

Распространение света в цилиндрической системе туннельно-связанных волноводов

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

Изучен процесс распространения света в цилиндрической системе туннельно-связанных волноводов. Система волноводов была создана путем их послойного нанесения на внутреннюю стенку опорной трубки по технологии SPCVD, разработанной для синтеза заготовок волоконных световодов. Показано, что волноводный пучок света в такой системе движется по спиральной волнообразной траектории и частично излучается наружу на ее «ребрах». Измерена угловая зависимость периода осцилляций траектории и числа осцилляций вдоль траектории.

Ключевые слова: диэлектрический волновод, туннельная связь, пучок света.

1. Введение

В последние годы интерес к проблеме распространения, усиления и генерации света в системе туннельно-связанных волноводов заметно возрос. Прежде всего это обусловлено практической потребностью в улучшении качества и увеличении 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 реализованы только в трёх работах [5–7]. Целью настоящей работы является исследование распространения света в связанной системе цилиндрических волноводов и непосредственная демонстрация возникающих в ней блоховских осцилляций света.

2. Неоднородная система связанных волноводов

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

В работах [5, 6] установлено, что свет, введенный в один канал неоднородной системы, не растекается по

всем другим волноводам по мере своего распространения по системе (как это происходит в однородной системе канальных волноводов), а остается локализованным в пределах нескольких волноводов W ($W \approx 8\chi/\gamma$, где χ – коэффициент связи между волноводами). Более того, в такой системе свет снова собирается в первоначально возбужденном волноводе на расстояниях от входа волновода $z_0 = 2\pi/\gamma, 2z_0, 3z_0, \dots$ и т. д.

Указанное распространение света обусловлено тем, что неоднородная система канальных волноводов с $\Delta\beta = \gamma = \text{const}$ характеризуется эквидистантным набором собственных мод, интерференция которых и 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 (рис.1). Если считать, что константы распространения в этих волноводах одинаковы и начала всех волноводов лежат на одном радиусе кривизны системы, а их концы – на другом, то сигнал на выходе системы при переходе от одного канального волновода к другому в случае их синфазного возбуждения будет испытывать фазовую задержку. Ее можно трактовать как задержку, обусловленную изменением постоянной 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 вид [7] $\Delta\beta l \approx \beta\Delta l$, где

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

Здесь R – радиус кривизны волновода с эффективным показателем преломления n^* ; ΔR , Δn^* – изменения ра-

Д.Х.Нурлигареев, В.А.Сычугов, Б.А.Усиевич. Научный центр лазерных материалов и технологий при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: borisu@kapella.gpi.ru

К.М.Голант. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

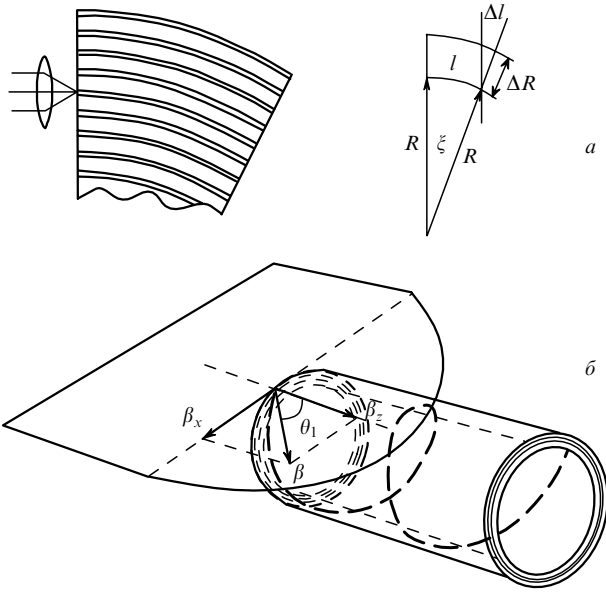


Рис.1. Циркулярная система связанных волноводов (ξ – угловой размер волновода длиной l , Δl – приращение длины дуги при переходе от одного волновода к другому) (а), а также распространение пучка света по спиральной траектории и определяющая ее система координат (б).

диуса кривизны соседнего волновода и его эффективного показателя преломления; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны света. Соотношение (1) позволяет получить длину фокусировки света в криволинейной системе волноводов при возбуждении их точечным источником:

$$z_0 = \frac{2\pi}{\gamma} = \frac{R\lambda}{n^*\Delta R} = \frac{R\lambda}{n^*A}, \tag{2}$$

где $A = \Delta R$ – период повторения волноводов в структуре.

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

До сих пор мы рассматривали предельно узкий пучок света на входе системы волноводов и его распространение вдоль неё. Однако для понимания деталей процесса большой интерес представляет также распространение широких пучков света в неоднородной системе связанных волноводов. Расчеты [9] показывают, что траектория распространения таких пучков имеет волнообразный характер (рис.2).

Важно отметить, что длина пульсации света $z_0 = 2\pi/\gamma$ равна длине «волны» волнообразной траектории пучка света. Поэтому при рассмотрении широких пучков света мы будем и далее говорить о длине его пульсаций, имея в виду длину «волны» волнообразной траектории пучка.

Однородная система канальных волноводов была изготовлена путём нанесения на внутреннюю поверхность кварцевой трубки 50 пар слоев SiO_2 и SiON с разностью показателей преломления $\Delta n = 5 \times 10^{-3}$. Толщина волноводного слоя составляла 2 мкм, толщина промежутка между ними достигала 1 мкм. Поверх 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 [10].

Поскольку использованный нами способ реализации

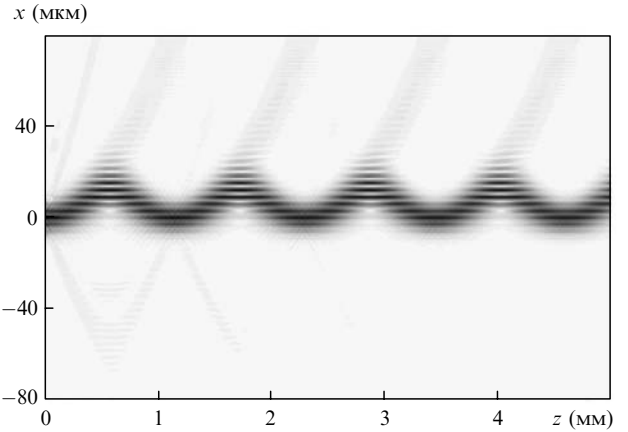


Рис.2. Траектория распространения гауссова пучка света в циркулярной системе связанных волноводов.

неоднородной системы позволяет получить систему цилиндрических оптически связанных волноводов, то распространение света по их цилиндрической поверхности представляет определенный интерес; в частности, это относится к угловым зависимостям периода и числа пульсаций пучка света. Спиральная траектория пучка и связанная с ней система координат показаны на рис.1,б.

Согласно рис.1,б продольная, т. е. направленная вдоль оси z цилиндра, постоянная распространения света в волноводе $\beta_z = kn^* \cos \theta_1$ (θ_1 – угол распространения пучка относительно оси цилиндра), а поперечная составляющая $\beta_x = kn^* \sin \theta_1$. В соседнем волноводе с большим радиусом имеем

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

Отсюда получаем

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

и, учитывая, что $\Delta R/R \ll 1$, после упрощений получаем окончательно

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

Приращение постоянной распространения для соседнего волновода при распространении света вдоль спиральной траектории таково:

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

Это приращение определяет угловую зависимость длины пульсаций z_0 :

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

Следствием изменения длины пульсаций в зависимости от угла распространения пучка света на цилиндрической поверхности будет изменение числа P пульсаций на всей длине траектории, а значит, изменение картины излучения на выходе луча. Этот вопрос изучался нами ра-

нее в работе [11]. Здесь нам хотелось бы отметить, что изменение картины излучения на выходе связано с изменением распределения фазы волны поперек пучка света. Напомним, что при целом и полуцелом числе P пульсаций на всей траектории пучка картины излучения на выходе пучка существенно различны (рис.3). Это обстоятельство позволяет уверенно характеризовать траектории пучков.

3. Эксперимент

В эксперименте использовались образцы двух типов: цилиндрические образцы длиной $L = 30$ мм с волноводной системой на внутренней поверхности трубки и образцы такой же длины, разрезанные вдоль образующей трубки пополам. Внутренний диаметр кварцевой трубки в обоих случаях составлял 16 мм. Для ввода света в волноводные слои торцы образцов полировались. Цель эксперимента состояла в том, чтобы выявить наличие пульсаций света внутри волноводной системы и измерить угловые зависимости их числа и длины z_0 .

На рис.4,*a* представлена схема эксперимента с использованием цилиндрического образца. Излучение He–Ne-лазера фокусировалось на входной торце волновода с помощью оптической системы, обеспечивающей диаметр входного гауссова пучка 30 мкм. На экране за выходным

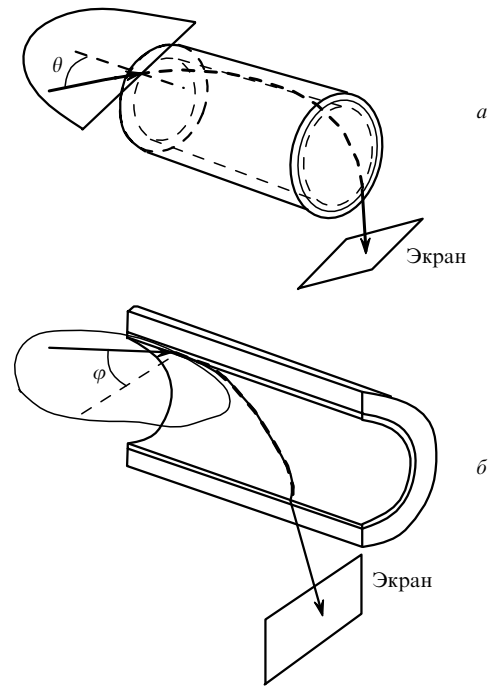


Рис.4. Схемы экспериментов с цилиндрической (*a*) и полужидрической (*б*) геометриями образцов волноводных систем.

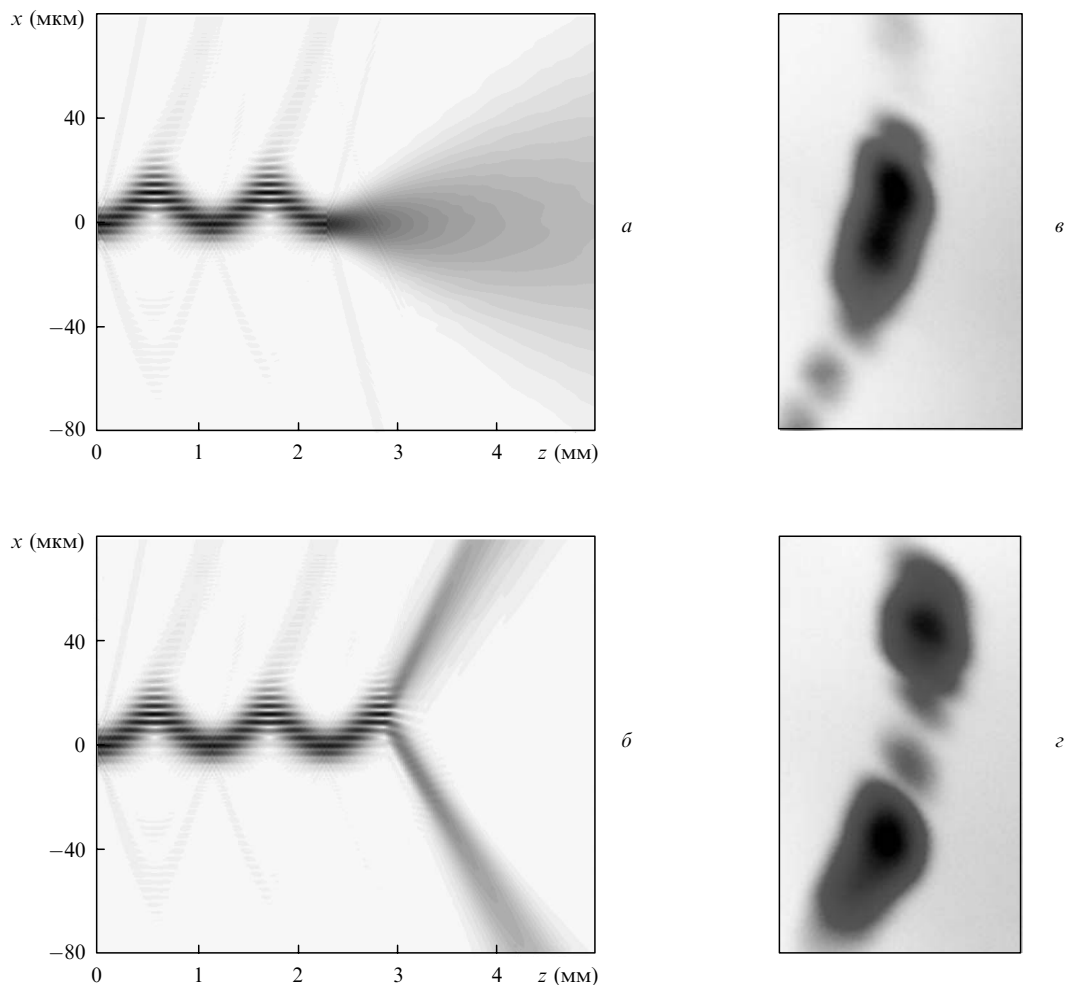


Рис.3. Картины излучения на выходе цилиндрической системы связанных волноводов при длине траектории пучка света, содержащей целое число пульсаций ($L_1 = Pz_0$) (*a*), и длине траектории, отвечающей полуцелому числу пульсаций ($L_2 = (P + \frac{1}{2})z_0$), а также фотографии картин излучения, наблюдаемых в дальнем поле при целом (*в*) и полуцелом (*г*) числе пульсаций.

торцом цилиндрического образца наблюдалась картина излучения (брегговская дифракция света). Она представляла собой чередующиеся распределения света либо в виде двух пятен одинаковой интенсивности, и тогда характеризовала траекторию волноводного пучка с полуцелым числом пульсаций, либо в виде одного более широкого пятна, характерного для целого числа пульсаций. Фотографии картин излучения, наблюдаемых в дальнем поле и характеризующих траектории пучка света с целым и полуцелым числом пульсаций, приведены на рис.3,6, з.

Переход от одной траектории пучка света к другой внутри волноводной системы происходил при изменении угла θ ввода света в волноводную систему, которое осуществлялось с помощью гониометра Г5М. При изменении угла ввода от 0 до 90° измерить угловую зависимость числа пульсаций можно было в диапазоне углов $0^\circ < \theta_1 < 42^\circ$. Первая траектория, которую нам удалось выявить, характеризовалась числом пульсаций $P = 0.5$, а последняя – $P = 12$.

Отметим также, что траекторию пучка света внутри волноводной системы можно было визуально зарегистрировать в темной комнате и посчитать на ней число пульсаций, что мы и осуществили в наших измерениях.

Число пульсаций, получаемых в эксперименте, сравнивалось с числом пульсаций, оцениваемых по формуле

$$P = \frac{L_s}{z_0} = \frac{Ln^*A}{\lambda R} \tan \theta_1 \sin \theta_1, \tag{7}$$

где $L_s = L / \cos \theta_1$ – расстояние вдоль траектории пучка.

Зависимость $P(\theta_1)$, а также угловая зависимость периода пульсаций z_0 представлены на рис.5.

С помощью образцов полуцилиндрических волноводов, образованных путем продольного разрезания трубок, можно измерить угловую зависимость числа пульсаций P в несколько ином диапазоне углов. Это обусловлено тем, что угол φ_1 связан с углом θ_1 равенством $\varphi_1 + \theta_1 = \pi/2$ (см. рис.4,б). В данном случае число пульсаций определяется соотношением

$$P = \frac{ln^*A}{\lambda R} \cos \varphi_1, \tag{8}$$

где l – длина образца волновода поперек полуцилиндрической трубки. Угловая зависимость длины пульсаций такова:

$$z_0(\varphi_1) = \frac{\lambda R}{n^*A \cos^2 \varphi_1}. \tag{9}$$

На рис.5 представлены экспериментальные результаты измерений углов возбуждения траекторий пучка света в волноводе с полуцелым числом пульсаций P . Угловая зависимость периода пульсаций z_0 (кривая 1) определяется только идентичностью образцов волноводных систем, использованных в экспериментах (образцы с волноводами вырезались из одной трубки). В связи с этим на рис.5 данная зависимость представлена единой кривой 1, тогда как угловые зависимости числа пульсаций P в двух

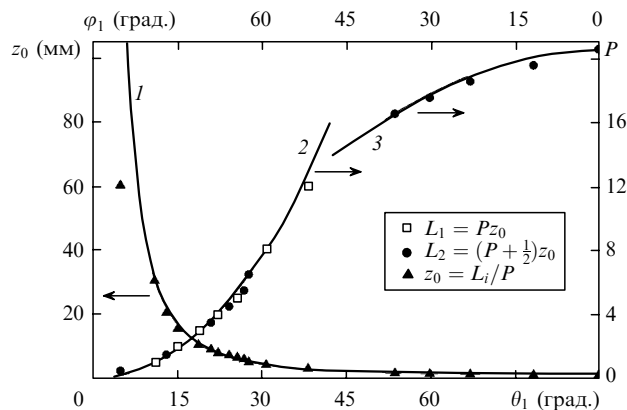


Рис.5. Угловые зависимости периода пульсаций z_0 (1) и числа пульсаций P (2 и 3), полученные в результате расчетов (сплошные линии) и экспериментов (точки).

экспериментах различны и, соответственно, кривые 2 и 3 не переходят одна в другую.

Тем не менее экспериментально полученные зависимости 2 и 3 однозначно доказывают, что пульсирующий характер спиральной траектории определяется движением пучка света в азимутальном направлении при его распространении под углом θ_1 (или φ_1) к образующей цилиндрической поверхности волноводной системы.

4. Выводы

Таким образом, анализ движения широких пучков света вдоль неоднородной системы волноводов с $\Delta\beta = \gamma = \text{const}$ четко выявил наличие их волнообразных траекторий и позволил экспериментально измерить угловую зависимость периода z_0 и числа P пульсаций света на этих траекториях.

Авторы статьи выражают благодарность РФФИ (грант № 03-02-16266-а) за финансовую поддержку работы.

1. Beach R.J., Feit M.D., Page R.H., Brasure L.D., Wilcox R., Payne S.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19** (7), 1521 (2002).
2. Botez D., Napartovich A.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 975 (1994).
3. Smit M.K. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, **2**, 236 (1996).
4. Abeeluck A.K., Litchinister N.M., Headley C., Eggleton B.J. *Opt. Express*, **10** (23), 1320 (2002).
5. Pertsch T., Dannberg P., Elflein W., Brauer A. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4752 (1999).
6. Morandotti R., Pertsch U., Aitchinson J.S., Eiesenberg H.S., Silberberg Y. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4756 (1999).
7. Усиевич Б.А., Сычугов В.А., Нурлигареев Д.Х., Голант К.М., Гончаров А.А., Свидзинский К.К. *Квантовая электроника*, **34**, 371 (2004).
8. Lenz G., Talanina I., Martijn de Sterke C. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 963 (1999).
9. Peschel U., Pertsch T., Lederer F. *Opt. Lett.*, **23** (21), 1701 (1998).
10. Pavy D., Moisan M., Saada S., Chollet P., et al. *Proc. XII Europ. Conf. on Opt. Commun.* (Barcelona, 1986, p. 19–22).
11. Усиевич Б.А., Сычугов В.А., Нурлигареев Д.Х., Голант К.М. *Оптика и спектроскопия*, **97** (5), 841 (2004).