

5. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов.— Л.: Машиностроение, 1977.
6. Порфирьев Л. Ф. Теория оптико-электронных приборов и систем.— Л.: Машиностроение, 1980.

Поступила в редакцию 14 февраля 1985 г.

УДК 621.373.826 : 621.396

Ю. П. УДОЕВ

(Ленинград)

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Характеристики планарных оптических волноводов (ПОВ) (профиль $n_f(z)$ показателя преломления в случае градиентных ПОВ или показатель преломления n_f и толщина h тонкопленочного несущего слоя)* обычно находят путем математической обработки экспериментальных данных по модовому составу [1—4]. В [5] предложен аналогичный по процедуре обработки данных, но более простой в экспериментальном плане метод исследования ПОВ, основанный на анализе интерференционной картины, возникающей в отраженном свете при освещении ПОВ со стороны несущего слоя системой расходящихся световых волн в области полного внутреннего отражения (ПВО) от подложки волновода. На первый взгляд такая схема наблюдений не может быть полезной, поскольку, например, из энергетических соображений следует, что при всех углах падения, превышающих критический угол ПВО от подложки тонкопленочного волновода, энергетический коэффициент отражения должен быть равен 1. В настоящей работе рассмотрены причины появления интерференционной картины при таких условиях освещения реальных ПОВ и получены аналитические условия интерференционных минимумов, которые могут быть использованы для последующей обработки результатов измерения их углового положения.

1. Схема измерений по способу [5] показана на рис. 1, а. Волновод находится в оптическом контакте с рабочей гранью призмы. Входная грань призмы выполнена матовой и освещена достаточно произвольным по геометрии и поляризации пучком квазимонохроматического излучения. За выходной гранью призмы располагается поляризатор и объектив, в фокальной плоскости которого исследуется распределение интенсивности излучения, отраженного от ПОВ. Для определенности будем предполагать, что поляризатор выделяет ТЕ-волны. Показатель преломления призмы $n_p > n_f$, поэтому существует узкий диапазон углов падения

$$\varphi^* = \arcsin(n_s/n_p) < \varphi < \varphi^f = \arcsin(n_f/n_p), \quad (1)$$

при котором возникает ПВО на границе несущий слой — подложка, но отражение от границы призма — несущий слой еще не является полным. Экспериментально было найдено, что в диапазоне (1) в фокальной плоскости имеется система узких темных линий (рис. 1, б), число которых равно числу мод волновода, а величины $n_m = n_p \sin \varphi_m$ (φ_m — величина угла падения, при котором наблюдается минимум m) близки к значениям эффективных показателей преломления N_m направляемых мод свободного ПОВ.

* В данной работе предполагается, что функции покровного слоя выполняет воздушная среда.

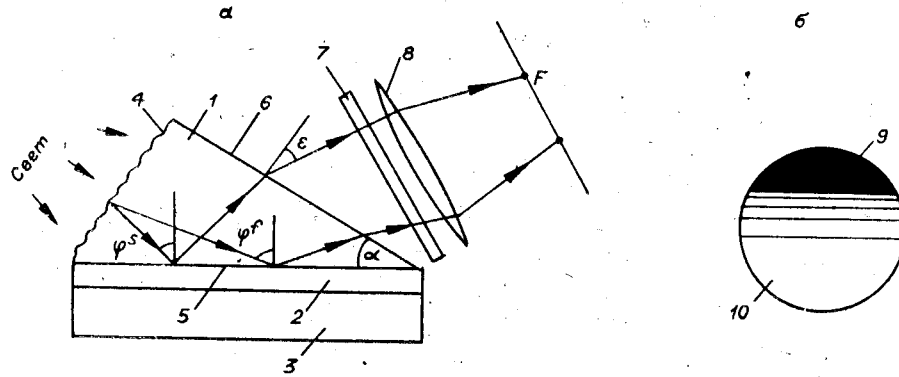


Рис. 1. Схема измерений (а) и вид распределения интенсивности света в фокальной плоскости объектива (б):

1 — призма, 2 — несущий слой, 3 — подложка волновода, 4 — входная грань, 5 — рабочая грань, 6 — выходная грань, 7 — поляризатор, 8 — объектив, 9 — темное поле ($\varphi < \varphi^s$), 10 — светлое поле ($\varphi > \varphi^s$).

2. Для установления математической связи между n_m и характеристиками ПОВ рассмотрим упрощенную схему наблюдений, включающую точечный источник света с длиной волны в вакууме λ_0 , тонкую линзу L и среду с показателем преломления $n_p > n_i$ везде в области $z > 0$ (рис. 2). Разлагая сферическую волну на плоские волны и учитывая известное свойство линзы как элемента, выполняющего преобразование Фурье [6], можно найти, что в параксиальной зоне фокальной плоскости F распределение интенсивности света

$$I(x'', y'') \sim |A_0(k_x, k_y) r(k_x, k_y)|^2, \quad (2)$$

где $A_0(k_x, k_y)$ — фурье-образ сферической волны в плоскости $z=0$; $r(k_x, k_y)$ — амплитудный френелевский коэффициент отражения плоской волны с компонентами k_x, k_y на границе $z=0$, а компоненты k_x, k_y связаны с x'', y'' соотношениями

$$\begin{aligned} k_x &= k'_x = 2\pi x''/\lambda f; \quad k'_y = 2\pi y''/\lambda f; \\ k_y &= \cos \theta k'_y + \sin \theta \sqrt{k^2 - (k'_x)^2 - (k'_y)^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь k'_x, k'_y — компоненты волнового вектора в системе x', y', z' ; f — фокусное расстояние линзы; $\lambda = \lambda_0/n_p$. Поскольку для сферической волны $A_0(k_x, k_y) \sim (k^2 - k_x^2 - k_y^2)^{-1/2}$ [7], а для практических волноводов диапазон углов падения (1) является узким, распределение интенсивности $I(x'', y'')$ будет определяться в основном угловой зависимостью коэффициента отражения $r(k_x, k_y)$. Величина $r(k_x, k_y) = \text{const}$ при $k_x^2 + k_y^2 = \text{const}$ и линии равной интенсивности в параксиальной зоне x'', y'' являются параболическими.

3. В случае идеального ПОВ, в котором потери на поглощение или рассеяние отсутствуют, амплитудный коэффициент отражения плоской волны для рассматриваемой слоистой системы, неограниченной вдоль оси y (см. рис. 2), равен

$$r = (r_{32} + r_{21} \exp(-2\alpha_2 h k_0)) / (1 + r_{21} r_{32} \exp(-2\alpha_2 h k_0)), \quad (4)$$

где r_{lm} — амплитудный коэффициент отражения на границе полубесконечных сред l, m при падении плоской волны из среды l ; h — толщина несущего слоя;

$$r_{lm} = (\alpha_l - \alpha_m) / (\alpha_l + \alpha_m) = \rho_{lm} \exp(j\delta_{lm}); \quad (5)$$

$$\alpha_l = (n_3^2 \sin^2 \varphi - n_l^2)^{1/2}, \quad m, l = 1, 2, 3;$$

ρ_{lm} и δ_{lm} — модуль r_{lm} и фазовый сдвиг при отражении волны; n_l — показатель преломления l -й среды. Из (4) следует, что во всем диапазоне

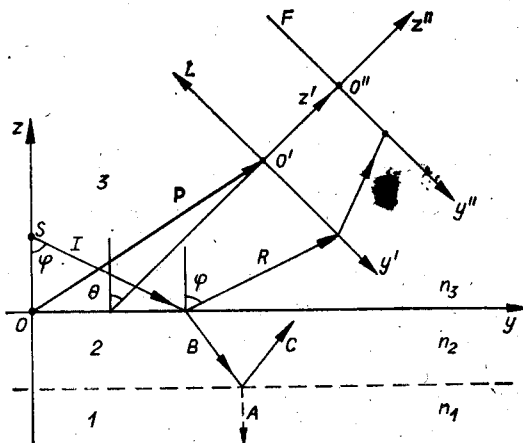


Рис. 2. Принципиальная схема измерений и плоские волны в слоистой структуре:

1 — подложка волновода, 2' — несущий слой, 3 — среда с показателем преломления n_p , S — источник сферической волны, I — падающая волна, R — отраженная волна, B, C — волны в несущем слое, A — затухающая волна ПВО. Предполагается, что угол θ удовлетворяет неравенству (1).

углов падения (1) величина $R = |r|^2 = 1$ и наблюдения по способу [5] не могут дать информации об оптических характеристиках идеального ПВО.

Иная ситуация возникает при наличии поглощения в подложке или несущем слое ПВО. Величина r в этом случае по-прежнему описывается выражением (4), однако в (5) для $l = 1, 2$ следует использовать величины $\alpha_l = p_l + jq_l$, где

$$2p_l^2 = A_l + (A_l^2 + B_l^2)^{1/2}; \quad 2q_l^2 = -A_l + (A_l^2 + B_l^2)^{1/2}; \quad (6)$$

$$A_l = n_3^2 \sin^2 \varphi - (n_l^2 - k_l^2); \quad B_l = 2n_l k_l;$$

k_l — показатель поглощения l -й среды. В угловой зависимости $R(\varphi)$ теперь могут появиться узкие минимумы, положение которых практически определяется только положением минимумов квадрата модуля M числителя в (4):

$$M^2 = \rho_{32}^2 + \rho_{21}^2 \exp(-4p_2 h k_0) + 2\rho_{32}\rho_{21} \exp(-2p_2 h k_0) \cos(\delta_{32} - \delta_{21} + 2q_2 k_0 h). \quad (7)$$

В качестве примера на рис. 3 приведены результаты расчета $R(\varphi)$ для тонкопленочного ПВО с поглощающим слоем при $n_s = n_1 = 1,51$, $n_f = n_2 = 1,53$, $n_p = n_3 = 1,643$, $h = 10$ мкм, $\lambda_0 = 0,63$ мкм. Этот волновод при $k_2 = 0$ каналирует 8 ТЕ-мод с эффективными показателями преломления N_m^0 , приведенными в таблице. Зависимость $R(\varphi)$ содержит 8 минимумов, глубина которых в значительной мере определяется разностью ρ_{32} и ρ_{21} . Имея в виду неизбежные в реальных наблюдениях дифракционные эффекты и погрешность угломерных инструментов, при количественном анализе углового положения минимумов R и других угловых резонансов целесообразно ограничиться точностью порядка $\pm 0,001^\circ$. Расчет амплитуд волн B, C в слое и затухающей волны A в среде 1 по-

Эффективные показатели преломления идеального волновода, угловое положение минимумов R для слабопоглощающего несущего слоя или максимумов амплитуд волн A, B, C для идеального и слабопоглощающего несущих слоев

m	0	1	2	3	4	5	6	7
N_m^0	1,52974	1,52882	1,52735	1,52530	1,52266	1,51946	1,51572	1,51153
$\varphi_m^N = \arcsin(N_m^0/n_p)$	68,5986	68,5137	68,3742	68,1810	67,9346	67,6395	67,2990	66,9234
$\varphi_{\min}^R, \varphi_{\max}^{A, B, C}$ ($k_2 < 0,0001$)	68,598	68,512	68,370	68,174	67,924	67,624	67,278	66,899

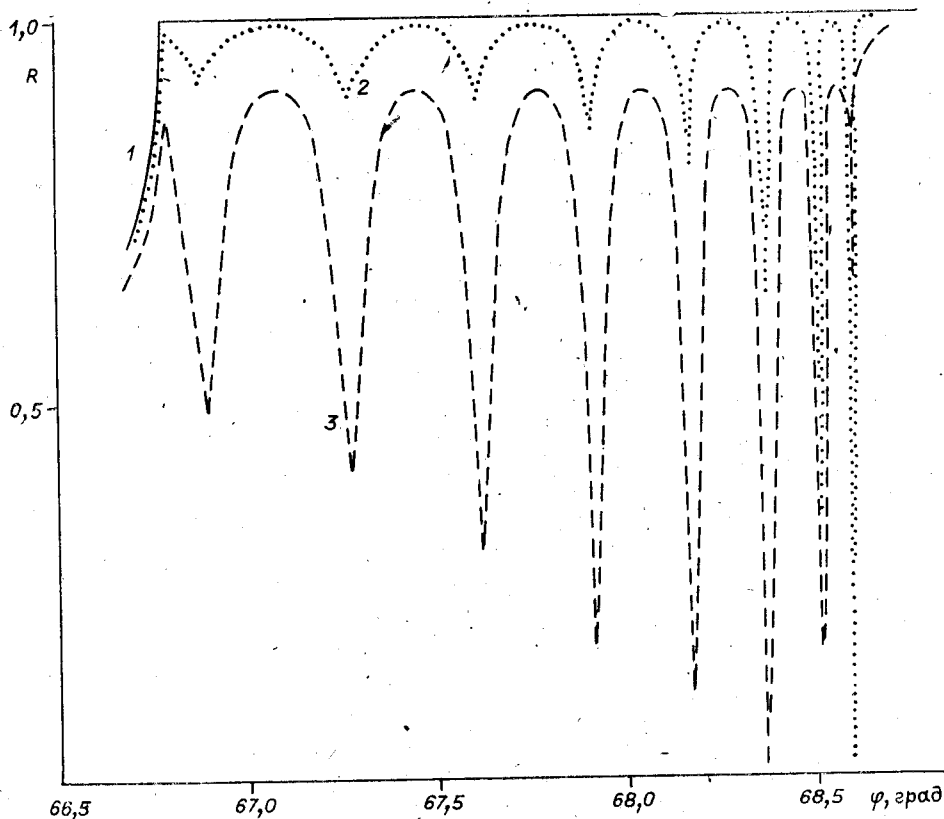


Рис. 3. Угловая зависимость коэффициента отражения от поглощающего тонкопленочного волновода k_2 :

1 — 0,0, 2 — 0,00001, 3 — 0,0001.

казывает, что с точностью $\pm 0,001^\circ$ минимумы R возникают при таких углах φ_{\min}^R , при которых резонансно увеличиваются амплитуды волн A , B , C . Таким образом, в рассматриваемом примере расчет уменьшения R можно объяснить резонансным увеличением энергии, поглощаемой в несущем слое, т. е. реализацией своеобразного варианта нарушенного ПВО, не связанного, как обычно, с наличием слабого поглощения в среде, в которой распространяется затухающая волна ПВО [8]. Однако последнее может реализоваться в случае, когда поглощение имеется только в подложке волновода.

Как видно из рис. 3, при малом поглощении существенное уменьшение R наблюдается лишь в узких интервалах углов φ , что позволяет использовать приближенное условие минимумов

$$\delta_{32} - \delta_{21} + 2q_2 h k_0 = (2m + 1)\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

которое и дает искомую связь с оптическими характеристиками ПОВ. Эти характеристики могут быть рассчитаны из системы уравнений (8) при использовании экспериментальных значений n_m аналогично тому, как это делается при обработке данных по модовому составу [1]. Учитывая, что в любом случае $\delta_{32} = \pi - \delta_{23}$, выражение (8) можно переписать в виде, совпадающем с видом дисперсионного уравнения свободного ПОВ.

Из энергетических соображений следует, что минимумы R могут возникать и в том случае, когда несущий слой является непоглощающим, но имеет центры рассеяния, обусловленные оптическими неоднородностями. В этом случае в (8) следует использовать величины q^0 , δ_{21}^0 , δ_{23}^0 для идеального волновода. Поскольку в диапазоне углов падения (1) величина $\delta_{23}^0 = \pi$, уравнение (8) в этом случае — уравнение мод в при-

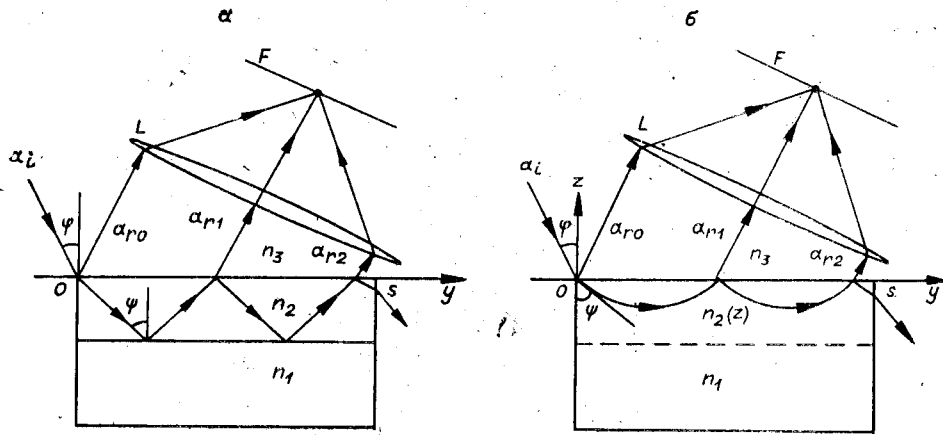


Рис. 4. Интерференция ограниченного числа волн в случае тонкопленочного (а) и градиентного (б) волновода:
 n_1, n_2, n_3 — показатели преломления соответственно подложки волновода, несущего слоя и вспомогательной среды с $n_3 > n_2$.

ближении предельно асимметричного волновода, поэтому корни n_m^0 такого уравнения при $k_z = 0$ и при малых k_z будут близки к решениям N_m^0 модового уравнения для непоглощающих сред, что и объясняет незначительное различие величин Φ_{\min}^R и Φ_m^N (см. таблицу).

4. Выше предполагалось, что какие-либо пространственные ограничения волн отсутствуют. Одно из таких ограничений, которое представляется наиболее важным для рассматриваемой схемы наблюдений, связано с конечной длиной S исследуемого волновода (рис. 4). Это ограничение должно приводить не только к дифракционным, но и к более сложным эффектам, связанным с излучением через торец несущего слоя, и вследствие этого — к неприменимости выражения (4) для расчета R . В рамках лучевого подхода ограничение S приводит к уменьшению числа интерферирующих волн, обусловленных многократными отражениями от границ несущего слоя (см. рис. 4). Проводя простое суммирование амплитуд a_{r_n} для $(N+1)$ волн, можно найти, что без учета дифракционных явлений эффективный коэффициент отражения r_s от ограниченного тонкопленочного волновода равен

$$r_s = r_{32} + t_{32} t_{23} r_{21} e^{-j\Delta} \frac{r_{21}^N r_{23}^N e^{-j\Delta N} - 1}{r_{21} r_{23} e^{-j\Delta} - 1}, \quad (9)$$

где $\Delta = 2k_0 n_2 h \cos \psi$; $t_{l,m}$ — амплитудный коэффициент пропускания на границе сред l, m ; N — число актов ПВО на границе сред 2, 1. При $N \rightarrow \infty$ выражение (9) переходит в (4) и величина $|r_s| = 1$ в диапазоне углов падения (1). Расчеты по (9) показывают, что с уменьшением N величина $|r_s|$ начинает осциллировать с изменением угла падения и появляется система основных минимумов, ширина которых увеличивается с уменьшением N . Согласно расчетным данным, минимумы $|r_s|$ заметны даже при $N \sim 25$ для $\varphi \sim \varphi'$. Вследствие этого в качестве ориентировочного критерия апертурных эффектов можно взять неравенство $S \leq 50h \operatorname{tg} \psi$. Расчет показывает также, что с точностью $\sim 0,001^\circ$ угловое положение основных «апертурных» минимумов не зависит от N и, что особенно существенно для диагностики ПОВ, совпадает с минимумами, обусловленными поглощением или рассеянием. Ввиду этого можно ожидать, что в случае градиентных непоглощающих (но рассеивающих) ПОВ условия минимумов в приближении ВКБ могут быть найдены без вычисления амплитуд волн в несущем слое путем формальной записи условия минимума при интерференции волн a_{r_0}, a_{r_1} (рис. 4, б). Это ус-

ловие при $n_p > n_i(0)$ имеет вид

$$k_0 \int_0^{W_m} (n_i^2(z) - n_m^2)^{1/2} dz = \frac{3}{4} \pi + m\pi, \quad (10)$$

где W_m — точка поворота, являющаяся корнем уравнения $n_i(W_m) = n_m$. С помощью системы уравнений (10) профиль показателя преломления может быть рассчитан по набору экспериментальных значений n_m теми же методами, которые разработаны для обработки данных по модовому составу [2—4].

5. Таким образом, тонкая структура пространственного фурье-спектра излучения, отраженного от реального волновода в области ПВО от подложки, существенным образом обусловлена интерференционными явлениями в несущем слое, и измерение ее углового положения дает возможность рассчитать характеристики ПОВ. Для поглощающих волноводов механизм уменьшения R аналогичен отмечавшемуся ранее при рассмотрении слабой туннельной связи среды 3 с несущим слоем 2 [9]. На основании имеющихся данных можно заключить, что рассмотренный способ позволяет проводить исследования ПОВ с затуханием ≥ 1 дБ/см, что приемлемо для ряда реальных ПОВ.

В отличие от известных методов исследования ПОВ рассмотренный метод не требует применения коллимированных когерентных пучков, специальных устройств для ввода излучения, создания туннельных зазоров и может быть реализован при использовании простых приборов типа рефрактометров Аббе. Для улучшения видности структуры целесообразно использовать освещающие пучки с малой пространственной и временной когерентностью. Оптический контакт между призмой и поверхностью ПОВ может быть осуществлен с помощью тонкой иммерсионной среды с показателем преломления $n_f \leq n_i \leq n_p$, влияние которой на результаты измерений либо пренебрежимо мало, либо может быть учтено при более детальном анализе интерференции волн. Процедура диагностики ПОВ в принципе может быть автоматизирована путем размещения в фокальной плоскости F одномерной матрицы фотоприемников и использования устройств сопряжения с ЭЦВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Интегральная оптика: Сб. статей под ред. Т. Тамира.— М.: Мир, 1978.
2. Золотов Е. М., Киселев В. А., Прохоров А. М., Щербаков Е. А. Определение параметров оптических диффузных микроволноводов.— Квант. электроника, 1976, т. 3, № 8.
3. Jassaud P. C., Chartier G. H. A quick method for the determination of refractive index profiles for diffused optical waveguides.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1977, v. 10, p. 645—654.
4. Колосовский Е. А., Петров Д. В., Царев А. В. Численный метод восстановления профиля показателя преломления диффузных волноводов.— Квант. электроника, 1981, т. 8, № 12.
5. А. с. 998894 (СССР). Способ исследования планарного оптического волновода/ А. А. Липовский, В. Е. Стригалов, Ю. П. Удоев, В. Е. Хоменко.— Оpubл. в Б. И., 1983, № 7.
6. Гудмен Д. М. Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.
7. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах.— М.: АН СССР, 1957.
8. Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения.— М.: Мир, 1970.
9. Дерюгин Л. Н., Марчук А. Н., Сотин В. Е. Резонансное возбуждение плоского диэлектрического волновода через закритический слой плоской волной.— Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1970, т. 13, № 8.

Поступила в редакцию 18 октября 1984 г.