

07;12

## Распространение света в циркулярной системе туннельно связанных волноводов при фокусировке входного пучка света

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

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
119991 Москва, Россия  
e-mail: borisu@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 22 ноября 2005 г.)

Рассмотрена циркулярная система туннельно связанных волноводов и изучено распространение пучков света, остророфокусированных на входе системы. Показано, что вдоль своей траектории свет периодически фокусируется в точку. Отмечено, что максимальное число волноводов, участвующих в процессе распространения света, может быть оценено простым соотношением. Установлено, что в поперечном сечении волновод подразделяется на три зоны, и пульсирующие пучки света реализуются только в центральной зоне.

PACS: 42.25.Bs

### Введение

В последние годы заметно возрос интерес к проблеме распространения усиления и генерации света в системе туннельно связанных волноводов. Прежде всего, это обусловлено практической потребностью в улучшении качества и мощности излучения волоконных и полупроводниковых лазеров [1,2]. Однако и пассивные устройства на основе системы канальных волноводов требуют глубокого понимания особенностей распространения света в них [3,4]. Системы канальных волноводов могут быть разделены на два типа: однородные и неоднородные. Первые были реализованы и изучены достаточно полно, вторые изучены пока слабо и рассмотрены только в трех работах [5–7]. Целью настоящей работы является исследование распространения остророфокусированных пучков света в связанной системе цилиндрических волноводов.

### Неоднородная система связанных волноводов

Система канальных волноводов называется неоднородной, если константа распространения света в отдельном волноводе изменяется по некоторому закону от одного канального волновода к другому. В простейшем случае, который мы здесь рассмотрим, этот закон линейный. Это означает, что приращение константы распространения  $\Delta\beta = \gamma$  при переходе от волновода к волноводу является константой.

В работах [5,6] было установлено, что свет, введенный в один канал неоднородной системы, не растекается по всем другим волноводам по мере своего распространения по системе (как это имеет место в однородной системе канальных волноводов), а остается локализованным в пределах нескольких волноводов  $W$  ( $W \cong \frac{8\chi}{\gamma}$ , где  $\chi$  — коэффициент связи между волноводами). Более того, в такой системе канальных волноводов свет снова

собирается в первоначально возбужденном волноводе на расстояниях  $z_0 = \frac{2\pi}{\gamma}, 2z_0, 3z_0 \dots$  от входа волновода.

Такая картина распространения света обусловлена тем, что неоднородная система канальных волноводов ( $\Delta\beta = \gamma = \text{const}$ ) характеризуется эквидистантным набором собственных мод, интерференция которых порождает наблюдаемую картину.

В работах [5,6] были представлены два способа реализации неоднородной системы канальных волноводов и экспериментально продемонстрирована фокусировка света в ней. Здесь мы хотим обратить внимание на простейший способ реализации такой системы волноводов. Он состоит в том, что одинаковые (одномодовые) по своим параметрам волноводы эквидистантно располагаются на концентрических окружностях достаточно большого радиуса [7]. Если считать, что константы распространения в этих волноводах одинаковы, и начала всех волноводов лежат на одном, а концы их на другом радиусе кривизны системы, то сигнал на выходе системы при переходе от одного канального волновода к другому в случае синфазного возбуждения их будет испытывать фазовую задержку. Эту задержку можно трактовать как связанную с изменением константы распространения света в каждом волноводе по отношению к соседнему. Такой подход к проблеме распространения света в криволинейной системе канальных волноводов позволяет получить соотношение, устанавливающее эквивалентность между неоднородной системой прямолинейных волноводов и системой криволинейных одинаковых волноводов. Это соотношение имеет следующий вид [7]:

$$\Delta\beta l \approx \beta \Delta l,$$

$$\Delta\beta = k\Delta n^* = kn^* \frac{\Delta R}{R}, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус кривизны волновода с эффективным показателем преломления  $n^*$ ,  $\Delta R$  — изменение радиуса кривизны соседнего волновода,  $\Delta n^*$  — изменение значения его эффективного показателя преломления и  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,

$\lambda$  — длина волны света. Соотношение (1) позволяет получить длину фокусировки света в криволинейной системе волноводов при возбуждении их точечным источником

$$z_0 = \frac{2\pi}{\gamma} = \frac{R\lambda}{n^*\Delta R} = \frac{R\lambda}{n^*\Lambda}, \quad (2)$$

где  $\Lambda = \Delta R$  — период повторения волноводов в структуре.

Приведенное здесь выражение для  $z_0$  совпадает с тем, что было получено в работе [8], где задача о распространении света в криволинейной системе канальных волноводов решалась строго.

### Реализация неоднородной системы связанных волноводов на цилиндрической поверхности

Неоднородная система „канальных“ волноводов была экспериментально реализована путем нанесения на внутреннюю поверхность кварцевой трубки с внутренним диаметром 16 mm пятидесяти пар слоев SiO<sub>2</sub> и SiON с разницей показателей преломления  $\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$ . Толщина волноводного слоя составляла 2 μm и толщина промежутка между ними достигала 1 μm. Поверх последнего волновода наносился слой SiO<sub>2</sub> толщиной 50 μm. Система волноводов была изготовлена методом SPCVD (Surface Plasma Chemical Vapour Deposition), разработанным для изготовления волоконных заготовок [9].

Как известно [6,10], в неоднородной системе туннельно связанных волноводов, в принципе, траектории волноводных пучков света могут быть двух типов: волнообразного типа и траектории с периодическим расположением точек фокусировки света (рис. 1, a, b). Оба типа траектории характеризуются периодом пульсаций. Распространение света вдоль первых траекторий было изучено нами ранее в работе [11]. В настоящей работе речь идет о траекториях второго типа.

Поскольку использованный нами способ позволяет реализовать систему цилиндрических связанных волноводов, то распространение света по цилиндрической поверхности волноводов представляет определенный интерес и, в частности, угловая зависимость периода и числа пульсаций пучка света. На рис. 2, a приведена спиральная траектория пучка и система координат, связанная с ней.

Согласно рис. 2, a, продольная, т.е. вдоль оси  $z$  цилиндра, константа распространения света в волноводе равна  $\beta_z = kn^* \cos \theta_1$ , где  $\theta_1$  — угол распространения пучка относительно оси цилиндра, а поперечная константа  $\beta_x$  равна  $\beta_x = kn^* \sin \theta_1$ . В соседнем волноводе с большим радиусом получаем

$$\tilde{\beta}_x = kn^* \sin \theta_1 \left( 1 + \frac{\Delta R}{R} \right), \quad \tilde{\beta}_z = \beta_z.$$

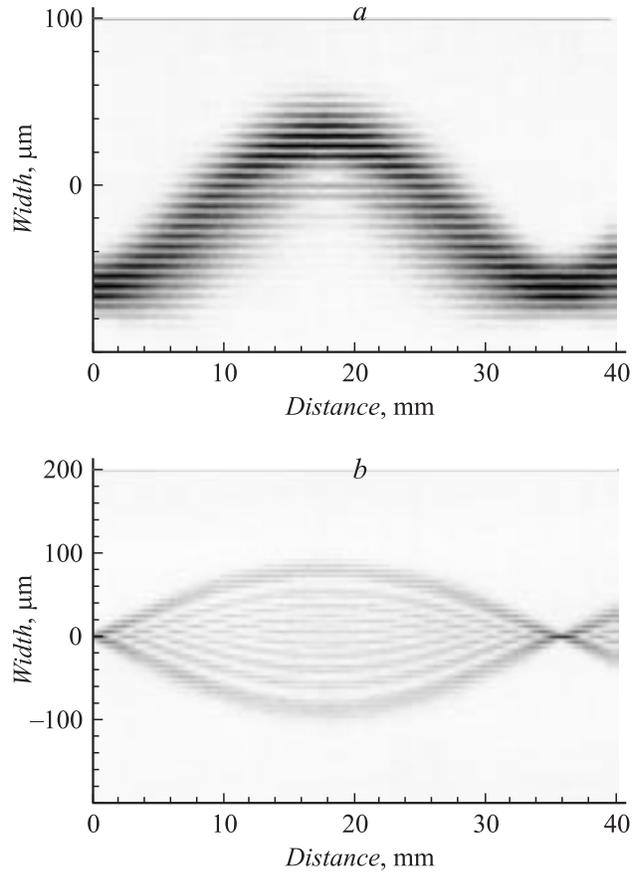


Рис. 1. Характерный вид участков волноводных пучков света в циркулярной системе туннельно связанных волноводов. a — участок пучка на волнообразной траектории; b — участок пучка с фокусировкой света на его траектории.

Отсюда для константы  $\tilde{\beta}$

$$\tilde{\beta} = kn^* \sqrt{\cos^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_1 \left( 1 + \frac{\Delta R}{R} \right)^2} \quad (3)$$

и, учитывая, что  $\frac{\Delta R}{R} \ll 1$ , после упрощений получаем следующее соотношение:

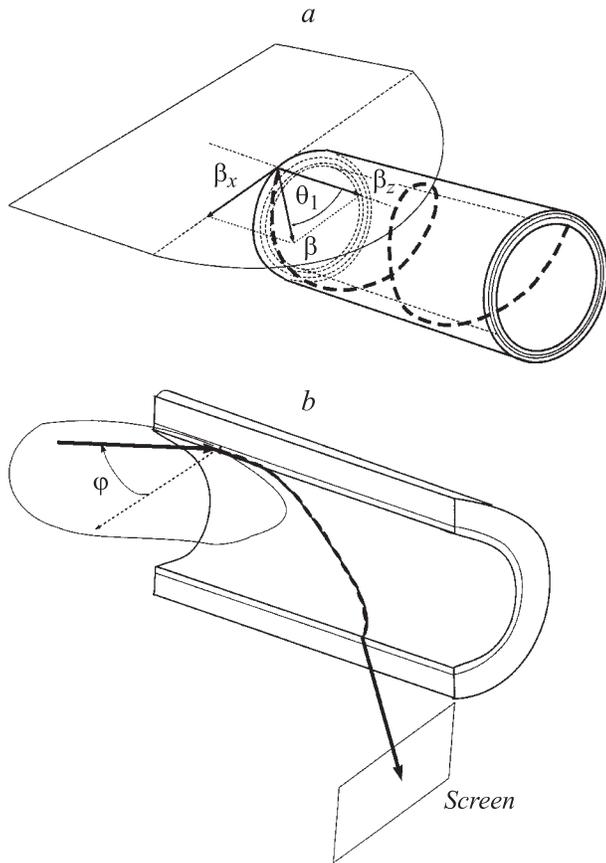
$$\tilde{\beta} = kn^* \left( 1 + \sin^2 \theta_1 \frac{\Delta R}{R} \right). \quad (4)$$

Приращение константы распространения для соседнего волновода при распространении света вдоль спиральной траектории

$$\Delta\beta = \tilde{\beta} - \beta \approx \beta \frac{\Delta R}{R} \sin^2 \theta_1. \quad (5)$$

Это приращение определяет угловую зависимость величины  $z_0$ :

$$z_0(\theta_1) = \frac{\lambda R}{n^*\Delta R \sin^2 \theta_1} = \frac{\lambda R}{n^*\Lambda \sin^2 \theta_1}. \quad (6)$$



**Рис. 2.** *a* — геометрия возбуждения спиральной траектории пучка на цилиндре; *b* — геометрия возбуждения волноводного пучка света на полуцилиндрическом образце.

На рис. 2, *b* представлена другая геометрия возбуждения волноводной системы. Она характеризуется иной зависимостью величины  $z_0$ :

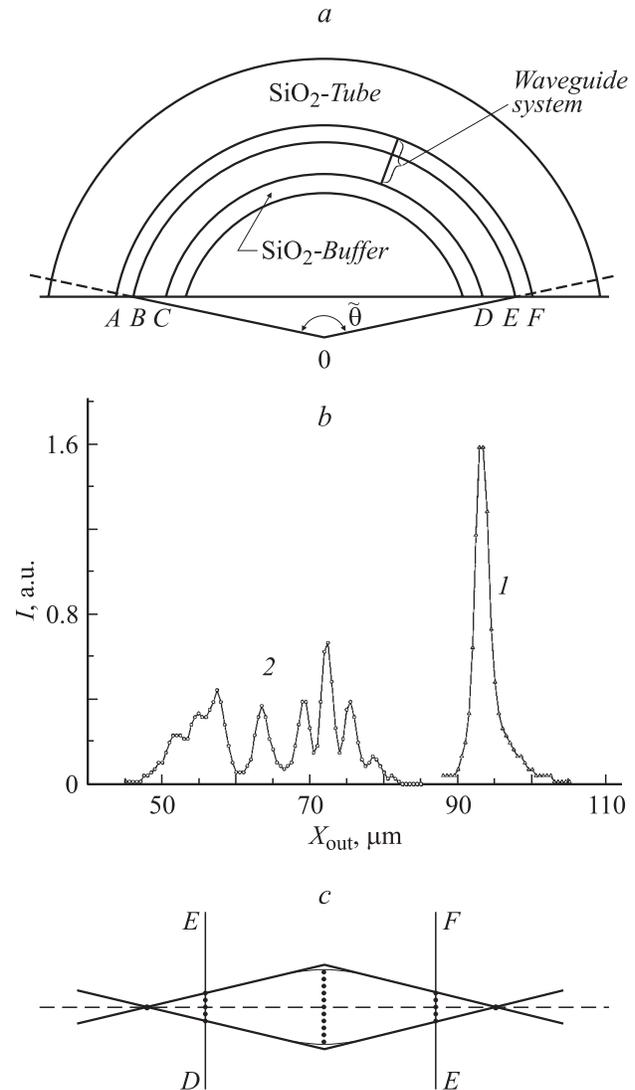
$$z_0 = \frac{\lambda R}{n^* \Lambda \cos^2 \varphi_1}, \quad (7)$$

где  $\varphi_1$  — угол, под которым луч распространяется внутри волноводной системы. В работе [11] была изучена угловая зависимость пульсаций светового пучка, распространяющегося по спиральным траекториям несфокусированных пучков света и было показано полное соответствие экспериментальных результатов с расчетами.

## Распространение сфокусированных пучков света

Изучение распространения волноводных пучков света по цилиндрической поверхности, первоначально сфокусированных в одной (входной) точке с помощью двадцатикратного микробиообъектива на торце структуры, представляет определенные сложности, хотя сомнений в угловых зависимостях  $z_0(\theta)$  нет. Прежде всего следует отметить, что в цилиндрической системе волноводов фокусировка света в точках  $z_0, 2z_0, \dots$  происходит не

в точку, а в линию, если световой пучок направлен даже под углом  $\varphi_1 = 0$ . Если же  $\varphi_1 \neq 0$ , фокусировка света на выходном торце полуцилиндрического волноводного образца (как на рис. 2, *b*) будет выглядеть не прямой линией, а в виде „бантика“ с точкой посередине. Поэтому, на наш взгляд, этот тип траектории, прежде всего, удобен для исследования распространения света в волноводной системе, возбуждаемой под углом  $\varphi_1 = 0$ . Согласно формуле (7), количество пульсаций светового пучка при этом будет максимальным, и в нашем случае [11] оно равно  $P \cong 20$ . К сожалению, полуцилиндрические образцы были приготовлены разре-



**Рис. 3.** *a* — схема траектории пучка с фокусировкой света на концах траектории (при возбуждении света микробиообъективом на входе и фокус на выходе волноводной системы, вследствие целого числа длин пульсации на всей траектории пучка); *b* — зависимости интенсивности излучения на выходе системы от координаты возбуждения света на входе системы (кривая 1 —  $s = 94$ , 2 —  $66 \mu\text{m}$ ); *c* — изображение ромба, в который вписывается одна пульсация света. Ромб представляет число задействованных в пульсации волноводов системы.

занием цилиндрических образцов пополам и последующей полировкой его торцов, параллельных образующей цилиндра, так, что угол  $\theta$  полуцилиндра (из-за ширины пилы) составляет  $165.5^\circ$ . Поэтому при изучении распространения сфокусированных пучков света прежде всего мы выявили такую траекторию света в волноводной системе, где сфокусированный входной пучок на одном его торце точно трансформировался в линию на другом выходном торце системы волноводов (рис. 3, а). Эта точка фокусировки соответствовала расстоянию  $s = 95 \mu\text{m}$  от буферного слоя внутрь системы.

На рис. 3, б представлена координатная зависимость интенсивности света, излученного на выходном торце волноводной системы. Размер светящегося участка волновода четко соответствует ширине волноводного слоя. При числе пульсаций света, равном 20, длина пульсации  $z_0 = 1.151 \text{ mm}$ , что совпадает с измеренным нами ранее значением [7]. Здесь следует упомянуть, что угловой размер пульсаций пучка света является константой [12], и равен  $2\theta_{Bl} \approx \frac{\lambda}{\Lambda n^*}$ , при этом

$$z_0 = 2R\theta_{Bl} = R \frac{\lambda}{n^*\Lambda}, \quad (8)$$

где  $\lambda$  — длина волны света,  $\Lambda$  — период волноводной структуры и  $n^*$  — эффективный показатель преломления света в волноводе. Оценка длины пульсации по формуле (8) при  $\lambda = 0.63$ ,  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ ,  $n^* \approx 1.46$  дает значение  $z_0 = 1.1506 \text{ mm}$ .

Как уже отмечалось, при изготовлении образцов было допущено отклонение их формы от точного полуцилиндра, что привело к смещению плоскости торцов от радиальных плоскостей полученного полуцилиндрического образца (рис. 3, а). Это отклонение позволило выявить форму пульсаций света в областях, близких к точкам фокусировки света. На рис. 3, б показаны зависимости излучения на выходном торце волновода от смещения точки ввода света на входе волновода от найденной ранее особой (В) точки ввода. Полученные картины излучения на выходе определенно свидетельствуют о сходимости и расходимости света внутри волновода вблизи фокусных точек на траектории света и позволяют построить ромб, охватывающий волноводы  $W$ , участвующие в образовании пульсаций (рис. 3, с).

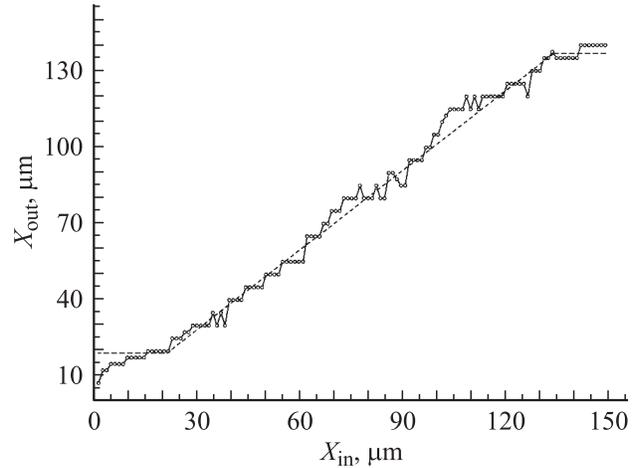
Известно [13], что расходимость излучения, первоначально сфокусированного в одном волноводе на входе системы туннельно связанных волноводов, определяется соотношением

$$\bar{\theta} = 3.52\Lambda\chi. \quad (9)$$

Полагая, что длина продольной оси ромба равна  $z_0$ , и учитывая, что угол  $\bar{\theta}$  мал, получаем верхнюю оценку величины  $W$ :

$$W = \frac{\bar{\theta}z_0}{2\Lambda} = 11 \frac{\chi}{\gamma}. \quad (10)$$

Расчетные значения  $\chi = 56.3$  и  $\gamma = 54.5 \text{ cm}^{-1}$  для нашей волноводной системы показывают, что оценка  $W$  по



**Рис. 4.** Зависимость положения „центров“ тяжести излучения света на выходном торце системы волноводов от положения координаты точки возбуждения на входном торце.

формуле (10) дает правдоподобное ( $W \cong 11$ ) представление о поперечных размерах пульсации, полученных ранее в работе [5].

Отметим, что при определении местоположения участков сходимости и расходимости света по картинам излучения на выходе системы мы предполагали, что центр „тяжести“ этих картин лежит на продольной оси ромба. Такое предположение позволило нам путем последовательного смещения точек ввода света на входе построить зависимость положения точек выхода всех возможных в системе траекторий движения света от положения точек ввода. На рис. 4 представлена кривая точек выхода и ее приближение в виде ломаной линии, состоящей из трех участков поперечного сечения системы: участок вблизи буферного слоя, участок вблизи опорной трубки и промежуточный участок линейной зависимости  $x_{out} = f(x_{in})$ . Длину горизонтальных участков мы определяем как ширину локализации приграничных волн системы, где режим пульсации искажается близостью границ системы и нарушением эквидистантности мод системы. В промежутке между этими областями эквидистантность мод сохраняется, что и дает нам возможность наблюдать траектории света с пульсациями интенсивности его вдоль пути распространения.

## Выводы

Исследование распространения сфокусированных пучков света, проведенное нами в циркулярной системе волноводов, показало в первую очередь, что технология изготовления цилиндрических волноводных систем обладает высоким качеством их воспроизводимости. Показателен тот факт, что после двадцати пульсаций фокусировка траектории пучка в линию шириной  $2 \mu\text{m}$  является предельной, т.к. это ширина одного волноводного слоя. Удалось найти способ определения ширины

зон приповерхностных волн. Факт возникновения и существования таких зон понятен, но четкое понимание их природы возможно будет получить при дальнейшем развитии теории ограниченных неоднородных систем связанных волноводов.

Авторы статьи благодарят РФФИ за финансовую поддержку данной работы, грант № 03-02-16266а.

## Список литературы

- [1] *Beach R.J., Feit M.D., Page R.H., Brasure L.D., Wilcox R., Payne S.A.* // JOSA. 2002. Vol. 19. N 7. P. 1521–1534.
- [2] *Botez D., Napartovich A.P.* // IEEE J. Quantum Electron. 1994. Vol. 30. P. 975.
- [3] *Smit M.K.* // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. 1996. Vol. 2. P. 236–250.
- [4] *Abeeluck A.K., Litchinister N.M., Headley C., Eggleton B.J.* // Optics Express. 2002. Vol. 10. N 23. P. 1320.
- [5] *Pertsch T., Dannberg P., Elflein W., Brauer A.* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 4752.
- [6] *Morandotti R., Porschel U., Aitchinson J.S., Eiesenberg H.S., Silberberg Y.* Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 4756.
- [7] *Усиевич Б.А., Сычугов В.А., Нурлигареев Д.Х., Голант К.М., Гончаров А.А., Свидзинский К.К.* // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. С. 371–374.
- [8] *Lenz G., Talanina I., Martijn de Sterke C.* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 963.
- [9] *Pavy D., Moisan M., Saada S., Chollet P.* et al. // Proc. 12<sup>th</sup> European Conf. on Optical Commun. Barcelona, 1986. P. 19–22.
- [10] *Peschel U., Pertsch T., Lederer F.* // Opt. Lettres. 1998. Vol. 23. N 21. P. 1701–1703.
- [11] *Нурлигареев Д.Х., Голант К.М., Сычугов В.А., Усиевич Б.А.* // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 10. С. 917–920.
- [12] *Усиевич Б.А., Сычугов В.А., Нурлигареев Д.Х., Голант К.М.* // Опт. и спектр. 2004. Т. 97. № 5. С. 841–846.
- [13] *Гончаров А.А., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А.* // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 4. С. 343–348.