

ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛНОВОДНЫМ МЕТОДОМ

А. В. Шульга*, А. В. Хомченко

УДК 535.32:621.375.8

Белорусско-Российский университет,
212005, Могилев, просп. Мира, 43; e-mail: ashulga@tut.by

(Поступила 7 мая 2013)

Исследована зависимость характера пространственного распределения интенсивности регистрируемой m -линии в случае возбуждения волноводной моды тонкопленочной структуры от частотных характеристик светового пучка. В качестве источника излучения с различной шириной спектра использованы полупроводниковые лазерные диоды с максимумами излучения при 635—670 нм, He—Ne-лазер и лампа накаливания, излучение которой пропускать через монохроматор. Тонкопленочные волноводы с высокой хроматической дисперсией изготовлены на основе многослойных структур TiO_2-SiO_2 , ZrO_2-SiO_2 .

Ключевые слова: ширина спектра, тонкопленочный волновод, m -линия, призмное устройство связи, полупроводниковый лазер.

The dependence of a spatial distribution of the recorded m -line intensity on the light beam characteristics is investigated in the case of the waveguide mode excitation of a thin-film structure. Semiconductor laser diodes with the radiation maxima at wavelengths of 635—670 nm, a He—Ne laser, and an incandescent lamp the radiation of which passes through a monochromator have been used as the light sources with different spectrum widths. Thin-film waveguides with high chromatic dispersion have been made on the basis of multilayer TiO_2-SiO_2 , ZrO_2-SiO_2 structures.

Keywords: spectrum width, thin-film waveguide, m -line, prism coupler, semiconductor laser.

Введение. Волноводные методы измерения, основанные на регистрации пространственного распределения интенсивности излучения, отраженного от призмного устройства связи (ПУС), обычно используются для исследования свойств тонких пленок и сред [1, 2]. При отражении светового пучка от ПУС часть световой энергии туннелирует в волновод [3], если выполняется условие фазового синхронизма для волноводной моды и возбуждающего светового пучка. При этом в отраженном свете можно наблюдать так называемые темные m -линии, угловое положение которых соответствует углу возбуждения волноводной моды. При возбуждении волновода немонохроматическим светом для каждой хроматической компоненты формируются моды, для которых структура поля, фазовая скорость распространения и волноводный показатель преломления зависят не только от параметров волноводного слоя, но и от длины волны распространяющегося излучения. Поэтому такое устройство можно использовать для анализа спектрального состава излучения [4—6].

В настоящей работе рассмотрено применение метода спектроскопии волноводных мод для исследования характеристик излучения, в частности, для измерения ширины спектра квазимонохроматического излучения. Исследование характеристик световых пучков известными методами сопряжено с рядом трудностей, вызванных aberrациями линзовых систем либо низкими интенсивностями полей [7, 8]. Рассматриваемый подход позволяет в определенной мере преодолеть указанные ограничения путем применения регистрации угловой зависимости мощности светового пучка, отраженного от ПУС при возбуждении моды планарного оптического волновода.

Эксперимент. Волноводные методы исследования тонких пленок, в частности метод спектроскопии волноводных мод, основаны на регистрации углового положения темной m -линии, соответствующей возбуждению определенной волноводной моды. В то же время замечено, что каждая m -линия имеет характерное распределение интенсивности, которое зависит не только от оптических параметров тонкопленоч-

MEASUREMENT OF THE WIDTH RADIATION SPECTRUM BY A WAVE GUIDE TECHNIQUE

A. V. Shulga* and A. V. Khomchenko (Belarusian-Russian University, 43 Mira Prosp., Mogilev, 212000, Belarus; e-mail: ashulga@tut.by)



ной структуры, но и от пространственно-энергетических и частотных характеристик возбуждающего пучка [9]. Подобное распределение интенсивности можно зарегистрировать при использовании в соответствующей схеме [6] матричного фотоприемника, расположенного в фокальной плоскости объектива, через который проходит световой пучок, отраженный от ПУС при возбуждении волноводной моды.

На рис. 1 представлена оптическая схема экспериментальной установки измерения углового распределения интенсивности отраженного от ПУС светового пучка. Исследуемое излучение источника 1 фокусируется линзами 2 и 3 на основание ПУС связи 6, закрепленного на поворотном столике 8. Для возбуждения мод ТЕ- или ТМ-типа используется поляризатор 4. Отраженный от ПУС свет частично туннелируется через буферный слой 5 в волновод 7 и проходит через поляризатор 9 и линзу 10. В фокусе линзы 10 установлена ПЗС-фотолинейка 11, сопряженная с компьютером 13 через аналого-цифровой преобразователь (АЦП) 12. С помощью фотолинейки осуществляется регистрация одномерного распределения интенсивности отраженного пучка. Приборная погрешность измерения угла возбуждения моды $2 \cdot 10^{-5}$ рад, интенсивности светового потока 0.1 %. Взаимное расположение призмы 6, линз 3 и 10 выбрано таким образом, чтобы задний фокальный отрезок линзы 3 был не меньше расстояния от главной плоскости линзы до точки ввода излучения в волновод 7, а передний фокальный отрезок линзы 10 — заведомо больше расстояния от выходной грани призмы до главной плоскости линзы 10.

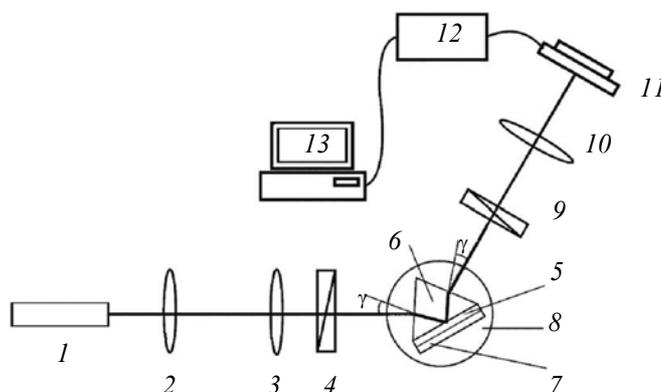


Рис. 1. Принципиальная схема измерительной установки

Такое взаимное расположение элементов схемы обеспечивает запись углового спектра интенсивности светового пучка, отраженного от ПУС при возбуждении волноводной моды, получившего название пространственного (или углового) спектра моды, так как регистрируемый с помощью фотоприемника спектр интенсивности пропорционален квадрату модуля фурье-спектра поля светового пучка, отраженного от ПУС при возбуждении волноводной моды в исследуемой структуре [10]. Источниками излучения с различной шириной спектра служили полупроводниковые лазерные диоды, максимумы интенсивности излучения которых находятся на 635, 650 и 670 нм, одномодовый He—Ne-лазер, а также монохроматор с лампой накаливания. Тестовые волноводы с высокой хроматической дисперсией изготовлены на основе многослойных структур $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$ и $\text{ZrO}_2\text{-SiO}_2$.

При возбуждении волноводной моды часть светового пучка туннелирует в пленку, распространяется вдоль нее, переизлучается в призму и в фокальной плоскости объектива регистрируется картина интерференции переизлученного из пленки и отраженного от основания призмы пучков. Анализ такой картины использован для определения параметров излучения в случае, когда в качестве тестовой структуры применен тонкопленочный волновод с известными параметрами. В данном случае длина взаимодействия определяется не размером пучка на основании призмы, а длиной трека волноводной моды (например, при оптических потерях $\sim 10 \text{ см}^{-1}$ эта длина $\sim 1 \text{ см}$).

На рис. 2 приведено распределение интенсивности отраженного света при возбуждении тонкопленочного волновода квазимонохроматическим излучением, прошедшим через монохроматор ($\lambda = 633 \text{ нм}$, $\Delta\lambda = 2 \text{ нм}$), а также излучением He—Ne-лазера с $\lambda = 632.8 \text{ нм}$ и полупроводникового лазерного диода, максимум интенсивности излучения которого $\lambda_{\text{max}} = 635 \text{ нм}$. Как следует из анализа приведенных распределений, длина когерентности l_c зондирующего излучения, которую можно определить как

$$l_c = \lambda^2 / \Delta\lambda, \quad (1)$$

существенно влияет на пространственное распределение интенсивности отраженного излучения. Естественно, что в соответствии с принципами фурье-анализа когерентность излучения будет влиять и на реги-

стрируемый фурье-спектр пучка. Так как влияние когерентности излучения сказывается прежде всего на видности или контрасте интерференционной картины, который при проведении волноводных измерений в большей степени влияет на определение мнимой части постоянной распространения моды, при проведении таких исследований в качестве критерия, определяющего степень влияния когерентности на распределение интенсивности в отраженном пучке, можно выбрать величину h'' , которая определяет оптические потери волноводной моды. Это можно сделать, используя излучение источника некогерентного света, прошедшее через призмный монохроматор с различным раскрытием выходной щели. На рис. 3 представлена зависимость измеряемой величины h'' от $\Delta\lambda$ зондирующего излучения. Для того чтобы избежать ошибок, обусловленных влиянием неоднородности зазора между призмой и волноводом, мы использовали “жесткую” схему, в которой на основание ПУС нанесен буферный слой, а затем (последовательно) тонкопленочный волновод. Параметры буферного слоя, находящегося в зазоре между основанием призмы и волноводом, определены для аналогичных тонкопленочных структур, которые изготовлены в течение одного технологического цикла совместно со структурой призма—буферный слой.

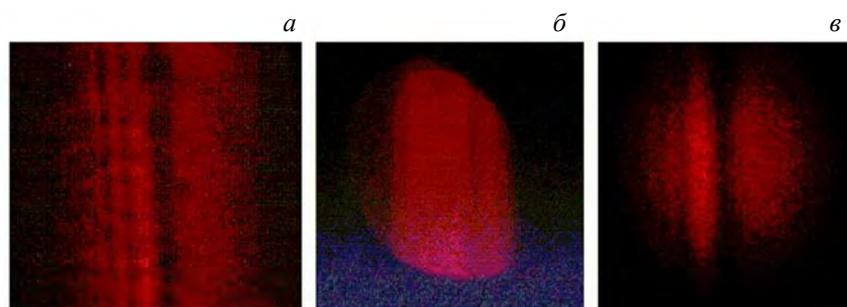


Рис. 2. Распределение интенсивности в поперечном сечении отраженных световых пучков излучения полупроводникового лазера (а), лампы накаливания (б), прошедших через монохроматор, и He—Ne-лазера (в) при возбуждении волноводной моды

Обсуждение результатов. Как следует из рис. 3, при уменьшении $\Delta\lambda$ до ~ 3 нм для данной волноводной моды наблюдается удовлетворительная корреляция значений h'' , полученных при использовании излучения He—Ne-лазера (кривая 2) и квазимонохроматического излучения (кривая 1). На основании выражения (1) длина когерентности излучения монохроматора с $\Delta\lambda = 3$ нм $l_c \sim 130$ мкм, с другой стороны, длина трека l_w распространения вдоль пленки волноводной моды при $h'' = 3.7 \cdot 10^{-4}$ составляет ~ 135 мкм. Именно на этой длине волны излучение, распространяясь вдоль пленки, попадает в призму и участвует в формировании интерференционной картины. Как видно, эти параметры имеют весьма близкие к измеренным h'' значения при использовании квазимонохроматического излучения.

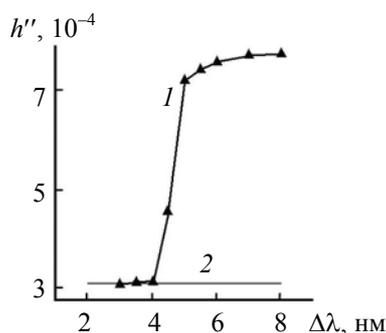


Рис. 3. Зависимость измеряемой величины оптических потерь h'' от ширины спектра зондирующего квазимонохроматического излучения (1) и излучения одномодового He—Ne-лазера (632.8 нм) (2)

Таким образом, квазимонохроматическое излучение с длиной волны λ характеризуется некоторой шириной спектра $\Delta\lambda$, которая связана с длиной когерентности l_c выражением (1). Вместе с тем расстояние, которое проходит свет в волноводной пленке:

$$l_w = 1/2h'' \tag{2}$$



На протяжении l_w свет переизлучается в призму и участвует в формировании интерференционной картины, тогда

$$\Delta\lambda = 2h''\lambda^2. \quad (3)$$

При исследовании волноводных свойств тонкопленочной структуры, возбуждаемой квазимонохроматическим светом, наблюдается ярко выраженная зависимость измеряемой величины h'' от $\Delta\lambda$ некогерентного света, прошедшего через монохроматор. При $\Delta\lambda$ меньше некоторого $\Delta\lambda_m$ имеем

$$h'' = h_l'' (l_c \approx l_w), \quad (4)$$

где h_l'' — значение h'' , измеренное для излучения He—Ne-лазера. Тогда можно предложить простой метод определения l_c или $\Delta\lambda$. При изменении положения точки ввода (направление изменения l_w показано на рис. 4, вставка) увеличивается значение l_w , определяемое величиной h'' , и становится сравнимым с l_c . При дальнейшем увеличении l_w контраст интерференционной картины падает и наблюдается рост h'' . Точка перегиба на кривой $h''(l_w)$ и определяет ширину спектра анализируемого излучения (рис. 4). Полученные результаты удовлетворительно коррелируют с данными независимых измерений.

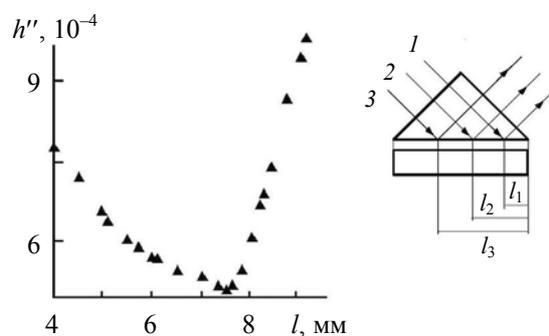


Рис. 4. Зависимость измеряемой величины оптических потерь h'' от положения центра светового пучка относительно края призмы; на вставке — ход лучей в призмном устройстве связи при различных положениях центра светового пучка относительно края призмы

Заключение. Предложенный метод измерения ширины спектра излучения, основанный на регистрации угловой зависимости интенсивности излучения в схеме призмного возбуждения волноводной моды тонкопленочной структуры, может представлять интерес для контроля и измерения параметров источников излучения. Исследована зависимость характера пространственного распределения интенсивности регистрируемой m -линии в случае возбуждения волноводной моды тонкопленочной структуры от частотных характеристик светового пучка. Показано, что изменение положения точки ввода светового пучка на основании призмного устройства связи сопровождается изменением величины l_w , что позволяет определять ширину спектра анализируемого излучения.

- [1] P. R. Tien. Appl. Phys. Lett., **14**, N 9 (1969) 291—294
- [2] А. В. Хомченко. Волноводная спектроскопия тонких пленок, Минск, изд-во БГУ (2002)
- [3] А. С. Кузали, А. В. Чекан. Квант. электрон., **3**, № 11 (1976)
- [4] А. Б. Шварцбург. УФН, **177**, № 1 (2007) 43—58
- [5] I. Avrutsky, K. Chaganti, I. Salakhutdinov, G. Auner. Appl. Opt., **45**, N 30 (2006) 7811—7817
- [6] А. В. Хомченко, А. В. Шульга, А. Б. Сотский. Способ определения частотного спектра мощности световых пучков и устройство для его осуществления, патент РБ № 15533 (2012)
- [7] Применение методов фурье-оптики, под ред. Г. Старка, Минск, Радио и связь (1988)
- [8] В. И. Малышев. Введение в экспериментальную спектроскопию, Москва, Наука (1979)
- [9] А. В. Шульга, А. В. Хомченко, А. Б. Сотский. Материалы VII междунар. науч. конф. “Лазерная физика и оптические технологии”, 17—19 июня 2008 г., Минск, Институт физики НАН Беларуси, **1** (2008) 156—159
- [10] A. V. Khomchenko. Appl. Opt., **41**, N 4-6 (2002) 363—372