

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПО ТОЛЩИНЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ С ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Л. Н. Дерюгин, С. В. Зайцев и А. В. Чекан

Рассматривается разностный метод измерения малых неоднородностей по толщине тонкопленочных оптических волноводов. Метод основан на измерении фазовых распределений полей излучения двух волноводных мод на излучающей апертуре тонкопленочного волновода с дифракционной решеткой. Экспериментально исследована неоднородность по толщине для волновода из пленки полистирола на стекле. Дана оценка точности и диапазона измеряемых изменений толщины волноводов, которые могут быть зарегистрированы этим методом.

Введение

В настоящее время одной из важных задач волноводной оптики является получение тонкопленочных волноводов с достаточно постоянной по длине фазовой скоростью распространяющейся волноводной волны. Изменение фазовой скорости по длине существенно ухудшает характеристики устройств дифракционного ввода и вывода излучения, устройств отклонения и отражения волноводной волны, тонкопленочных оптических фильтров и т. д., что неоднократно отмечалось в литературе [1-3]. Поэтому вопрос об измерении неоднородности оптических волноводов, в частности по толщине, которая приводит к непостоянству фазовой скорости, приобретает большое значение.

Методы измерения толщины тонких диэлектрических пленок [1, 4], основанные на механических или интерференционных измерениях, позволяют измерить изменения толщины, меньше 100 Å, только при существенном усложнении техники эксперимента. Использование волноводных свойств тонких пленок [5-7] позволяет повысить точность измерений, но при этом измеряется не локальное изменение толщины, а его среднее значение на некоторой длине. При этом неизмеряемые локальные изменения толщины ухудшают резонансные свойства измеряемой системы, что может значительно снизить предполагаемую точность. Кроме того, применение неидеальных устройств ввода или вывода излучения для тонких пленок искажает их волноводные параметры, что также является причиной появления ошибок.

Рассматриваемый разностный метод предназначен для измерения локальных отклонений толщины волноводной пленки от среднего значения и основан на интерференционных измерениях фазовых распределений полей излучения двух волноводных мод тонкопленочного оптического волновода с дифракционной решеткой. Интерференционные измерения в случае одной моды подробно рассмотрены в нашей работе [8]. Возможность измерения локальных неоднородностей связана с тем, что интерференционные изменения проводятся для ближнего поля излучения. Точность измерения (минимальные регистрируемые отклонения) неоднородности по

толщине, период которой сравним с длиной излучающей апертуры, составляет $0.1 \div 10 \text{ \AA}$ при длине апертуры 10 мм. Такая точность обеспечивается использованием волноводного режима в пленке. Применение разностного метода — измерения для двух мод — позволяет исключить влияние неточностей дифракционной решетки и систематических ошибок измерительной установки. Метод применим и для одномодовых волноводов при условии проведения измерений на меньшей длине волны.

Связь фазовых распределений полей излучения двух мод на дифракционной решетке с изменениями толщины волновода

Рассмотрим изменение фазовой скорости излучаемой волноводной волны вдоль оси z (рис. 1), которая касательна к поверхности волновода в точке начала решетки. Неоднородность волновода, непостоянство периода дифракционной решетки, искривление всей волноводной системы приводят к непостоянству фазовой скорости излучаемой волны вдоль оси z , следовательно, фазовое распределение $\Phi(z)$ будет отлично от линейного. Из анализа постоянного распространения в волноводе с ди-

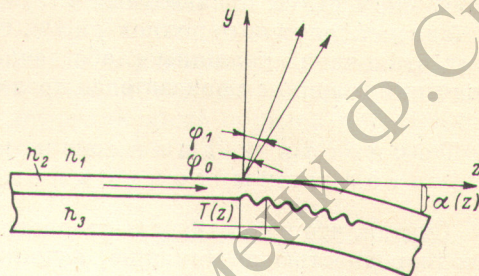


Рис. 1. Тонкопленочный оптический волновод с излучающей дифракционной решеткой.

фракционной решеткой [8] с учетом искривления всей волноводной системы и искажений волнового фронта в измерительной установке имеем

$$\frac{d\Phi_{m,n}(z)}{dz} = -k_0 \left\{ \gamma_m(z) + n \frac{\lambda}{T(z)} + \frac{d\alpha(z)}{dz} + \frac{dA(z)}{dz} \right\}, \quad (1)$$

где m — индекс волноводной моды, n — номер дифракционного порядка, $K_0 = 2\pi/\lambda$ — постоянная распространения в свободном пространстве, $\gamma_m(z) = U_{\phi m}(z)/c$ — замедление фазовой скорости ($U_{\phi m}$) в волноводе, $T(z)$ — период дифракционной решетки, $y = \alpha(z)$ — отклонение поверхности волновода в плоскости yoz , $A(z)$ — функция аппаратных ошибок в той же плоскости. Формула (1) верна при условиях: $\alpha(z) \ll L$ и $A(z) \ll L$ на всей длине излучающей апертуры решетки L , что почти всегда имеет место. Для разностного фазового распределения $\Delta\Phi_{m,m-1,n}(z)$ мод m и $m-1$ и одного дифракционного порядка n , индекс которого ниже опущен, имеем

$$\frac{d\Delta\Phi_{m,m-1}(z)}{dz} = \frac{d[\Phi_m(z) - \Phi_{m-1}(z)]}{dz} = -k_0 \{ \gamma_m(z) - \gamma_{m-1}(z) \}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что разностное распределение зависит только от неоднородности тонкопленочного волновода и не зависит от неоднородности по периоду дифракционной решетки, от искривления всей волноводной системы и небольших искажений волновых фронтов при измерениях. Замедление фазовой скорости в волноводе можно записать в виде $\gamma_m(z) = \gamma_m + \delta\gamma_m(z)$ и $\gamma_{m-1}(z) = \gamma_{m-1} + \delta\gamma_{m-1}(z)$ при условии, что изменения $\delta\gamma(z)$ много меньше некоторых средних значений γ , т. е. $\delta\gamma_m(z) \ll \gamma_m$, $\delta\gamma_{m-1}(z) \ll \gamma_{m-1}$. Тогда (2) примет вид

$$\frac{d\Delta\Phi_{m,m-1}(z)}{dz} = -k_0 \{ \gamma_m - \gamma_{m-1} \} - k_0 \{ \delta\gamma_m(z) - \delta\gamma_{m-1}(z) \}. \quad (3)$$

Постоянный член $K_0 \{\gamma_m - \gamma_{m-1}\}$ несет информацию об идеальной системе, поэтому его можно опустить. Если считать, что изменения замедления фазовой скорости вызваны малыми изменениями толщины, т. е. $h(z) = h_0 + \delta h(z)$ при $\delta h(z) \ll h_0$ (предполагая, что волновод по показателям преломления сред однороден), то

$$\delta \gamma_m(z) = \left. \frac{\partial \gamma_m}{\partial h} \right|_{h=h_0} \delta h(z). \quad (4)$$

Исходя из (4) и (3), можно записать окончательное выражение для изменения толщины волновода

$$\delta h(z) = - \frac{1}{k_0 \left\{ \frac{\partial \gamma_m}{\partial h} - \frac{\partial \gamma_{m-1}}{\partial h} \right\}_{h=h_0}} \frac{d \Delta \Phi_{m, m-1}(z)}{dz}. \quad (5)$$

Полученное выражение дает возможность рассчитать малые изменения толщины волновода около среднего значения n_0 по измеренным фазовым распределениям вдоль волновода для двух мод. Необходимые для расчета значения частных производных в (5) находятся из дисперсионных уравнений диэлектрического волновода [1]. Отметим, что точность измерений малых отклонений толщины слабо зависит от точности измерения средних значений толщины и показателей преломления сред, образующих волновод.

Точность и диапазон измеряемых значений толщины тонкопленочных волноводов

Считая, что нелинейность фазового распределения в (1) вызвана только неоднородностью по толщине, функции $h(z)$ и $\Phi(z)$ можно представить в виде разложения в степенные ряды на всей длине апертуры

$$h(z) = h_0 + \delta h(z) = h_0 + b_1 z + b_2 z^2 + \dots + b_p z^p + \dots, \quad (6)$$

$$\Phi(z) = \Phi_0 + B_0 z + B_1 z^2 + \dots + B_p z^{p+2} + \dots, \quad (7)$$

где коэффициенты B_p и b_p связаны соотношением

$$b_p = \frac{(p+1) B_p}{k_0 \left\{ \frac{\partial \gamma}{\partial h} \right\}}, \quad (8)$$

и, так же как в (3), члены Φ_0 , h_0 и $B_0 z$, несущие информацию об идеальной системе, можно опустить. Аппроксимацию измеренного фазового распределения рядом нужно проводить в смысле минимального среднего квадратичного отклонения реальной функции от аппроксимирующей. Степенной ряд можно оборвать, если среднее квадратичное отклонение меньше погрешности измерения фазового распределения $\Delta \Phi_{\min}$. Для каждого члена степенного ряда $h(z)$ можно вычислить минимальное регистрируемое (линейное, квадратичное, и т. д.) отклонение на конце излучающей апертуры L , если известно $\Delta \Phi_{\min}$

$$\delta h_{\min p}(L) = \frac{p+1}{k_0 \left\{ \frac{\partial \gamma}{\partial h} \right\}_{\max}} \frac{\Delta \Phi_{\min}}{L}, \quad (9)$$

где p — степень соответствующего члена степенного ряда. По данным работы [4], при визуальном измерении интерферограмм, примененном при экспериментальном исследовании, $\Delta \Phi_{\min} \approx \pi/5$; эта величина может быть уменьшена до $\approx \pi/15$ при фотометрировании. Определим минимально регистрируемые отклонения для волноводов с небольшой разностью показателей преломления сред, образующих волновод, например для волновода из пленки полистирола ($n_2 = 1.58$), на стекле ($n_3 = 1.51$). На длине волны 0.6 мкм и при длине апертуры $L = 10$ мм имеем $(\partial \gamma / \partial h)_{\max} \approx 0.1 \text{ мкм}^{-1}$, следовательно, для линейного изменения толщины $\delta h_{\min 1} = 12 \text{ \AA}$, для квадратичного $\delta h_{\min 2} = 18 \text{ \AA}$, для кубического $\delta h_{\min 3} = 24 \text{ \AA}$ и т. д. Для волноводов

с большой разностью показателей преломления, например для пленки Ta_2O_5 на стекле ($n_2=2.15$, $n_3=1.51$) имеем $\delta h_{\min 1}=0.3 \text{ \AA}$, $\delta h_{\min 2}=0.45 \text{ \AA}$, $\delta h_{\min 3}=0.6 \text{ \AA}$.

Максимальная величина измеряемых отклонений толщины определяется допустимой ошибкой, связанной с неучитываемыми изменениями $\partial\gamma/\partial h$ в (5) при изменении толщины. В частности, для волновода из полистирола на стекле пренебрежение изменением производной приводит к ошибке в 1% при $\delta h \simeq 1000 \text{ \AA}$ и возрастающей до 15% при $\delta h \simeq 2000 \text{ \AA}$. Для волновода из Ta_2O_5 на стекле соответствующие значения ошибок составляют при $\delta h \simeq 300 \text{ \AA}$ 1%, а при $\delta h \simeq 500 \text{ \AA}$ — 15%. Отметим, что учет изменения производных значительно увеличивает верхний предел измеряемых отклонений толщины.

Экспериментальные результаты

Исследуемый двухмодовый волновод был образован пленкой из полистирола на стеклянной подложке путем вытягивания из раствора полистирола в толуоле. Дифракционная решетка с периодом 0.60 мкм, глубиной модуляции 60 \AA и длиной 10 мм была нанесена на подложку фотолитографическим методом. Полистироловый волновод с решеткой при указанных параметрах имеет один дифракционный порядок $n=-1$ в сторону воздуха. Все измерения проводились для TE_0 и TE_1 мод на длине

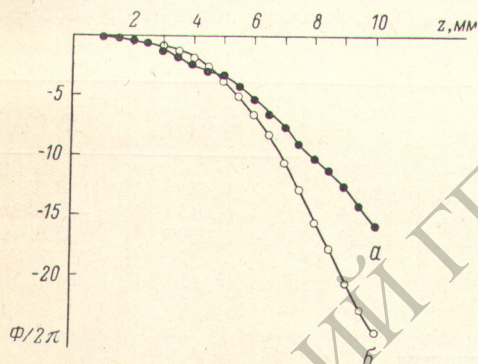


Рис. 2. Фазовые распределения полей излучения.

а — $\Phi_0(z)$ моды TE_0 , б — $\Phi_1(z)$ моды TE_1 .

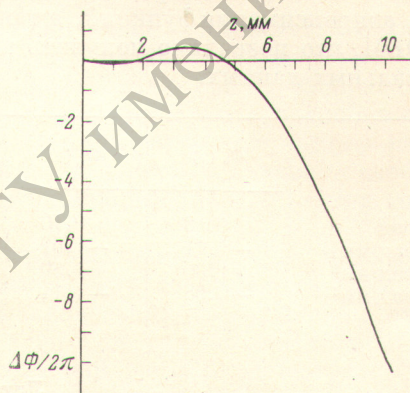
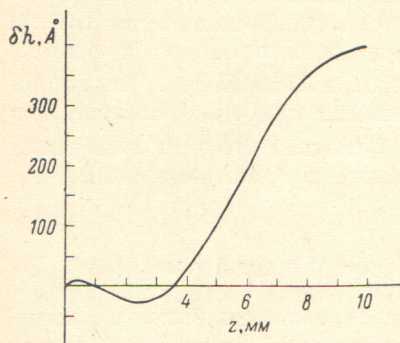


Рис. 3. Разностное фазовое распределение $\Delta\Phi_{1,0}(z)$.

волны 0.6328 мкм. Направления излучения относительно нормали составили $\rho_0=31^\circ 05' 40''$ и $\varphi_1=28^\circ 27' 00''$. По этим значениям в соответствии с [5] были рассчитаны средняя толщина $h_0=1.28$ мкм и показатель преломления волноводной пленки $n_2=1.582$. Показатели преломления подложки и верхней среды — $n_3=1.514$ и $n_1=1.0$. Рассчитанные на основе дисперсионных уравнений значения частных производных составили $\left| \frac{\partial\gamma_0}{\partial h} \right|_{h=h_0} = 0.013 \text{ мкм}^{-1}$ и $\left| \frac{\partial\gamma_1}{\partial h} \right|_{h=h_0} = 0.057 \text{ мкм}^{-1}$, что близко к их оптимальным значениям с точки зрения их максимальной разности.

Экспериментальная установка для проведения измерений фазовых распределений в ближней зоне поля излучения тонкопленочного оптического волновода с дифракционной решеткой описана в [8]. Принципиально она позволяет проводить фазовые измерения при поочередном возбуждении разных волноводных мод при сохранении прочих условий. Излучаемый системой волновой фронт и плоский опорный сбиваются с помощью калиброванной плоскопараллельной пластины под некоторым малым углом. Интерференционная картина анализируется окулярным микрометром. Отметим, что, так же как и небольшие аппаратные искажения исследуе-

мого фронта, небольшая кривизна опорного фронта при применении разностного метода не влияет на точность измерений малых изменений толщины пленки. По интерференционным измерениям были построены фазовые распределения для изучаемых волноводных мод TE_0 и TE_1 , представленные на рис. 2. В связи с тем, что функции $\Phi_0(z)$ и $\Phi_1(z)$ на рис. 2



достаточно плавные, оказалось возможным аппроксимировать их степенным рядом до 6-й степени при $\Delta\Phi_{\min} = \pi/5$. Коэффициенты ряда (7) для $\Phi_0(z)$ и $\Phi_1(z)$ приведены в таблице. На основании этих распределений было рассчитано разностное фазовое распределение $\Delta\Phi_{1,0}(z)$ (рис. 3). Данное разностное распределение само по себе

Рис. 4. Функция изменения толщины волновода $\delta h(z)$.

представляет интерес, поскольку отражает неоднородность волновода по замедлению фазовой скорости. При условии однородности волновода по показателям преломления из $\Delta\Phi_{1,0}(z)$ была получена функция изменения толщины волновода $\delta h(z)$ (рис. 4). Расчет средних значений толщины и показателей преломления, расчет значений частных производных, аппроксимация функций, а также обработка измерений проводились на ЭВМ, что позволило получить высокую точность обработки экспериментальных данных.

	$\Phi_0(z)$	$\Phi_1(z)$		$\Phi_0(z)$	$\Phi_1(z)$
Φ_0 , рад	0.18	0.10	B_3 , рад/мм ⁴	0.15	0.32
B_0 , рад/мм	-1.11	-1.02	B_4 , рад/мм ⁵	-0.016	-0.033
B_1 , рад/мм ²	1.30	1.80	B_5 , рад/мм ⁶	0.0006	0.0011
B_2 , рад/мм ³	-0.58	-1.14			

Литература

- [1] Введение в интегральную оптику. Под ред. М. Барноски. «Мир», 1977.
- [2] А. С. Кузали, А. В. Чекал. Опт. и спектр., 44, 148, 1978.
- [3] D. C. Flanders, H. Kogelnik, R. V. Schmidt, C. V. Shank. Appl. Phys. Lett., 24, 194, 1974.
- [4] Ю. И. Островский, М. М. Бутусов, Г. В. Островская. Голографическая интерферометрия. «Наука», 1977.
- [5] Ж. И. Алферов, С. А. Гуревич, Н. В. Клепикова, М. Н. Мизеров, Е. Л. Портной, М. Э. Райх, Б. С. Рывкин. ЖТФ, 46, 558, 1976.
- [6] R. Th. Kersten. Optica Acta, 22, 503, 1975.
- [7] G. V. Brandt. Appl. Opt., 14, 946, 1975.
- [8] С. В. Зайцев, А. С. Кузали, А. В. Чекал. Опт. и спектр., 45, 182, 1978.

Поступило в Редакцию 13 июня 1978 г.