

УДК 535.32: 621.378

А. В. Шульга, А. В. Хомченко, д-р физ.-мат. наук,
А. Б. Сотский, д-р физ.-мат. наук, Л. И. Сотская, канд. физ.-мат. наук

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ МЕТОДАМИ ВОЛНОВОДНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Рассмотрены возможности интегрально-оптических методов измерения параметров световых пучков, основанных на анализе пространственного фурье-спектра лазерного пучка, отраженного от призмного устройства возбуждения волноводной моды в тонкопленочной структуре.

Введение

Интегрально-оптические методы измерения, основанные на регистрации пространственного распределения интенсивности излучения, отраженного от призмного устройства связи, обычно используются для исследования свойств тонких пленок и сред [1, 2]. В настоящей работе рассмотрено применение метода призмного возбуждения мод для измерения таких параметров световых пучков, как пространственный спектр интенсивности и частотный спектр мощности. Измерение таких спектров известными методами [4-6] сопряжено с определенными ограничениями, вызванными либо аберрациями линзовых систем [4], либо низкими интенсивностями полей [5, 6]. Рассматриваемый подход позволяет в определенной мере преодолеть указанные ограничения путем применения регистрации угловой зависимости мощности светового пучка, отраженного от призмного устройства возбуждения планарного оптического волновода.

Контроль пространственного спектра интенсивности лазерных пучков

При призмном возбуждении планарного волновода в отраженном свете можно наблюдать так называемые темные m -линии [1]. Оптическая схема устройства представлена на рис. 1, где оптический волновод 3, находящийся на подложке 4 и отделенный от равнобедренной призмы связи 1 буферным слоем 2 возбуждается поляризованным частично когерентным световым пучком. Отраженное излучение детектируется фотоприемником 6, расположенным в фокальной плоскости объектива 5.

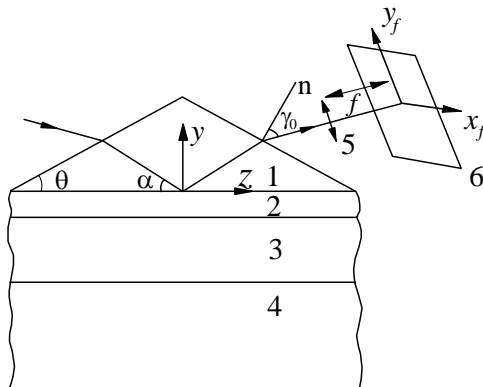


Рис. 1. Оптическая схема устройства

Соответствующие угловые зависимости $S(\gamma)$ мощности светового пучка, отраженного от призмного устройства связи при возбуждении волноводной моды с помощью лазерных пучков, формируемых различными оптическими системами, приведены на рис. 2. Существенные отличия зависимостей $S(\gamma)$, регистрируемых при измерении параметров одной и той же моды с использованием разных лазерных пучков, позволили предложить новый метод исследования характеристик световых пучков.

Пусть волновод возбуждается исследуемым пучком когерентного света (см. рис. 1). Оси падающего и отраженного пучков составляют углы γ с нормальными к боковым граням призмы 1. Возбуждающий пучок линейно поляризован, распределение поперечной составляющей его электрического поля в плоскости $Z = 0$ (см. рис. 2) можно записать в виде:

$$E_z(x, y) = (1 - \chi)\psi(x, y)x + \chi\psi(x, y)y,$$

где χ принимает значения 0 либо 1, x и y – орты координатной системы.

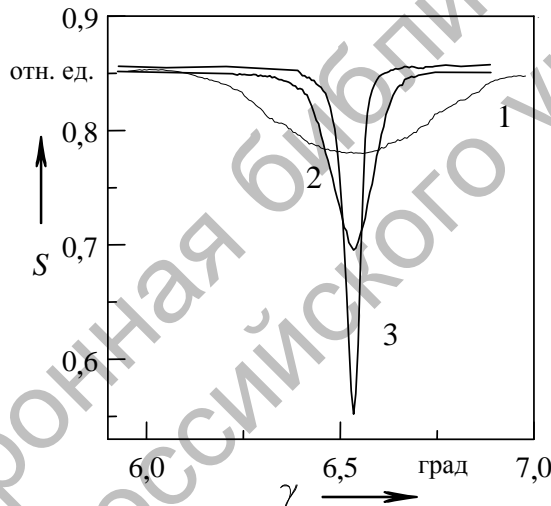


Рис. 2. Зависимости $S(\gamma)$ для структуры, направляющей две волноводные моды, при возбуждении пучком с радиусом поперечного сечения R , равным 90, 140 и 450 мкм (кривые 1, 2 и 3 соответственно)

Мощность отраженного светового пучка регистрируется фотоприемником 4. Обозначим через R характерный масштаб изменения функции $\psi(x, y)$ ($|\nabla\psi| \sim R^{-1}|\psi|$). Тогда при обычно выполняющемся на практике условии $k_0R \gg 1$ ($k_0 = 2\pi\lambda_0^{-1}$ – волновое число вакуума) для сигнала $S(\gamma)$ фотоприемника при резонансном возбуждении волноводной моды имеем [7]

$$S(\gamma) = T(\gamma) \left\{ C_1 + C_2 \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi) [(\xi + v - \gamma)^2 + G]^{-1} d\xi \right\}, \quad (1)$$

где

$$T(\gamma) = 16[(1 - \chi)(q_1q_2)^2(q_1 + q_2)^{-4} + \chi(q_1q_2\varepsilon_p\varepsilon_a)^2(q_1\varepsilon_a + q_2\varepsilon_p)^{-4}];$$

$$F(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \widehat{\Psi}(n_x, \sqrt{\varepsilon_a} \sin \xi) \right|^2 dn_x;$$

$$q_1 = \sqrt{\varepsilon_p - \varepsilon_a \sin^2 \gamma}; \quad q_2 = \sqrt{\varepsilon_a} \cos \gamma;$$

$$\widehat{\Psi}(n_x, \sqrt{\varepsilon_a} \sin \xi) = \int \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \exp(ik_0 x n_x + ik_0 y \sqrt{\varepsilon_a} \sin \xi) \Psi(x, y);$$

$$v = \arcsin [\sin \theta \sqrt{\varepsilon_p \varepsilon_a^{-1} - (\operatorname{Re} h)^2 (k_0 \varepsilon_a)^{-1}} - \cos \theta \operatorname{Re} h (k_0 \sqrt{\varepsilon_a})^{-1}];$$

$$N = \sqrt{\varepsilon_p} \cos v [\cos \theta + \sqrt{\varepsilon_a} \sin v \sin \theta (\varepsilon_p - \varepsilon_a \sin^2 v)^{-0.5}];$$

$$G = [\operatorname{Im} h (k_0 N)^{-1}]^2,$$

где C_1 и C_2 – коэффициенты, зависящие от эффективности связи призмы с волноводом и аппаратной постоянной фотоприемника; ε_a и ε_p – диэлектрические проницаемости призмы и окружающей ее среды; θ – угол при основании призмы (см. рис.1); h – комплексная постоянная распространения вытекающей моды структуры «волновод – призма связи»; ξ – угловая координата, с которой связано распределение интенсивности светового пучка в плоскости xOy .

В выражении (1) функция $F(\xi)$ определяется через квадрат модуля фурье-образа возбуждающего пучка $\widehat{\Psi}(n_x, \sqrt{\varepsilon_a} \sin \xi)$. Если фурье-образ можно представить в виде $\widehat{\Psi}(x, y) = X(x)Y(y)$, то для нахождения спектра интенсивности пучка достаточно восстановить две зависимости $F(\xi)$ при значениях параметра $\chi = 0$ и $\chi = 1$. Подобная ситуация характерна, например, для лазерных пучков и полей излучения из торца оптического волновода. В этом случае необходимо провести два соответствующих измерения при поочередном возбуждении моды волновода при взаимно ортогональных ориентациях плоскости падения пучка. Тогда согласно (1)

$$F(\xi) = \frac{\sqrt{G}}{2\pi^2 C_2} \int \int_{-\infty}^{\infty} dk d\gamma \exp[\sqrt{G}|k| + ik(\gamma - v - \xi)] \left[\frac{S(\gamma)}{T(\gamma)} - C_1 \right]. \quad (2)$$

В связи с тем, что распределение $S(\gamma)$ измеряется при дискретных значениях угла $\gamma = \gamma_j$ ($j = 1, 2, \dots, m$), то для вычисления интеграла в (2) использована интерполяция вида

$$S(\gamma)[T(\gamma)]^{-1} = C_1 + \sum_{l=0}^n A_l \exp\{-0,5[(\gamma - \gamma_1)V^{-1}]^2\} H_l[(\gamma - \gamma_1)V^{-1}],$$

где γ_1 – координата минимума функции $S(\gamma)$; $H_l[(\gamma - \gamma_1)V^{-1}]$ – полином Эрмита, а постоянные C_1 , A_l и V при заданном порядке интерполяции n определяются через измеренные значения $S(\gamma_j)$, используя метод наименьших квадратов.

Тогда из (2) получаем

$$F(\xi) = \frac{\sqrt{2\pi G}}{2\pi^2 C_2} \int_{-\infty}^{\infty} dk \sum_{l=0}^n A_l (i)^l H_l(kV) \exp[\sqrt{G}|k| - 0,5(kV)^2 + ik(\gamma_1 - v - \xi)]. \quad (3)$$

Так как значения множителя перед интегралом и разности $\gamma_1 - \nu$ в выражении (3) влияют только на нормировку функции $F(\xi)$ и сдвиг начала отсчета координаты ξ , то необходимая для измерения спектра интенсивности пучка априорная информация об используемом измерительном устройстве исчерпывается заданием комплексной величины постоянной распространения моды h .

Применение предложенного подхода позволило исследовать спектры пространственных частот лазерных пучков, сформированных различными оптическими системами. В качестве измерительного устройства использованы тонкопленочные структуры, изготовленные осаждением волноводной пленки на основание призмы связи методом ВЧ распыления. Волноводная пленка была отделена от призмы буферным слоем из кварцевого стекла. Измерения $S(\gamma)$ были выполнены с использованием установки, схема которой приведена в [7]. Гауссов пучок He-Ne лазера с $\lambda = 632,8$ нм падал на призму связи, установленную на поворотном столике. Оптическая схема позволяла формировать световые пучки с разным угловым спектром интенсивности. Угол падения пучка на призму изменялся с помощью шагового двигателя с дискретизацией угла поворота $9,7 \cdot 10^{-5}$ рад. Регистрация угловой зависимости мощности отраженного светового пучка осуществлялась с помощью фотоприемника, синхронно перемещаемого вторым шаговым двигателем. Изменяемыми величинами являлись мощность светового пучка, отраженного от призмного устройства связи при текущем значении угла падения, и мощность падающего пучка, контролируемая вторым приемником. Блок управления двигателями синхронизирован с блоком сравнения каналов. После цифровой обработки сигнал поступал в оперативную память компьютера. Комплексное значение h используемого измерительного устройства было предварительно измерено [8] с использованием лазерного пучка, спектр интенсивности и радиус которого были известны, и было равно $h/k_0 = 1,46623 - i 2,96 \cdot 10^{-6}$.

Спектры интенсивности пучков, соответствующие зарегистрированным зависимостям $S(\gamma)$ (см. рис. 1), приведены на рис. 3 (кривые 1-3).

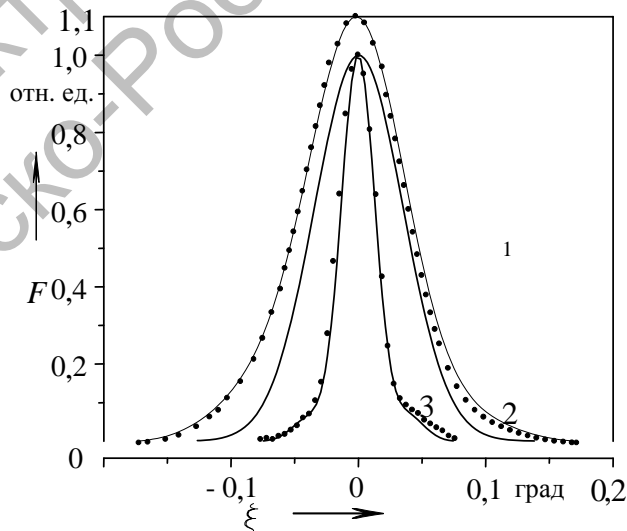


Рис. 3. Спектр интенсивности лазерного пучка с радиусом поперечного сечения R , равным 90, 140 и 450 мкм (кривые 1, 2 и 3 соответственно); данные, полученные независимым методом, показаны точками

Корректность получаемых результатов подтверждена их сопоставлением с данными, полученными фотометрированием пучков в фокальной плоскости длиннофокусного ($f = 30$ см) объектива [4] и представленными на рисунке точками. Анализ приведенных кривых свидетельствует об удовлетворительной корреляции результатов, полученных независимыми методами. Эффективность метода демонстрируют результаты измерения спектра интенсивности лазерного пучка, имеющего отклонение от гауссовой формы (рис. 3, кривая 3). Как следует из рисунка, предлагаемый подход позволяет зафиксировать незначительные изменения в спектре интенсивности анализируемых световых пучков и обеспечить более высокое разрешение в сравнении с методами фурье-оптики, сохранив при этом требуемую точность измерений. Особенно это заметно при сканировании слабо расходящихся лазерных пучков (рис. 3, кривая 3).

Измерение частотного спектра светового пучка

Несмотря на все совершенство современной приборной базы спектрального анализа, актуальными остаются вопросы ее оптимизации. В частности, при проведении спектроскопических исследований пленок возникает потребность в простом и компактном устройстве для измерения спектра частот зондирующего светового пучка.

В настоящем разделе рассмотрено применение метода призмного возбуждения мод для контроля частотных спектров световых пучков. Принцип действия устройства такого типа основан на эффекте туннельного возбуждения моды тонкопленочного оптического волновода посредством призмы связи. Оптическая схема устройства аналогична представленной на рис. 1. Угловое распределение интенсивности отраженного пучка, наблюдаемое вдоль линии, образованной пересечением плоскости падения пучка и фокальной плоскости объектива в случае возбуждения волноводной моды, дается выражением [1]

$$I(\Omega) = K |\psi(\Omega)|^2 \left\{ 1 - \frac{4 \operatorname{Im} \beta \operatorname{Im} \Delta \beta}{(\beta')^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho(\bar{\omega}) d\bar{\omega}}{(\bar{\omega} - \Omega)^2 + [\operatorname{Im} \bar{\beta} (\beta')^{-1}]^2} \right\}, \quad (4)$$

где $|\psi(\Omega)|^2$ – угловой спектр интенсивности возбуждающего пучка; β – постоянная распространения возбуждаемой моды; $\bar{\beta}$ – постоянная распространения вытекающей моды структуры «волновод – призма связи»; $\Delta \beta = \bar{\beta} - \beta$;

$$\beta' = \omega \left[-0.5 k_0 \sin \theta (\sqrt{\varepsilon_p - \sin^2 \mu})^{-1} \frac{d\varepsilon_p}{d\omega} + \operatorname{Re} \frac{d\bar{\beta}}{d\omega} \right];$$

$$k_0 = \omega c^{-1}; \quad \Omega = -N(\gamma - \mu)(\beta')^{-1};$$

$$N = k_0 \sqrt{\varepsilon_p} \cos \mu \sin \alpha (\sqrt{\varepsilon_p - \sin^2 \mu})^{-1};$$

$$\sin \alpha = (\sqrt{\varepsilon_p})^{-1} (\sin \mu \sin \theta + \cos \theta \sqrt{\varepsilon_p - \sin^2 \mu}),$$

где μ – угловой размер пучка; ε_p – диэлектрическая проницаемость призмы; θ – угол призмы (см. рис. 1); c – скорость света в вакууме.

Указанные величины вычисляются при круговой частоте $\omega = \omega_0$, где ω_0 – корень уравнения

$$c\omega^{-1} \operatorname{Re}[\bar{\beta}(\omega)] + \sqrt{\varepsilon_p(\omega) - \sin^2 \mu} \sin \theta - \sin \mu \cos \theta = 0.$$

В (4) входит также постоянная $K = \lim_{|x| \rightarrow 0} I(x) |\psi(x)|^{-2}$ и спектральная плотность мощности возбуждающего пучка $\rho(\bar{\omega})$ с нормировкой

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho(\bar{\omega}) d\bar{\omega} = 1,$$

где $\bar{\omega} = (\omega - \bar{\omega})\omega_0^{-1}$.

Выражение (4) представляет собой уравнение свертки относительно функции $\rho(\bar{\omega})$. Его решение имеет вид

$$\rho(\bar{\omega}) = (2\pi M)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(-i\bar{\omega} t + \alpha |t|) \int_{-\infty}^{\infty} (\varphi - 1) \exp(i\Omega t) d\Omega, \quad (5)$$

где

$$M = \int_{-\infty}^{\infty} (\varphi - 1) d\Omega;$$

$$\alpha = \operatorname{Im} \bar{\beta} (\beta')^{-1};$$

$$\varphi(\Omega) = I(\Omega) [K |\psi(\Omega)|^2]^{-1}.$$

Поскольку экспериментально функция $\varphi(\omega)$ измеряется при дискретных значениях аргумента, то, используя интерполяцию

$$I(\Omega) |\psi(\Omega)|^{-2} = K + \sum_{l=0}^n A_l \exp[-0,5(\Omega V^{-1})^2] H_l(\Omega V^{-1}),$$

где $H_l(\Omega V^{-1})$ – полином Эрмита, а константы K, A_l и V при заданном порядке интерполяции n определяются методом наименьших квадратов, будем иметь

$$\rho(\bar{\omega}) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp[-i\bar{\omega} t + \alpha t - 0,5(Vt)^2] \sum_{l=0}^n i^l A_l H_l(Vt) / 2\pi \sum_{l=0}^n i^l A_l H_l(0). \quad (6)$$

Здесь множитель $\exp[-0,5(Vt)^2]$ играет роль стабилизирующего фактора, обеспечивающего устойчивость $\rho(\bar{\omega})$ относительно шумов регистрации отношения $I(\Omega) |\psi(\Omega)|^{-2}$.

Измерение спектральной плотности мощности излучения полупроводникового лазерного диода, излучающего на длине волны ~ 650 нм, было осуществлено с использованием в качестве тестового волновода многослойной структуры, полученной ВЧ напылением на кварцевую подложку наноразмерных слоев ниобата лития и кварцевого стекла. Такой выбор волновода и применение призмы связи из стекла ТФ 11 ($\varepsilon_p = 3,06075$) с углом при основании $\theta = 59,9$ град обеспечили достаточно большое значение дисперсионной константы $\beta'k_0^{-1} = 4,9$. Коэффициент

затухания моды составлял $|\text{Im} \bar{\beta} k_0^{-1}| = 1,7 \cdot 10^{-4}$. Возбуждающий пучок формировался оптической системой, подобно представленной на рис. 1, при этом использовалось излучение ТЕ- поляризации. Угловой спектр интенсивности пучка, отраженного от призмы связи, регистрировался матрицей фотоприемников ЛФ 1024.

На рис. 4 и 5 представлены экспериментальные распределения $|\psi(\gamma)|^2$ и $I'(\gamma)$. В соответствии с рис. 5 мы выбрали $\mu = -0,04$. При этом значение $\omega_0/2\pi$ составило $4,58 \cdot 10^{14}$ Гц.

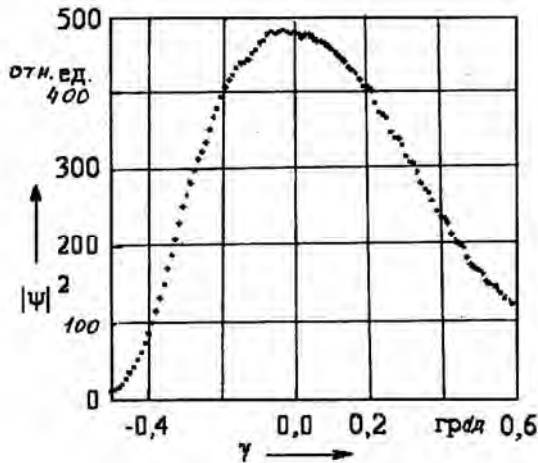


Рис. 4. Угловое распределение интенсивности возбуждающего пучка

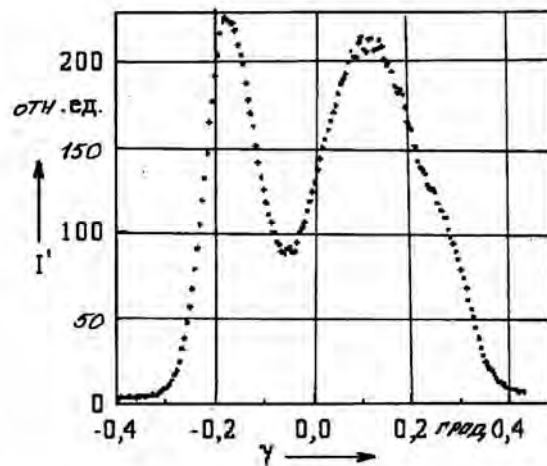


Рис. 5. Угловое распределение интенсивности отраженного пучка

На рис. 6 приведены экспериментальная функция $I'(\gamma)[|\psi(\gamma)|^2]^{-1}$ (дискретные точки) и результат ее интерполяции при $n = 6$. Восстановленная функция $\rho(\bar{\omega})$ представлена на рис. 7 кривой 1. Зависимость 2 (рис. 7) получена независимым способом с использованием метода фотометрирования светового пучка с помощью дифракционного монохроматора МДРЗ. Удовлетворительное согласие результатов измерения функции $\rho(\bar{\omega})$ двумя независимыми методами может служить подтверждением корректности изложенного подхода. Следует отметить, что угловое распределение интенсивности отраженного светового пучка в призмном устройстве возбуждения волноводов в значительной мере определяется поглощением моды в структуре. С этим поглощением связана ширина резонансного провала в данном распределении. При относительно широком спектре возбуждающего пучка значительная доля мощности света не участвует в возбуждении волноводной моды, что проявляется в малом контрасте m -линии. Наоборот, при достаточно узком спектральном диапазоне вся мощность возбуждающего пучка находится в резонансе с волноводной модой, и структура m -линии практически не отличается от ее структуры для чисто монохроматического излучения. Эти ограничения указывают на существование оптимальной величины коэффициента затухания моды при измерении функции $\rho(\bar{\omega})$. Численные оценки показывают, что соответствующий оптимум достигается при $|k_0^{-1} \text{Im} \bar{\beta}| \sim \Delta\omega\omega_0^{-1}$.

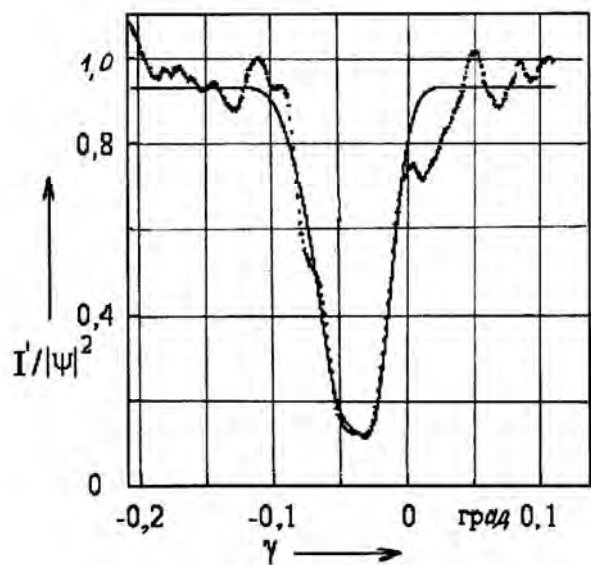


Рис. 6. Распределение $\varphi(\Omega)$ и его интерполяция

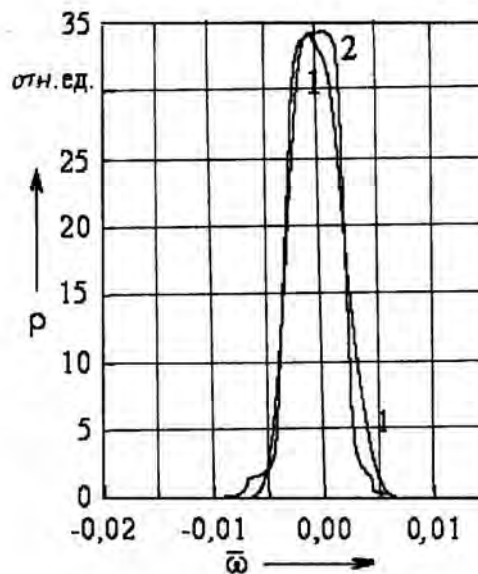


Рис. 7. Спектральная плотность мощности излучения лазерного диода: 1 – волноводный метод; 2 – фотометрирование светового пучка

Отметим также, что разрешающая способность исследованного спектрального прибора пропорциональна дисперсионному параметру β' . Максимизация модуля этого параметра требует использования одномодовых волноводов с возможно большими значениями показателей преломления волноводной пленки.

Заключение

Таким образом, рассмотренные методы измерения спектров интенсивности световых пучков, основанные на регистрации угловой зависимости мощности излучения в схеме призмного возбуждения волноводной моды тонкопленочной структуры, могут представлять интерес для контроля и измерения параметров источников излучения, а также оптических волокон и волноводов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tien, P. R.** Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films / P. R. Tien, R. Ulrich, R.J. Martin // Appl. Phys. Lett. – 1969. – Vol. 14, № 9. – P. 291- 294.
2. **Monneret, S.** *m*-lines technique: prism coupling measurement and discussion of accuracy for homogeneous waveguides / S. Monneret, P. Huguët-Chant, F. Flory // J. Opt.A: Pure Appl. Opt. – 2000. – Vol. 2. – P. 188–195.
3. **Болтс, Г. П.** Обратные задачи в оптике / Г. П. Болтс. – М. : Машиностроение. 1984. – 199 с.
4. Применение методов фурье-оптики / Под ред. Г. Старка. – М. : Радио и связь, 1988. – 536 с.
5. **Freude, W.** Refractive-index profile and modal dispersion prediction for a single-mode optical waveguide from its far-field radiation pattern / W. Freude, A. Sharma // J. Lightwave Technol. – 1985. – Vol. 3, № 3. – P. 628 - 634.
6. **Fleischer, J. M.** Beam profiling monitors laser health / J. M. Fleischer // Ind. Laser solutions. – 1999. – № 9. – P. 1-2.
7. **Хомченко, А. В.** Определение оптических параметров тонких пленок в схеме призмного возбуждения мод / А. В. Хомченко [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28, № 11. – С.51-57.

8. **Сотский, А. Б.** Анализ распределения интенсивности отраженного пучка в схеме призмного возбуждения диэлектрических волноводов / А. Б. Сотский [и др.] // Радиотех. и электр. — 1999. — Т. 44, № 6. — С.687-695.

9. **Тихонов, А. Н.** Методы решения некорректных задач / А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин. — М. : Наука. 1979. — 285 с.

10. **Хомченко, А. В.** Волноводная спектроскопия тонких пленок / А. В. Хомченко. — Минск : БГУ, 2002. — 223 с.

Белорусско-Российский университет
Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова
Институт технологии металлов НАН Беларуси
Материал поступил 20.02.2006

**A. V. Shulga, A. V. Khomchenko,
A. B. Sotsky, L. I. Sotskaya**
**Measurements of light beam parameters
by waveguide techniques**

Belarusian-Russian University
Mogilev State University named after A. A. Kuleshov
Institute of Technology of Metals of NASB

The resonant prism-coupling techniques have been discussed for measurements of light source parameters. This approach is based on recording of the angular Fourier spectrum of the reflected laser beam in the case of excitation of guided modes in thin-film structure.