощности света P/P_0 на выходе волноводной системы с $M = N$ от номера вытекающей моды этой системы.

3. Эксперимент по наблюдению и идентификации мод утечки системы связанных волноводов

В эксперименте нами была реализована однородная система связанных волноводов, состоящая из 50 пар слоев SiO_2 и SiON , нанесенных на кварцевую подложку. Возбуждение мод такого волновода исследовалось на установке, схема которой приведена на рис.6. Длина исследуемых образцов с волноводами составляла 30 мм.

Сначала возбуждение мод осуществлялось путем торцевого возбуждения волновода. Для фокусировки излучения He–Ne-лазера на входной торец волновода использовалась оптическая система, образованная подвижным (1) и неподвижным (2) зеркалами и длиннофокусной линзой ($F = 60$ см). При различных положениях подвижного зеркала 1 размер лазерного пятна на входном торце варьировался в пределах 50–200 мкм. Измерения проводились при двух значениях радиуса лазерного пятна: 50 и 100 мкм. Вариации угла падения возбуждающего пучка осуществлялись вращением столика гониометра Г5М, на который устанавливались исследуемый образец в кювете с иммерсионной жидкостью и микрообъектив 4, формирующий увеличенное изображение ($50\times$) выходного торца образца на экране с диафрагмой 5. Для выделения желаемых участков изображения выходного торца размер и положение диафрагмы могли изменяться. При измерении мощности прошедшее через волновод излучение собиралось фокусирующей линзой 6 ($F = 40$ см) на фотоприемнике 7.

На рис.7 (кривая 1) представлена интенсивность света, прошедшего через волновод при торцевом возбуждении, в зависимости от угла возбуждения θ . В данном случае радиус лазерного пятна на входном торце составлял ~ 50 мкм. При малых углах возбуждения ($\theta \leq 3^\circ$) измеренная интенсивность излучения практически не зависит от θ , т. к. потери в исследуемом волноводе протяженностью 30 мм достаточно малы. При углах $4.5^\circ \leq \theta \leq 5.5^\circ$ в системе одновременно могут возбуждаться как направляемые, так и вытекающие моды, потери для которых могут быть существенно больше, чем для направляемых мод. Этим можно объяснить наблюдаемый спад интенсивности прошедшего света при $4.5^\circ \leq \theta \leq 5.5^\circ$. Некоторый рост измеренной интенсивности при углах $\theta \approx 6^\circ$ мы связываем с возбуждением брэгговской моды.

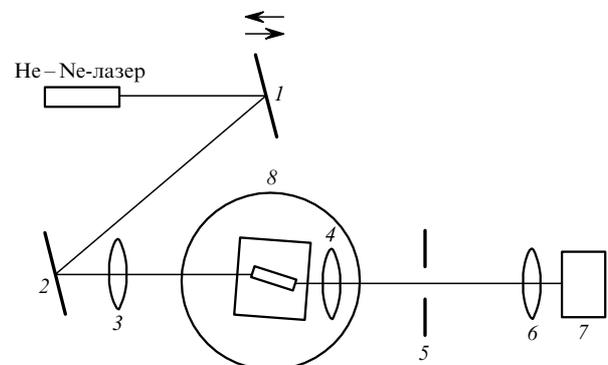


Рис.6. Оптическая схема экспериментальной установки для возбуждения мод в системе связанных волноводов: 1 – подвижное зеркало; 2 – неподвижное зеркало; 3 – длиннофокусная линза; 4 – микрообъектив; 5 – диафрагма; 6 – фокусирующая линза; 7 – фотоприемник; 8 – гониометр Г5М.

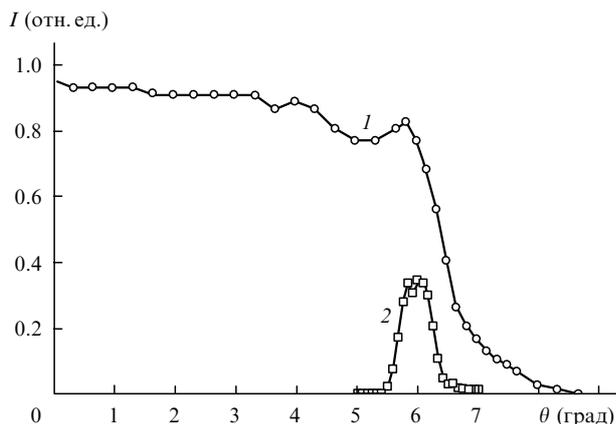


Рис.7. Угловые зависимости интенсивности света I на выходе системы из 50 одномодовых волноводов, рассмотренной в данной работе ($M = N = 50$), при торцевом (1) и боковом (2) возбуждении.

При торцевом вводе излучения в волноводную систему и углах падения $\varphi \leq 4^\circ$ наблюдались ярко освещенное изображение торца волноводных слоев, а также совокупность пятен, обусловленных дифракцией пучка света на входном и выходном торцах волноводной системы. Было обнаружено, что смещение оси возбуждающего пучка относительно оси волноводной системы приводило к снижению интенсивности дифракционных пятен, что позволило нам в дальнейшем контролировать точность настройки падающего пучка на входной торец по максимуму интенсивности этих пятен.

При углах падения $\varphi \approx 4.5^\circ - 6^\circ$ в плоскости изображения появлялись дополнительные группы пятен, расположенные симметрично по обе стороны от изображения волноводной области. Наблюдаемая картина свидетельствовала о том, что в системе одновременно возбуждаются как направляемые, так и вытекающие моды.

Затем возбуждение мод утечки осуществлялось из подложки при падении излучения He-Ne-лазера на боковую поверхность волновода. Для бокового ввода излучения входной торец волноводной системы смещался в плоскости, перпендикулярной оптической оси, при этом интенсивность в дифракционных пятнах падала практически до нуля. При боковом вводе излучения на экране были видны слабо освещенная область, соответствующая волноводным слоям, и расположенные по обе стороны от нее на некотором расстоянии две группы четко ограниченных пятен. Интенсивность излучения была максимальна в наиболее удаленных от оси системы пятнах. Эти пятна являются следствием возбуждения мод утечки в рассматриваемой системе волноводов.

При малых вариациях угла падения возбуждающего пучка расположение пятен в симметричных группах практически не изменялось, изменялась их интенсивность, а также появлялись другие группы пятен, интенсивность в которых возрастала при дальнейшем изменении угла падения. (Излучение как бы «перетекало из одной группы пятен в другую.») Особенности наблюдаемой в данном случае картины можно объяснить возбуждением в системе совокупности истекающих мод, модовый состав которой изменялся при изменении угла ввода излучения.

На рис.7 (кривая 2) представлена интенсивность света, прошедшего через волновод при боковом возбуждении (со стороны подложки), в зависимости от угла воз-

буждения θ . В этом случае радиус лазерного пятна составлял ~ 100 мкм. При $\theta \leq 6^\circ$ интенсивность незначительна, что свидетельствует о том, что при таком вводе излучения в системе не возбуждаются волноводные моды. Наблюдаемый максимум интенсивности при $\theta \sim 6^\circ$ мы связываем с возбуждением мод утечки, для которых в данном случае потери не очень велики (см. рис.5).

4. Обсуждение результатов

В экспериментах было обнаружено, что потери света, проходящего через систему связанных волноводов в виде брэгговских мод, достаточно малы даже в том случае, когда брэгговская мода является модой утечки системы. Интуитивно ясно, что так и должно быть. Расчеты потерь, выполненные с помощью упомянутой выше программы (см. разд.2), подтверждают интуитивные представления о малых потерях света в брэгговских модах (см. рис.5).

При рассмотрении прохождения света через систему волноводов необходимо учитывать потери мод утечки, т. к. направляемые моды и моды утечки, как показано на рис.3, возбуждаются одновременно. Учет этих потерь в процессе переноса света волноводной системой (путем перемножения данных, приведенных на рис.3,б и 5) дает нам угловую зависимость пропускания света. На рис.8 показана расчетная угловая зависимость интенсивности света (характеризующая пропускание) на выходе рассматриваемой волноводной системы. Согласование этой зависимости с полученной экспериментально (рис.7, кривая 1) вполне удовлетворительное. При боковом возбуждении мод утечки был обнаружен только один раздвоенный пик пропускания света, возникающий при углах, близких к углу Брэгга (рис.7, кривая 2). На наш взгляд, этот пик является результатом того, что боковое возбуждение неэффективно для брэгговской моды утечки и что для соседних с брэгговской моды утечки эффективность все еще достаточно высока.

С точки зрения селекции мод наиболее интересной нам кажется система с числом обычных мод M , меньшим числа волноводов N , поскольку при этом брэгговские моды оказываются локализованными среди мод утечки с большими потерями. Дальнейшая селекция может осуществляться путем соответствующего выбора места активной зоны в системе связанных волноводов: так, например, расположив активную зону в волноводах, мы

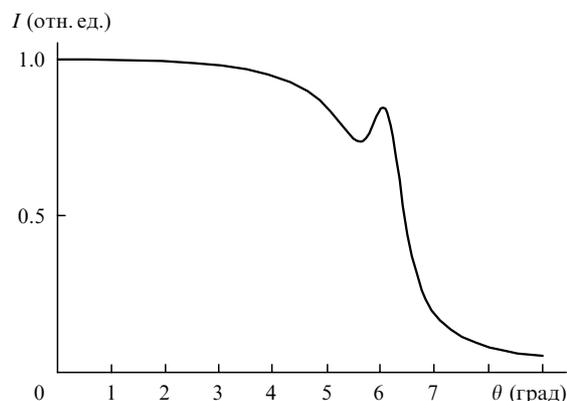


Рис.8. Расчетная угловая зависимость интенсивности света I на выходе рассматриваемой системы связанных волноводов ($M = N = 50$).

выделим первую брэгговскую моду системы (т. е. N -ю), а расположив активную зону в межволноводных промежутках, – вторую брэгговскую моду (т. е. $N + 1$ -ю).

Указанное обстоятельство может иметь прикладное значение для лазерных волноводных систем связанных канальных волноводов. Работы по созданию таких волноводов в настоящее время идут достаточно успешно [6].

Таким образом, выполненные исследования распространения света через систему связанных волноводов демонстрируют практически важные свойства брэгговской дифракции света в однородной системе связанных волноводов. Эти свойства с успехом могут быть использованы для решения проблемы селекции мод в такой системе и для повышения качества генерируемого излучения при работе данных активных систем.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16266а), а также программы «Интеграция» (проект № Б-0094, договор № 24606/711).

1. Beach R.J., Feit M., Page R.H., Brasure L.D., Wilcox R., Payne S.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19** (7), 1521 (2002).
2. Pertsch T., Zeutgraf T., Streppel U., Bräuer A., Perchel U., Lederer F. *Proc. ECIO-01* (Paderborn, Germany, 2001, p. 21).
3. Гончаров А.А., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А. *Квантовая электроника*, **33** (4), 343 (2003).
4. Goncharov A.A., Svidzinsky K.K., Sychugov V.A., Usievich B.A. *Laser Phys.*, **13** (8), 1017 (2003).
5. Anemogiannis E., Glytsis E.N., Gaylord T.K. *J. Lightwave Technology*, **17** (5), 929 (1999).
6. Müller M., Kamp M., Deubert S., Reithmaier J.P., Forchel A. *Electron. Lett.*, **40** (2), 118 (2004).