

К. т. н. В. Б. КАТОК, к. ф.-м. н. Е. Д. ЩЕПКИНА

Украина, г. Киев, Науч.-инж. центр  
линейно-кабельных сооружений

Дата поступления в редакцию  
14.09 1998 г.  
Оппонент к. т. н. Т. В. МАКАРОВ

## МЕТОД СИНТЕЗА ОДНОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С УЛУЧШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

*Предложен новый метод синтеза одномодовых волокон по заданным на нормированной фиксированной частоте значениям фазовых и групповых скоростей распространяющейся моды.*

*The new method of single-mode fibres synthesis for given values of phase and group speeds of propagation mode on fixed normalized frequency is proposed.*

Благодаря своей широкополосности одномодовый волоконный световод является одним из основных элементов в волоконно-оптических линиях связи. Однако из-за малых размеров поперечных сечений его сердцевинки возникают трудности при стыковке и измерениях. Следовательно, получение одномодовых световодов с увеличенными поперечными размерами сердцевинки, а также расширенной полосой одномодового режима, которые могут быть использованы для многоканальных систем со спектральным уплотнением каналов, имеет не только большое научное, но и практическое значение. Такие световоды могут быть получены методом синтеза на фиксированной частоте. В основу метода положено решение обратной задачи рассеяния нерелятивистской квантовой механики.

Распространение электромагнитных волн в градиентном диэлектрическом волокне описывается уравнением, полученным из системы уравнений Максвелла для поперечных монохроматических полей с учетом линейно-поляризованных мод. В цилиндрической системе координат и в безразмерном виде его можно представить как

$$\frac{d^2\varphi(\rho)}{d\rho^2} + \left( -p^2 + \frac{l^2 - 1/4}{\rho^2} \right) \varphi(\rho) = -f(\rho)\varphi(\rho); \quad (1)$$

$$p = \frac{V^2(\beta^2/k^2 - \epsilon_1)}{(\epsilon_m - \epsilon_1)}; \quad V = ka(\epsilon_m - \epsilon_1)^{1/2};$$

$$f(\rho) = \frac{V^2(\epsilon(\rho) - \epsilon_1)}{(\epsilon_m - \epsilon_1)},$$

где  $\varphi(\rho)$  — безразмерная функция, пропорциональная поперечным составляющим электрического поля;

$\rho$  — безразмерный радиус сердцевинки;  
 $p, \beta$  — нормированные поперечная и продольная постоянные распространения, соответственно;  
 $V$  — нормированная частота;  
 $k$  — волновое число;  
 $\epsilon_m$  — максимальное значение относительной диэлектрической проницаемости в сердцевине;  
 $\epsilon_l$  — значение относительной диэлектрической проницаемости оболочки;  
 $a$  — радиус сердцевинки;  
 $l$  — величина, пропорциональная азимутальному индексу моды  $n$ ,  $l=n+1$ ;  
 $f(\rho)$  — аналитическая монотонная функция, пропорциональная  $\epsilon(\rho)$ ;  
 $\epsilon(\rho)$  — закон изменения относительной диэлектрической проницаемости сердцевинки.

Функция  $\varphi(\rho)$  пропорциональна компоненте электрического поля  $E_z$  и удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\varphi(0)=0, \quad \varphi(\rho)|_{\rho \rightarrow \infty} = 0. \quad (2)$$

Дифференциальное уравнение (1) является аналогом радиального уравнения Шредингера. Это уравнение содержит неизвестный переменный коэффициент  $f(\rho)$  и три параметра —  $l, \beta$  и  $k$ . Зафиксировав частоту  $k$  и рассматривая задачу для конкретного азимутального индекса  $l$ , получим аналог обратной задачи рассеяния нерелятивистской квантовой механики.

Предлагаемый метод синтеза заключается в определении закона изменения диэлектрической проницаемости в поперечном сечении волокна нового типа и функции, пропорциональной электрическим колебаниям поля, по известному распределению поля в волноводах с заданным законом распределения диэлектрической проницаемости.

В качестве эталонного волновода выберем однородную среду. Уравнение, описывающее волновые процессы в такой среде, имеет вид

$$\frac{d^2\varphi_1(\rho)}{d\rho^2} + \left( -p^2 + \frac{l^2 - 1/4}{\rho^2} \right) \varphi_1(\rho) = 0. \quad (3)$$

Граничные условия при этом

$$\varphi_1(p, \rho)|_{\rho \rightarrow 0} = 0, \quad \varphi_1(p, \rho)|_{\rho \rightarrow \infty} = \text{const.} \quad (4)$$

Решением такого уравнения будет

$$\varphi_1(\rho, \rho) = \frac{\rho^{1/2} I_1(\rho\rho)}{|\rho|}, \quad (5)$$

где  $I_1(\rho, \rho)$  — модифицированная функция Бесселя первого порядка.

Следуя методике Гельфанда–Левитана решения обратной задачи рассеяния [1], получим, что определение закона изменения диэлектрической проницаемости в поперечном сечении волокна нового типа сводится к решению интегрального уравнения

$$G(\rho, s) + \int_0^\rho K(\rho, y)G(y, s)dy + K(\rho, s) = 0, \quad (y < \rho), \quad (6)$$

где ядро  $G(\rho, s)$  можно представить в виде

$$G(\rho, s) = A|\rho|^{-2} \rho I_1(\rho\rho) I_1(\rho s). \quad (7)$$

Здесь  $A$  — подлежащий определению нормировочный параметр.

Так как из (7) следует, что ядро  $G(\rho, s)$  является вырожденным, решение уравнения (6) может быть получено в аналитическом виде:

$$K(\rho, s) = \frac{A\rho I_1(\rho\rho) I_1(\rho s)}{1 + \int_0^\rho s [I_1(\rho s)]^2 ds}. \quad (8)$$

Проводя аналогию с обратной задачей рассеяния нерелятивистской квантовой механики, получим, что закон изменения диэлектрической проницаемости в поперечном сечении волокна определяется по формуле [1]

$$f(\rho) = 2 \frac{d}{d\rho} K(\rho, \rho) \quad (9)$$

или, подставляя значение  $K(\rho, \rho)$  из (8), получим

$$f(\rho) = \frac{2A \{ [I_0(\rho\rho)]^2 - 2\rho\rho I_0(\rho\rho) I_1(\rho\rho) \} \chi(\rho) - A^2 \rho^2 [I_0(\rho\rho)]^4}{\nu^2 [\chi(\rho)]^2}, \quad (10)$$

где  $\chi(\rho) = 1 + 0,5A\rho^2 \{ [I_0(\rho\rho)]^2 - [I_1(\rho\rho)]^2 \}$ ;  $I_0(\rho, \rho)$  — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Из определения  $f(\rho)$  следует, что изменение диэлектрической проницаемости в поперечном сечении волокна может быть определено как

$$\epsilon(\rho) = \epsilon_1 + f(\rho) V^2. \quad (11)$$

Функция  $\varphi(\rho, \rho)$  пропорциональна напряженности электрического поля и вычисляется с помощью операторов преобразования Повзнера–Левитана [1]:

$$\varphi(\rho, \rho) = \frac{\rho^{1/2} I_0(\rho\rho)}{\chi(\rho)}. \quad (12)$$

Нормировочный параметр  $A$  находится из соотношения [2]

$$\frac{V_\phi V_{гр}}{c^2} = \frac{\int_0^\infty \rho [\varphi(\rho\rho)]^2 d\rho}{\int_0^\infty \rho \epsilon(\rho) [\varphi(\rho\rho)]^2 d\rho}, \quad (13)$$

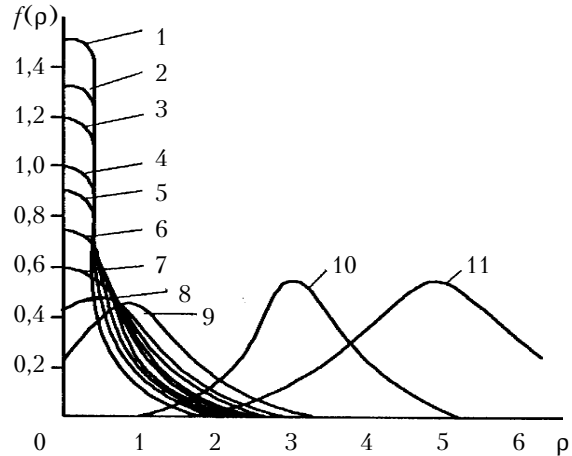


Рис. 1. Профиль изменения нормированной диэлектрической проницаемости волноводов с  $V_\phi/c=0,692$

связывающего распределение электромагнитного поля в поперечном сечении волокна со значениями фазовой и групповой скорости распространяющейся моды ( $c$  — скорость света).

Для поверхностной волны имеет место соотношение  $\epsilon_m^{1/2} \geq \beta/k \geq \epsilon_1^{1/2}$ . Учитывая, что  $\beta/k = c/V_\phi$ , диапазон изменения фазовой скорости будет  $\epsilon_m^{1/2} \geq c/V_\phi \geq \epsilon_1^{1/2}$ .

Расчеты проводились для волноводов, где в качестве материала оболочки был выбран плавяный кварц с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1 = 2,112$  ( $n = 1,453$ ), взятое для нормировки значение  $\epsilon_m = 2,25$ . Синтез проводился на частоте 2,53; фазовая скорость была задана одинаковой для всех волноводов  $V_\phi/c=0,692$ , а групповая изменялась в диапазоне (0,687...0,681). В результате были получены профили изменения диэлектрической проницаемости в поперечном сечении волокон нового типа (рис. 1). Распределение составляющей электрического поля представлено на рис. 2. Здесь все кривые нормированы к своему максимальному значению.

Для проверки работы метода синтеза проводился машинный эксперимент, который заключался в расчете дисперсионных кривых синтезированных волокон (рис. 3).

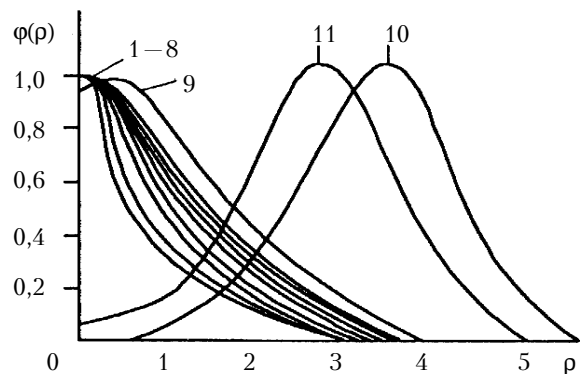


Рис. 2. Распределение поля распространяющейся моды в синтезированных волноводах с  $V_\phi/c=0,692$

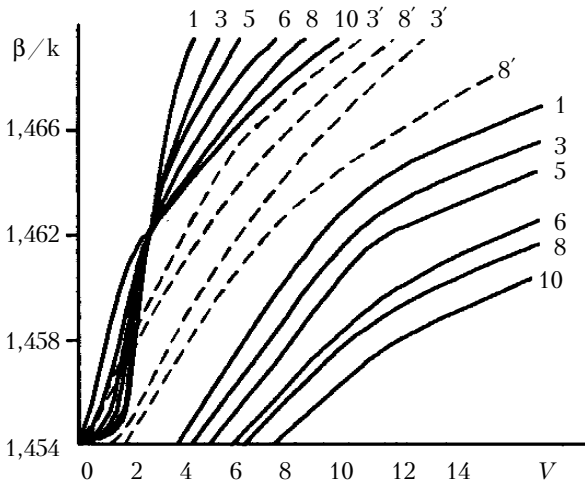


Рис. 3. Дисперсионные кривые распространяющихся мод в синтезированных волноводах с  $V_{\text{ф}}/c=0,692$

Приведены основная мода  $LP_{01}$  и следующая ближайшая к ней. Для сравнения приводятся дисперсионные кривые однородных волноводов (пунктир), показатель преломления которых равен максимальному значению показателя преломления соответствующих синтезированных волокон. Толщина волноводов выбирается одинаковой. Из графика видно, что полоса частот одномодового режима полученного волокна больше, чем у соответствующего однородного волновода.

На рис. 4 представлены рассчитанные профили изменения диэлектрической проницаемости в поперечном сечении синтезированных волноводов, которые имеют одинаковую заданную групповую скорость основной моды  $LP_{01}$ , равную  $V_{\text{гр}}/c = 0,680$ , а значения фазовой скорости изменяются в указанном выше диапазоне. При значениях фазовой скорости, близких к скорости света, в материале обо-

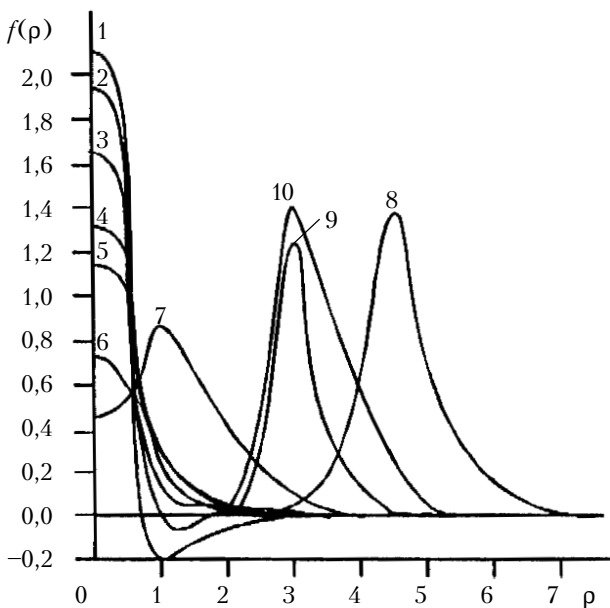


Рис. 4. Профили изменения диэлектрической проницаемости волноводов с  $V_{\text{гр}}/c=0,680$

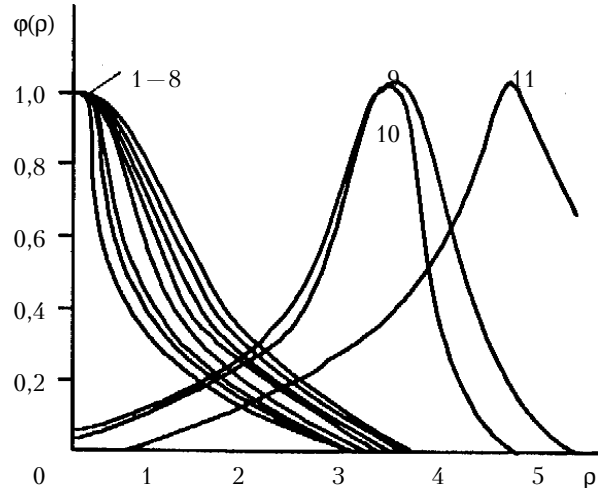


Рис. 5. Распределение поля распространяющейся моды в синтезированных волноводах с  $V_{\text{гр}}/c=0,680$

лочка в результате синтеза получаются волноводы W-типа (кривая 1). При уменьшении  $V_{\text{ф}}$  получаются волноводы типа «селфок» (кривые 2, 3), а затем кольцевого типа (кривые 4, 5, 6), при этом толщина волноводов увеличивается до семи нормированных радиусов. Соответствующие кривые распределения поля представлены на рис. 5. Поле распространяющейся моды максимально на оси волновода и быстро убывает с увеличением радиуса. На рис. 6 представлены дисперсионные кривые синтезированных волноводов. Дана основная мода  $LP_{01}$  и следующая ближайшая к ней.

Таким образом, с помощью метода синтеза на фиксированной частоте исследовано влияние формы профиля показателя преломления одномодового градиентного волокна на ширину полосы одномодового режима, а также на его толщину. Установлено, что наибольшую толщину (порядка 5–7 нормированных радиусов) имеют волноводы коль-

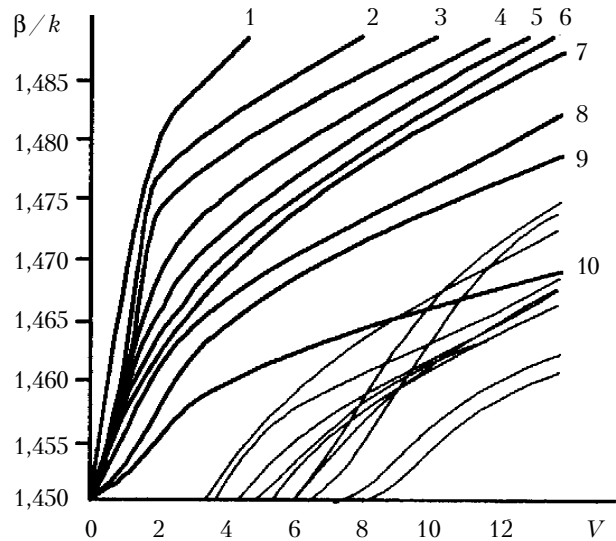


Рис. 6. Дисперсионные кривые распространяющейся моды в синтезированных волноводах с  $V_{\text{гр}}/c=0,680$

цевого типа и типа «селфок». При этом ширина полосы одномодового режима у таких световодов увеличивается примерно вдвое. При сближении значений фазовой и групповой скорости получаются волноводы кольцевого типа все большей толщины, однако практического интереса они не представляют.

Полученные расчетные формулы для определения функции изменения диэлектрической проницаемости в поперечном сечении одномодовых волокон и распределения поля распространяющейся в них

моды позволят конструировать одномодовые волокна с улучшенными характеристиками.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Гельфанд И. И., Левитан Б. М. Об определении дифференциального оператора по его спектральной функции // Изв. АН СССР. Серия математическая. — 1951. — № 4. — С. 309.
2. Case K. M. On wave propagation in inhomogeneous media // J. Math. Phys. — 1972. — Vol. 13, N 23. — P. 360—387.



**Планар**  
КБТЭМ-ОМО

**МИКРОСКОП МКИ-2М**

**НАУЧНО-ПРОМЫШЛЕННЫЕ ЦЕНТРЫ СНГ**

Предназначен для использования в технологическом процессе при производстве изделий электронной техники для контроля дефектов структур интегральных микросхем на фотошаблонах и полупроводниковых пластинах.

Может применяться для исследования фотошаблонов и полупроводниковых пластин в светлом и темном поле отраженного света при разработке технологических процессов, в лабораторной практике и для массовых контрольных операций внешнего вида изделий при производстве ИС.



Апертура эпимикро-объектива	Номинальное увеличение микроскопа, крат (с окуляром 12,5 крат)	Линейное поле зрения, мм (не менее)	Визуальная разрешающая способность, лин/мм (не менее)
0,08	64	3,50	150
0,15	125	1,70	400
0,35	250	0,80	600
0,50	500	0,40	1200
0,75	1000	0,20	1800
0,95 по спецзаказу	1250	0,16	2400

Угол наклона окулярных тубусов 0...45°  
 Диапазон перемещений предметного стола по координатам X, Y 0...155 мм  
 Диапазон перемещений предметного стола по координате Z:  
 при грубой фокусировке 0...25 мм  
 при точной фокусировке 0...0,9 мм

**ГНПП «КБТЭМ-ОМО»**  
 Республика Беларусь, 220763, г. Минск, пр. Партизанский, 2