

Лабораторная работа №3
**МОДОВАЯ СТРУКТУРА ИОННООБМЕННОГО
ВОЛНОВОДА**

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: Определение эффективного показателя преломления планарного волновода.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ: объектом исследования в данной лабораторной работе является планарный волновод.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:

1. Ознакомление с основными характеристиками планарных волноводов и методами их возбуждения.
2. Экспериментальное определение эффективного показателя преломления планарного волновода.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ:

Основные характеристики планарных волноводов

Ограничимся кратким рассмотрением физических явлений в планарных волноводах с целью определения их основных характеристик, необходимых для интерпретации экспериментальных результатов.

а) Плоский пленочный волновод

Пленочный волновод изображен на рис.1, где h - толщина пленки, θ_m - угол распространения для мод различных порядков (в данном случае θ_0 - угол распространения TE_0 моды, θ_1 - угол распространения TE_1 моды), n_f , n_s , n_c - соответственно показатели преломления пленки, подложки и среды, находящейся над волноводом (обычно $n_c = 1$). Соотношение

$$n_f > n_s, n_c \quad (1)$$

является необходимым условием волноводного режима, т.е. существования поверхностных световых волн в волноводе. Каждая из таких волн представляет собой плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся по пленке в процессе многократных полных отражений от ее стенок. Согласно этой модели волноводная мода представляется суперпозицией плоских волн, распространяющихся по зигзагообразному пути в пленке. Амплитуда поля вдоль координаты Z описывается выражением вида $\exp(-j\beta Z)$ с константой распространения β_m , связанной с углом падения и отражения θ_m

$$\beta = kn_f \sin \theta_m \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$

λ - длина волны излучения в вакууме; $m = 0, 1, 2 \dots$ - порядковый номер волноводной моды.

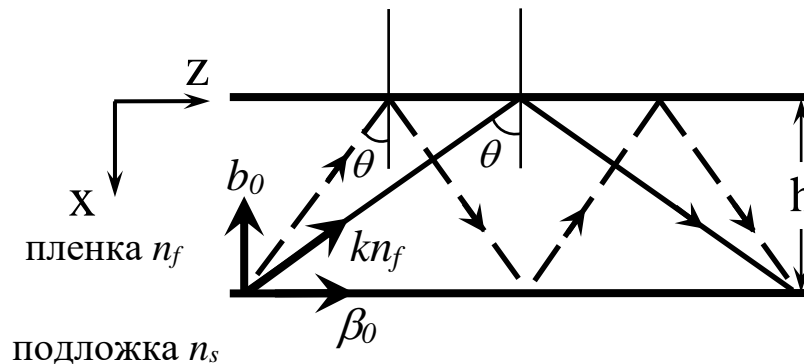


Рис.1. Плоский тонкопленочный волновод (прямоугольный профиль)

- А) Зигзагообразная модель распространения волн для TE_0 моды (сплошная прямая, угол распространения θ_0) и для TE_1 моды (пунктирная прямая, угол распространения θ_1)
 Б) Профиль показателя преломления и распределение электрического поля для TE_0 моды (сплошная кривая, $n_0 = \beta_0/k$) и для TE_1 моды (пунктирная кривая, $n_1 = \beta_1/k$).

Уравнение (2) и критический угол определяют границы величины β_m :

$$kn_s < \beta_m < kn_f$$

В ряде случаев удобным при описании свойств диэлектрических волноводов является параметр, определяющий фазовую скорость поверхностной волны - эффективный показатель преломления волновода

$$n_m = \beta_m/k = n_f \sin \theta_m \quad (3)$$

Значения эффективного показателя преломления ограничены показателем преломления пленки и подложки

$$n_s < n_m^* < n_f \quad (4)$$

Отметим, что появление волноводных мод обусловлено тем обстоятельством, что фазовые сдвиги, накапливающиеся при двух отражениях исходной волны от границ пленка-подложка и подложка-покрывный слой, должны составлять величину, кратную 2π . Тогда отраженные волны находятся в фазе с исходной волной и результирующее поле в волноводе представляется суммой полей исходной волны и отраженной волн. В противном случае, набег фазы при отражениях приводит к взаимной компенсации волн. Фазовый сдвиг, соответствующий одному пересечению пленки (в направлении x), равен $hkn_f \cos \theta_m$. Отсюда условие синфазности

$$2hkn_f \cos \theta_m - 2Y_{fs} - 2Y_{fc} = 2m\pi \quad (5)$$

где Y_{fs} и Y_{fc} - сдвиги фаз при отражениях на границах пленка-подложка и пленка-покровный слой соответственно.

Уравнение (5) с учетом (3) можно переписать в виде:

$$\left(\frac{h}{\lambda}\right) 2\pi \sqrt{n_f^2 - n_m^2} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_m^2}} + \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_c}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2}} + \pi m \quad (6)$$

где $\chi = 0$ для ТЕ поляризации (E_y, H_x, H_z)

$\chi = 2$ для ТМ поляризации (H_y, E_x, E_z)

$$Y_{fs} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_m^2}}$$

$$Y_{fc} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_c}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2}}$$

Трансцендентное уравнение (6) называется дисперсионным уравнением, оно связывает постоянные распространения волн, различных мод с параметрами волновода.

б) Плоский градиентный волновод

Градиентный волновод изображен на рис.2 где θ_m - угол распространения для мод различных порядков (в данном случае θ_0 - угол распространения ТЕ₀ моды, θ_1 - угол распространения ТЕ₁ моды), n_s и n_c - соответственно показатели преломления подложки и среды, находящейся над волноводом. Распределение показателя преломления по поперечному сечению такого волновода имеет вид:

$$n(x) = \left. \begin{cases} n_c & \text{вд} \\ n_s + \Delta n f\left(\frac{x}{x_m}\right) & \text{вд} \end{cases} \right\} \begin{matrix} x > 0 \\ x \leq 0 \end{matrix}$$

Здесь $f\left(\frac{x}{x_m}\right) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow 0$
 $\Delta n = n_f - n_s$

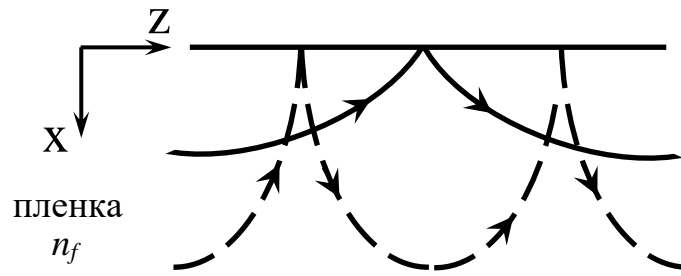


Рис. 2. Плоский диффузионный волновод (экспоненциальный профиль). Зигзагообразная модель распространения волн для TE_0 моды (сплошная кривая, угол распространения θ_0) и для TE_1 моды (пунктирная кривая, угол распространения θ_1).

где n_f - максимальное значение показателя преломления (если оно наблюдается на расстоянии x_f - от поверхности волновода, то $f(x_f/x_m) = 1$).

Достижимые на практике приращения Δn показателя преломления не превышают нескольких процентов, что значительно меньше резкого скачка показателя преломления на границе волновода с окружающей средой (например, с воздухом):

$$0 < \Delta n \ll n_s - n_c \quad (7)$$

В некоторых диффузионных волноводах, получаемых различными методами в стеклах и кристаллах, относительное распределение показателя преломления хорошо аппроксимируется экспоненциальной кривой ($f = \exp(x/x_m)$), функцией ошибок ($f = \operatorname{erfc}(x/x_m)$), параболой ($f = 1 - (x/x_m)^2$ при $0 \leq x \leq x_m$), гауссовой кривой ($f = \exp - (x/x_m)^2$) и другими функциями.

Критическое значение глубины волноводного слоя d зависит от конкретного вида функции распределения $f(x/x_m)$, так же от порядка m возбуждаемой моды.

Волноводные моды градиентного волновода, по аналогии с пленочным волноводом, характеризуются эффективным показателем преломления $n_m = \beta_m/k$. Кроме того, для градиентных волноводов вводится понятие глубины волноводного слоя для m -ой моды x_m (расстояние от поверхности до точки поворота). При этом в точке поворота:

$$n(x_m) = n_m$$

где x_m - координата точки поворота для данной моды.

По аналогии с пленочным волноводом: при решении краевой электродинамической задачи, можно получить дисперсионное уравнение для градиентного волновода, которое связывает постоянные распространения волн различных мод с параметрами, волновода.

$$k \int_0^{x_m} \sqrt{n^2(x) - n_m^2} dx = \pi m + \pi / 4 + Y_{fc}$$

$m = 0, 1, 2 \dots$; $-2Y_{fc}$ – сдвиг фазы при отражении на границе пленка-покровный слой.

$$Y_{fc} = \arctg\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2}}$$

$\chi = 0$ для ТЕ мод; $\chi = 2$ для ТМ мод.

Известный набор модовых эффективных показателей преломления n_m (модовый спектр волновода) позволяет рассчитать распределение показателя преломления по глубине волновода $n(x)$.

Методы возбуждения оптических планарных волноводов

Изучение свойств оптических волноводов, а так же их практическое использование возможно лишь в том случае, если разработаны достаточно эффективные способы их возбуждения, преобразующие объемные волны в поверхностную волну.

К настоящему времени существуют несколько способов возбуждения планарных волноводов: через торец волновода, через скошенный край несущего слоя волновода, с помощью дифракционной решетки, с помощью призмы.

Возбуждение с помощью призмы

Возбуждение волновода с помощью призмы (при этом $n_p > n_f > n_s, n_c = 1$) использует явление нарушенного полного внутреннего отражения. В этом случае призма располагается на некотором расстоянии (порядка $1/8-1/4 \lambda$) от волновода, а угол падения луча θ на основание призмы должен превышать угол полного внутреннего отражения, т.е.:

$$\theta_p \geq \theta_{кр} = \arcsin(n_c/n_p) \quad (8)$$

При этом суперпозиция падающей волны и волны, испытывающей полное внутреннее отражение, дает стоячую волну вдоль вертикальной оси X в более плотной среде, а ниже границы раздела двух сред $X = 0$ поле экспоненциально затухает (рис.3, а).

Экспоненциальное поле, при малом зазоре между призмой и пленкой, проникает в пленку и возбуждает световую волну в ней. Этот процесс обычно называют оптическим туннелированием.

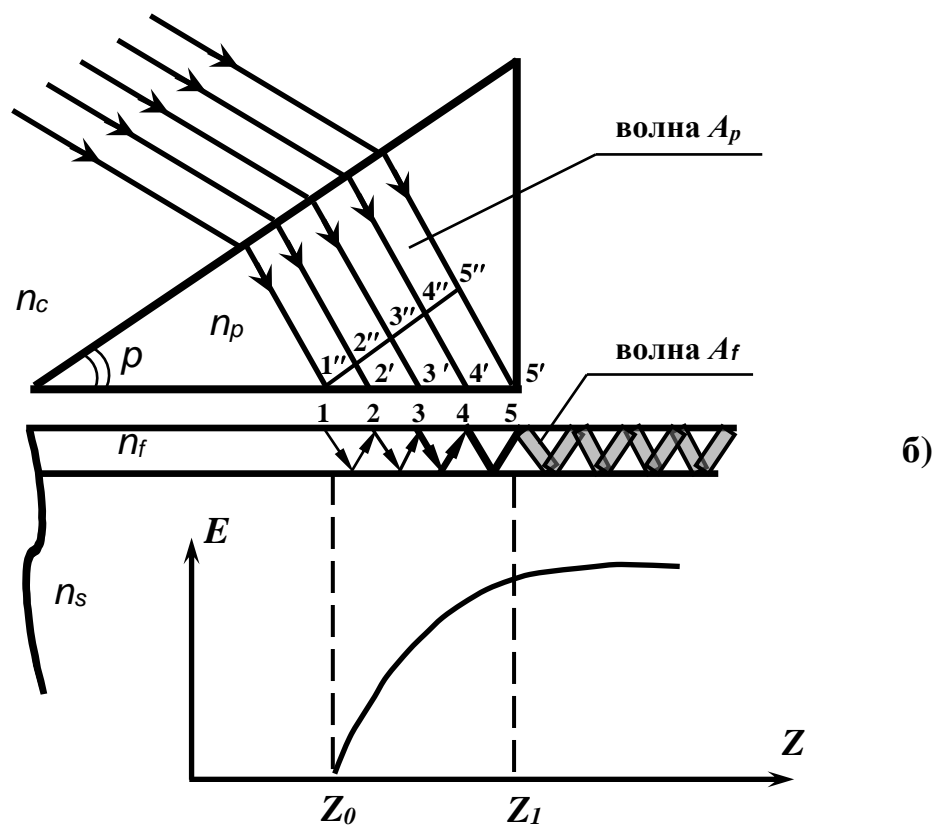
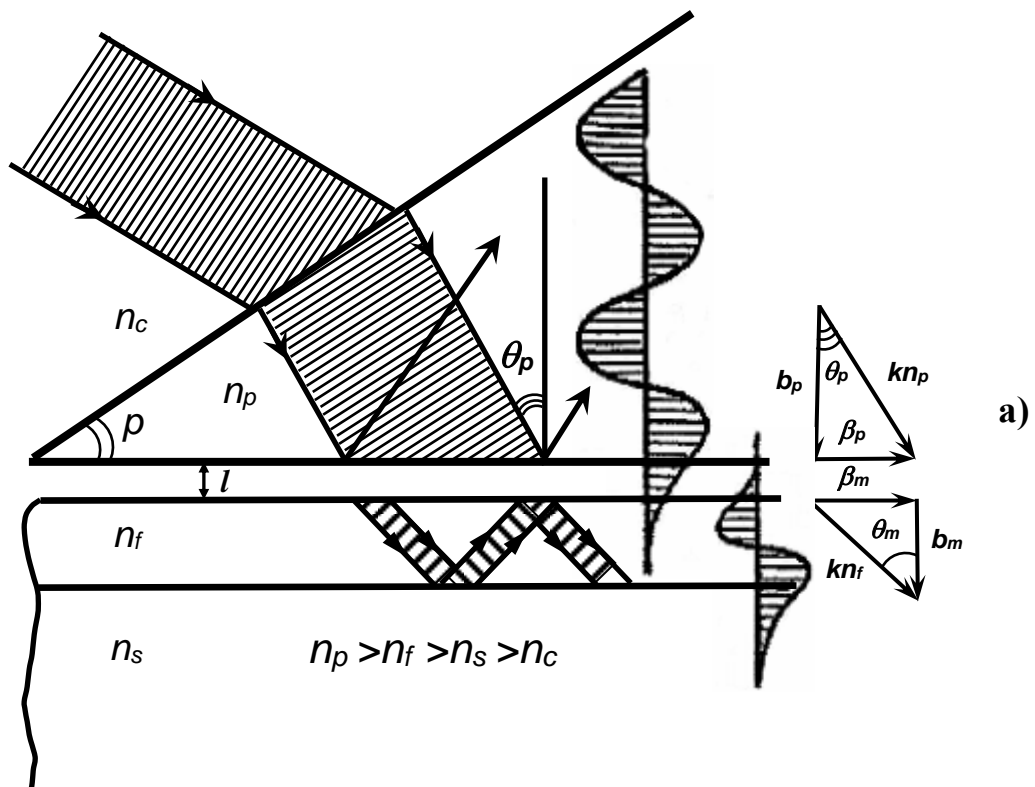


Рис. 3. Призмный элемент связи.

Если угол падения θ_p выбран таким образом, что горизонтальная составляющая ($\beta_p = kn_p \sin \theta_p$) волнового вектора kn_p падающей волны в призме равна собственной постоянной распространения поверхностной волноводной волны β_m (2), то возбуждение носит резонансный характер и напряженность поля в несущем слое может во много раз превышать напряженность поля падающего пучка. Таким образом, условия фазового синхронизма можно записать, как:

$$\beta_m = \beta_p$$

или

$$\beta_m = kn_p \sin \theta_p$$

Так как для различных мод постоянные распространения различны, то, выбирая соответствующий угол θ_p можно отдельно возбудить любую из них. И, наоборот, измеряя резонансный угол θ_p нетрудно определить постоянную распространения волноводной моды.

Зигзагообразная модель распространения волны в волноводе более наглядно иллюстрирует резонансный характер возбуждения волновода с помощью призмы (рис.3, б). Если импульс света одновременно достигает точек 1', 2", 3", 4", 5" (фронт волны), то в этот момент времени луч 1', поскольку он уже достиг зазора, возбуждает в пленке в точке 1 волну A'_f . Последняя, распространяясь в пленке по зигзагообразному пути, попадает в точку 2. Если момент, когда волна A'_f достигнет точки 2, точно совпадает с моментом, когда луч 2' в призме достигнет воздушного зазора, то луч 2' возбуждит в пленке новую волну A'_f , которая сложится в фазе с уже существующей в пленке волной, A'_f . Следовательно, результирующая волна в точке 2 будет иметь удвоенную амплитуду, интенсивность этой волны будет больше в 4 раза, и т.д.

Величина зазора l (рис.3, а) в системе определяет степень связи волновода с возбуждающей призмой. Путем изменения зазора l можно управлять количеством энергии, поступающей из призмы в волновод и излучаемой волноводом в призму.

Для того чтобы волна распространялась по волноводу не переизлучаясь при этом обратно в призму (рис.4, а) необходимо резко уменьшить связь ($l \gg \lambda$) в той точке (Z_1), где поле в волноводе достигло максимального значения. На рис.3, б и рис.4, б показаны наиболее простые решения с использованием прямоугольной призмы и равнобедренной призмы (с поджатым в точке Z_0 волноводом), а так же показан характер распределения энергии в волноводах. Эффективность преобразования энергии плоской волны, падающей на основание призмы, в энергию поверхностной волноводной волны (при условии выбора оптимального зазора l) может достигать 80%.

Призменное возбуждение волноводов оказывается наиболее удобным в лабораторной практике, поскольку позволяет с помощью одной призмы

селективно возбуждать волноводные моды в любом волноводе, если $n_p > n_f$.

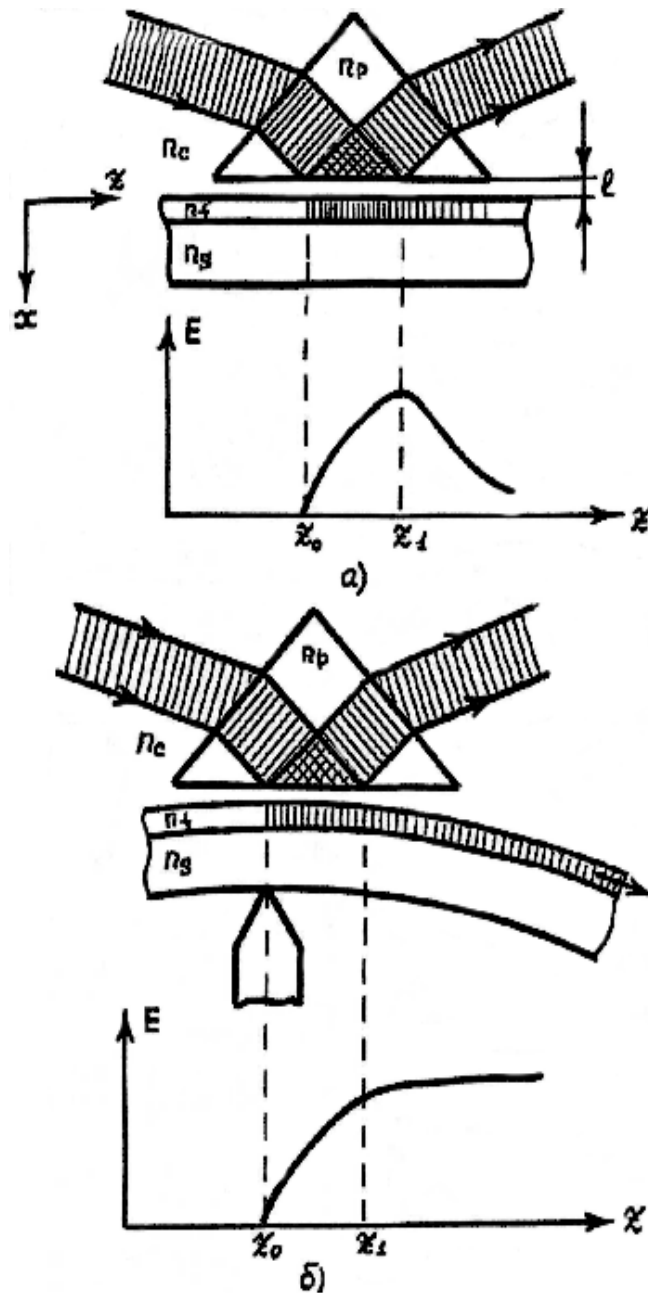


Рис.4. Возбуждение волновода с помощью равнобедренной призмы.

Экспериментальное определение характеристик волноводов

Для построения устройств интегральной оптики на основе планарных ионообменных волноводов необходимо знать вид функции распределения показателя преломления по глубине волновода $n(x)$, т.е. профиль показателя преломления. Экспериментальное определение этого профиля является сложной задачей. Для некоторых многомодовых волноводов эта задача решалась с помощью интерферометрии или рентгеновского микроанализа. Однако метод интерферометрирования волноводного слоя требует изготовления тонких (100 мкм) срезов и по точности пригоден в основном для качественного контроля градиента показателя преломления. Кроме того,

метод интерферометрирования волноводного слоя не чувствителен к волноводам с перепадом показателя преломления $\Delta n < 10^{-2}$ и глубиной $h < 10$ мкм. Кроме того, этот метод требует создания клина уже на полученном волноводе.

Рентгеновский микроанализ, измеряющий распределение концентрации диффундирующего иона, пригоден не для всех ионов, требует знания связи градиента показателя преломления и градиента концентрации. Кроме того, указанные экспериментальные методы определения профиля показателя преломления в волноводах являются разрушающими.

В настоящей работе был использован косвенный неразрушающий метод исследования ионообменных слоев, дающий возможность измерить модовый спектр волновода и рассчитать профиль показателя преломления – это метод резонансного возбуждения волноводных мод.

Анализ методов возбуждения планарных волноводов позволил остановиться на призмном методе возбуждения волноводных мод. Во-первых, возбуждение волновода с помощью призмы обладает наибольшей эффективностью преобразования энергии падающей плоской волны в энергию поверхностной волноводной волны. Во-вторых, большой объем исследуемых образцов, получаемых в результате ионообменной диффузии (различные подложки, диффузанты, разнообразие технологических режимов) не позволяет использовать трудоемкие методы типа нанесения дифракционных решеток или создания скошенных краев с полированными торцами на волноводах. В-третьих, относительно небольшие показатели преломления в диффузионных волноводах на стеклах позволяет использовать легкодоступный класс флинтгов ($n = 1,74$ для ТФ-5) для изготовления призм ввода - вывода излучения.

Метод измерения эффективного показателя преломления n_m состоит в определении угла связи θ_p для призмного ввода (рис.5). Исходя из условий фазового синхронизма имеем:

$$\beta_m = \beta_p$$

где $\beta_m = kn_f \sin \theta_m = kn_m$, $\beta_p = kn_p \sin \theta_p$

Отсюда: $n_m = n_p \sin \theta_p$ (9)

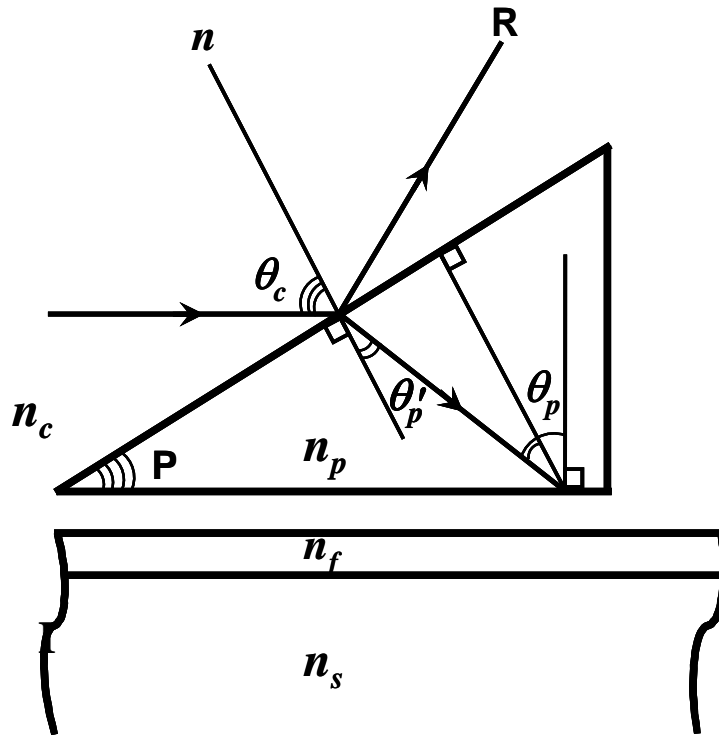


Рис.5.Схематическое изображение призмы, поясняющее формулу (9).
Положительная схема.

Из рис.5 видно, что:

$$\theta_p = \theta'_p + P \quad (10)$$

где

$$\theta'_p = \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p}$$

$$n_c = 1 - \text{для воздуха} \quad (11)$$

Формулу (9) с учетом (10) и (11) можно переписать в виде:

$$n_m = n_p \sin \left[P + \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p} \right] \quad (12)$$

Таким образом, чтобы определить n_m , нужно знать кроме показателя преломления призмы n_p еще и угол P между основанием и входной гранью призмы, и угол падения θ_c на входную грань призмы. Угол падения считается положительным (положительная схема), когда падающий луч I лежит между нормалью к грани и основанием призмы, как показано на рис.5. В случае, когда отраженный луч R лежит между нормалью к грани и основанием призмы, угол падения считается отрицательным (отрицательная схема) и формула (12) переписывается в виде:

$$n_m = n_p \sin \left[P - \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p} \right] \quad (13)$$

Легко видеть, что погрешности в определении n_p , P , θ_c вносят почти равные вклады в погрешность для n_m . Таким образом, чтобы получить наименьшую ошибку, целесообразно знать величины n_p и P с точностью, намного лучше, чем возможная точность измерения θ_c . Тогда n_m будет известно с точностью, приблизительно равной $\Delta\theta_c$ – точности измерения угла падения.

n_p и P - могут быть хорошо измерены на прецизионном гониометре (ГС-5) с точностью для $n_p \pm 5 \times 10^{-5}$ и для $P \pm 5''$. Для измерения угла θ_c за начало отсчета J_{\perp} , принимают нормаль к входной грани призмы. При этом определяется положение призмы, при котором луч, отраженный от входной грани противоположен по направлению и сколлимирован с падающим. За конец отсчета J_m принимают резонансный угол, при котором наблюдается наиболее эффективный ввод излучения в волновод для данной моды (наиболее яркая картина светящегося трека в волноводе или, в случае установки выводной призмы, резкое, наиболее интенсивное изображение моды на экране). Таким образом, угол θ_c определяется по разности угловых отсчетов J_m и J_{\perp} :

$$\theta_c = J_m - J_{\perp} \quad (14)$$

С учетом возмущения, вносимого призмой на распространение поверхностной волноводной волны, которое, в свою очередь, влияет на точность определения резонансных углов, на практике выбором оптимального зазора l достигают точности измерения θ_c , сравнимой с дифракционной расходимостью падающего луча.

Схема экспериментальной установки:

Схема экспериментальной установки для определения параметров плоских волноводов показана на рис.6. Линейно поляризованный луч одномодового He-Ne лазера 1 (ЛГ-52-2, $\lambda = 0,6328$ мкм) с помощью ромба Френеля 2, приобретая разность фаз $\pi/2$ при двукратном полном внутреннем отражении, превращается в циркулярно-поляризованный. Вращением поляризатора 3 можно возбуждать в волноводе различные типы мод (TE_m или TM_m). Исследуемый планарный волновод 6 с установленными на нем призмами ввода 7 и вывода 8 помещался на разворотный столик 5 (цена деления 5'), с помощью которого осуществлялась настройка на резонансный угол. Изменяя вращением столика угол падения луча на входную грань призмы, снимают отсчет J_{\perp} (момент автоколлимации) и J_m (момент резонанса). Оптическая схема построена так, чтобы падающий луч попадал на край области ввода, и чтобы область ввода практически не смещалась по основанию призмы, когда поворотный столик вращается в диапазоне углов ввода. Это достигается перпендикулярным перемещением вращающегося столика относительно оптической оси при помощи механической подвижки. Модовая картина излучения, выведенная с помощью призмы 8 рассматривается на экране 9 или фотографируется.

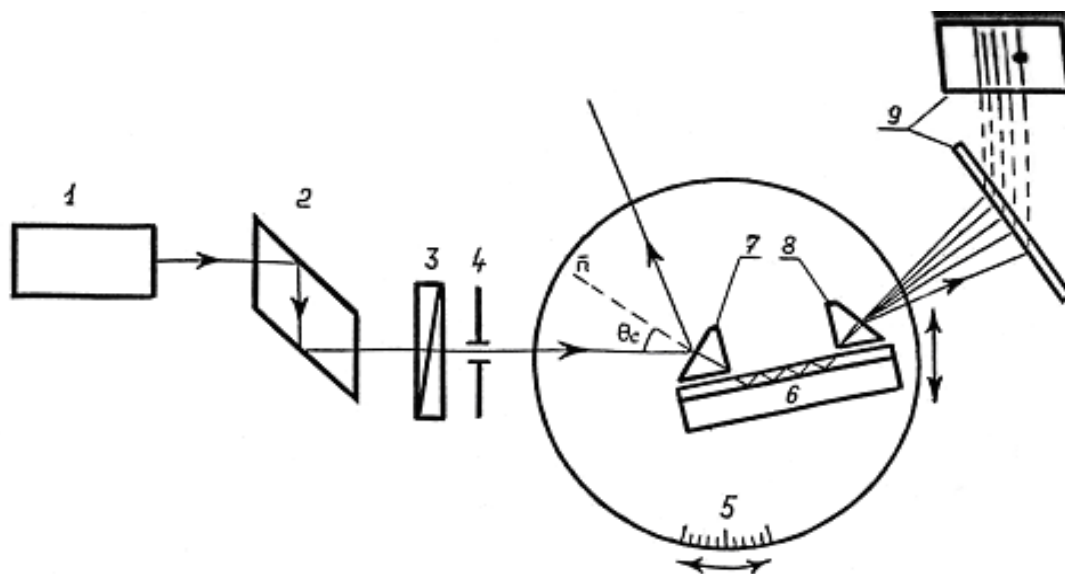


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для измерения параметров волноводов.

1. Одномодовный He-Ne лазер (ЛГ-52-2, $\lambda = 0,6328\text{мкм}$), 2- ромб Френеля, 3- поляризатор, 4- диафрагма, 5- поворотный столик с лимбом (стрелками показаны возможные перемещения поворотного столика), 6- исследуемый планарный волновод, 7,8- призмы ввода и вывода, 9- экран.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ:

Последовательность процесса определения эффективного показателя преломления n_m :

- 1 – снимается отсчет J_{\perp} ;
- 2 – снимается отсчет J_m для каждого номера моды для ТЕ поляризации;
- 3 – снимается отсчет J_m для каждого номера моды для ТМ поляризации;
- 4 – вычисляются углы θ_c для каждого номера моды и типа поляризации по формуле (14);
- 5 – по отраженному лучу от входной грани призмы ввода определяют знак схемы, в которой возбуждается волновод; для положительной схемы n_m вычисляется по формуле (12), для отрицательной схемы – по формуле (13).

Призмы ввода и вывода сделаны из стекла ТФ-5 ($n_p = 1,749853$). Угол призмы ввода $P = 60^{\circ}12'16'' \pm 5''$. При такой установке призмы работают практически с параллельным воздушным зазором, при этом перепад толщины воздушного зазора Δl на длине 12 мм (нижняя грань призмы) составлял $\sim 0,1$ мкм. Ошибка измерения угла θ_c составляет $\pm 1'$, при этом ошибка

определения эффективного показателя преломления n_m составляет величину $\pm 2 \times 10^{-4}$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Какие виды волноводов вы знаете? Основные их характеристики.
2. Перечислите основные способы возбуждения планарных волноводов.
3. Что такое условие фазового синхронизма?
4. Что такое ТЕ и ТМ моды?
5. Как влияет длина волны лазера или толщина волновода на его эффективный показатель преломления?

ЛИТЕРАТУРА:

1. Тамир Т. Интегральная оптика. – Москва: "Мир", 1978.
2. Барноски М. Введение в интегральную оптику. – Москва: "Мир", 1977.
3. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика, для систем передачи и обработки информации. – Москва: "Радио и связь", 1990.
4. Снайдер А., Лав Д. Теория оптических волноводов. – Москва: "Радио и связь", 1987.
5. Никоноров Н.В. Стекла для ионного обмена в интегральной оптике: современное состояние и тенденции дальнейшего развития (обзор). – Физика и Химия стекла, 1999, т.25, N1, с. 21-69.