

УДК 621.378

А.В. ШУЛЬГА

ОЦЕНКА РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ВОЛНОВОДНОГО СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРА ПРИЗМЕННОГО ТИПА

Представлены результаты исследования зависимости разрешающей способности спектроанализатора на основе призмного устройства возбуждения мод тонкопленочного волновода от величины коэффициента поглощения материала волноводного слоя и подложки для мод различных порядков. Проанализированы условия достижения максимальной разрешающей способности.

1. Введение

При возбуждении волновода некогерентным светом для каждой хроматической компоненты формируются моды, структура поля, фазовая скорость распространения и, соответственно, волноводный показатель преломления которых будут зависеть не только от параметров волноводного слоя, но и от длины волны распространяющегося излучения. Поэтому такое устройство можно использовать для анализа спектрального состава излучения [1, 2, 3]. Миниатюрные оптические спектроанализаторы представляют интерес при создании датчиков концентрации в химии, биологии и медицине [4]. Разрешающая способность такого спектроанализатора будет определяться наименьшей разностью волноводных показателей преломления мод для соответствующих близлежащих хроматических компонент светового пучка [1].

2. Спектроанализатор на основе призмного устройства возбуждения волноводных мод

Возбуждение планарного диэлектрического волновода при помощи призмного устройства связи основано на явлении нарушенного полного внутреннего отражения [5, 6], при котором происходит туннелирование энергии световых волн через среду с меньшим показателем преломления (буферный слой) и толщиной меньше, чем длина волны возбуждающего света [7]. Описание установки и методика регистрации пространственной структуры интенсивности отраженного светового пучка при возбуждении волноводной моды приведено в [8]. Возбуждение волноводных мод возможно при определенных дискретных углах падения светового пучка на основании призмного устройства связи, при которых выполняется условие фазового синхронизма для электромагнитной волны, распространяющихся вдоль границы раздела "призма – буферный слой" и моды волноводной структуры. В случае возбуждения одномодового волновода полихроматическим светом, в отраженном свете будет также наблюдаться серия темных m -линий [7], угловое положение которых будет определяться волноводным показателем преломления n_g для

соответствующей хроматической компоненты светового пучка. Волноводный показатель преломления связан с комплексной постоянной распространения волноводной моды h следующим соотношением $n_g = k^{-1} \operatorname{Re} h$, где $k = 2\pi / \lambda$.

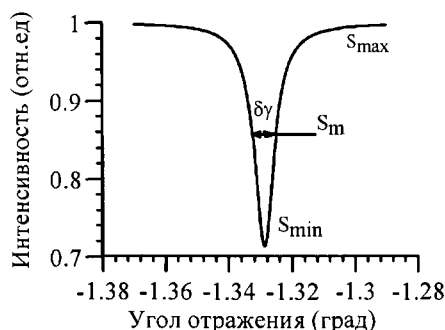


Рис. 1. Угловой спектр m -линии, соответствующий волноводной моде, возбуждаемой монохроматическим излучением

Распределение интенсивности отраженного от призмного элемента связи излучения при возбуждении моды планарного диэлектрического волновода сходящимся монохроматическим световым пучком со сферическим волновым фронтом, представлено на рис. 1. Угловая ширина m -линии зависит от мнимой части постоянной распространения вытекающей структуры “призма – волновод” h_s , которая в свою очередь определяется мнимой частью комплексной постоянной распространения волноводной моды h и коэффициентом оптической связи волновода и призмы [8].

Разрешающая способность спектрального прибора равна отношению угловой дисперсии прибора к угловой ширине его аппаратной функции [9]

$$R = \frac{\lambda}{\delta\gamma} \frac{d\gamma}{d\lambda},$$

где $\delta\gamma$ – угловая ширина аппаратной функции, $\frac{d\gamma}{d\lambda}$ – дисперсия углового положения m -линии в зависимости от длины волны.

В случае спектрального прибора на основе призмного элемента связи в качестве аппаратной функции можно рассматривать профиль m -линии, наблюдаемой в фокальной плоскости объектива, при отражении монохроматического света от призмного элемента связи, и, следовательно, $\delta\gamma$ в таком случае равно угловой ширине регистрируемой m -линии. В случае, когда угловое положение минимума m -линии совпадает с угловым положением оси симметрии отраженного пучка, распределение интенсивности в его поперечном сечении будет описываться функцией [8]

$$S(\gamma) = \frac{(p_1 + 2 \operatorname{Re}|p_2|)^2 + \kappa^2}{p_1^2 + \kappa^2}, \quad (1)$$

где $p_1 = \omega \operatorname{Im} h_s$; $p_2 = -i2\omega \Delta h D(1-D)^2$; $\kappa = -k_0 n_a \omega_0 (\gamma - \gamma_0)$,

$$\omega = \omega_0 N(\gamma); \quad D = -i \left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_g} \right)^T \sqrt{\frac{(\operatorname{Re} h)^2 - k_0^2 \varepsilon_g}{k_0^2 \varepsilon_p - (\operatorname{Re} h)^2}}; \quad N(\gamma) = \frac{\sqrt{1 - \frac{n_a^2}{n_p^2} \sin^2 \gamma}}{\cos \gamma \sin \varphi};$$

$$\varphi = \arccos \frac{\operatorname{Re} h_s}{k_0 n_p}.$$

Угловую ширину m -линии $\delta\gamma$ определим как

$$\Delta\gamma = 2(\gamma_m - \gamma_0), \quad (2)$$

где γ_m – угловая координата, соответствующая значению $S = S_m$,

γ_0 – угловая координата резонансного минимума,

$$S_m = (S_{\min} + S_{\max})/2.$$

Так как спектр интенсивности светового пучка предполагается нормированным, то $S_{\max} = 1$ и

$$S_m = (1 + S_{\min})/2. \quad (3)$$

Учитывая, что интенсивность энергетического минимума пучка находится при $\kappa = 0$ (т.к. $\gamma = \gamma_0$), то из (1) следует:

$$S_{\min} = \frac{(p_1 + 2 \operatorname{Re}|p_2|)^2}{p_1^2},$$

а из (3):

$$S_m = \frac{(p_1 + 2 \operatorname{Re}|p_2|)^2 + \kappa_m^2}{p_1^2 + \kappa_m^2}. \quad (4)$$

Учитывая что

$$\kappa_m = -k_0 \omega_0 \frac{\delta\gamma}{2} \quad (5)$$

из (3) получим

$$S_m = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{(p_1 + 2 \operatorname{Re}|p_2|)^2}{p_1^2} \right). \quad (6)$$

Из выражений (4) и (5) получим, что $\kappa_m^2 = p_1^2$, а с учетом (1)

$$\delta\gamma = 2 \frac{N(\gamma) \operatorname{Im} h_s}{n_a k_0}. \quad (7)$$

Из (7) явно вытекает линейная зависимость угловой ширины m -линии от мнимой части постоянной распространения вытекающей моды структуры “волновод – призма связи”.

Уравнение, определяющее связь между волноводным показателем преломления и угловым положением m -линии по отношению к выходной грани призмы связи, имеет вид

$$n_e(\lambda) = n_p(\lambda) \sin \beta, \quad (8)$$

где $\beta = \Theta_p - \arcsin \xi$ – угол падения луча на основание призмы связи,

$\xi = \sin \alpha = \frac{n_a}{n_p} \sin \gamma$, n_a и n_p – показатель преломления окружающей среды

и призмы соответственно, α – угол падения отраженного луча на выходную грань призмы.

Дифференцируя уравнение призмного элемента связи (8) по длине волны λ и полагая, что материальная дисперсия призмы связи зависит от длины волны $n_p = n_p(\lambda)$, можно получить выражение для дисперсии углового положения m -линии соответствующего призмного элемента связи

$$\frac{d\gamma}{d\lambda} = \frac{\left(\sin \beta \sqrt{1 - \xi^2} + \xi \cos \beta \right) \frac{dn_p}{d\lambda} - \sqrt{1 - \xi^2} \frac{dn_e}{d\lambda}}{n_a \cos \gamma \cos \beta}, \quad (9)$$

тогда выражение для разрешающей способности будет иметь вид

$$R = \frac{\lambda}{2} \left(\left(\sin \beta + \frac{\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} \cos \beta \right) \frac{dn_p}{d\lambda} - \frac{dn_e}{d\lambda} \right) \left(\frac{\operatorname{Im} h_s}{k_0} \right)^{-1}$$

или после несложных преобразований

$$R = \pi \left(\left(\frac{n_p}{\operatorname{tg} \Theta \sqrt{n_p^2 - n_e^2 - n_s^2}} \right) \frac{dn_p}{d\lambda} - \frac{dn_e}{d\lambda} \right) (\operatorname{Im} h_s)^{-1}. \quad (10)$$

Как следует из выражения (10), материальная дисперсия призмы связи приводит к уменьшению угловой дисперсии призмного элемента связи.

Если для призмного устройства связи $\frac{dn_p}{d\lambda} \cong 0$ или дисперсия материала призмы скомпенсирована, то

$$R = \frac{\lambda}{2} \frac{dn_g}{d\lambda} \left(\frac{\text{Im } h_s}{k_0} \right)^{-1}$$

или

$$R = \pi \frac{dn_g}{d\lambda} (\text{Im } h_s)^{-1}. \quad (11)$$

Выражение (11) определяет предельную разрешающую способность волноводного спектрального прибора, обычно R будет всегда меньше, так как зависит также от способа и аппаратуры регистрации профиля m -линии, например, разрешающей способности и чувствительности фоторегистрирующего устройства.

3. Анализ разрешающей способности тонкопленочного спектроанализатора

Известно, что волноводный показатель преломления n_g находят из дисперсионных уравнений, например, для ТЕ-мод данное уравнение имеет вид [11]

$$V(1-b)^{1/2} = m\pi + \text{arctg} \left(\frac{b}{1-b} \right)^{1/2} + \text{arctg} \left(\frac{a+b}{1-b} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

где $V = kh(n^2 - n_s^2)^{1/2}$ – нормированная толщина волновода, зависящая от его толщины d ; $a = \frac{n_s^2 - n_a^2}{n^2 - n_s^2}$ – показатель асимметрии волновода; $b = \frac{n_g^2 - n_s^2}{n^2 - n_s^2}$ – нормированный волноводный показатель преломления; n_g – волноводный показатель преломления; n_s, n, n_a – показатели преломления подложки, волноводного слоя и покрытия соответственно.

Тогда величина волноводной дисперсии волновода будет

$$\frac{dn_g}{d\lambda} = -Q_g (n^2 - n_s^2) (\lambda n_g)^{-1}, \quad (13)$$

где $Q_g = V(1-b)/\alpha$ – коэффициент волноводной дисперсии;

$$\alpha = V + 1/\sqrt{b} + 1/\sqrt{a+b},$$

а разрешающая способность будет определяться величиной

$$R = \frac{dn_g}{d\lambda} \text{Im}(h)^{-1} = -Q_g (n^2 - n_s^2) (\lambda n_g \text{Im}(h))^{-1}. \quad (14)$$

Выражение (10) позволяет оценить разрешающую способность волноводного спектроанализатора с учетом значений показателей преломления и коэффициентов поглощения волноводного слоя, подложки и окружающей среды.

Спектральные зависимости волноводного показателя преломления, величины волноводной дисперсии, мнимой части комплексной постоянной распространения волноводной моды и разрешающей способности представлены на рис. 2. Из приведенных данных следует, что в случае, когда коэффициент поглощения материала волноводного слоя значительно превышает коэффициент поглощения материала подложки, т.е. когда основная доля поглощенной световой энергии приходится на волноводный слой, разрешающая способность волноводного спектроанализатора увеличивается при переходе к модам высших порядков. Иллюстрация данного утверждения представлена на рис. 4. Оценка выполнена для значений коэффициента затухания материала волноводного слоя

$$\kappa(\lambda) = \frac{\lambda}{4\pi} \alpha(\lambda) : \kappa_1 = 5 \cdot 10^{-6}; \kappa_2 = 2 \cdot 10^{-5}; \kappa_3 = 5 \cdot 10^{-5}; \kappa_4 = 1 \cdot 10^{-4}. \text{ Для заданной}$$

моды переход в более длинноволновую часть спектра сопровождается увеличением предельной разрешающей способности тонкопленочного спектроанализатора и достигает своего максимума вблизи частоты отсечки. Как следует из представленных данных на рис. 2 и 3, увеличение (уменьшение) коэффициента поглощения сопряжено с увеличением

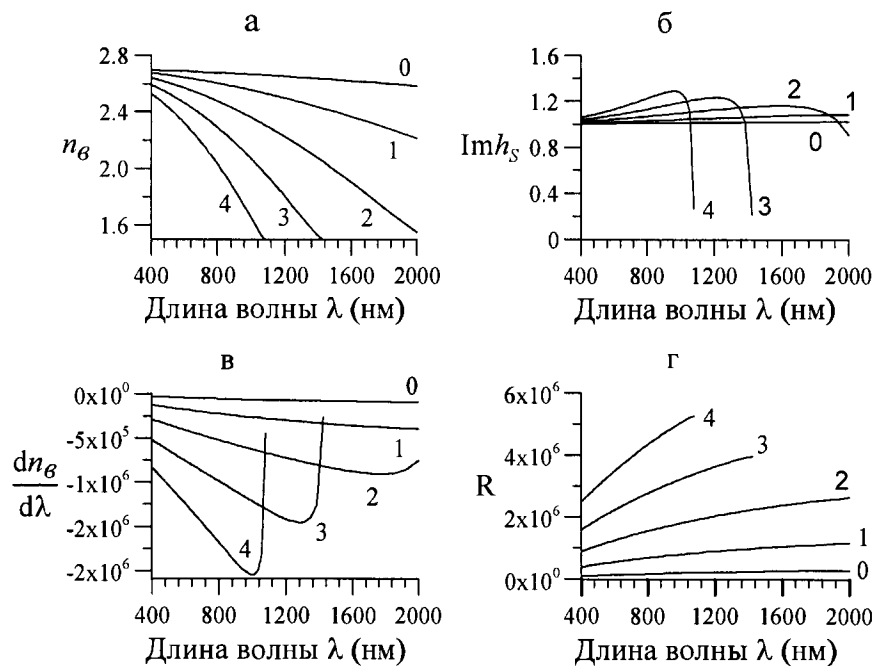


Рис. 2. Зависимость действительной (а) и мнимой частей постоянной распространения, волноводной дисперсии и разрешающей способности от длины волны излучения для мод 0-4 порядков

(уменьшением) величины волноводной дисперсии волновода. Таким образом, представляется наиболее целесообразной работа прибора в спектральной области, где его светосила достигает максимального значения. Это приводит к тому, что влияние аппаратных искажений становится минимальным, и, следовательно, можно с более высокой точностью исследовать распределение энергии в спектре источника излучения. В случае нанесения волноводного слоя на поглощающую подложку работа на модах высших порядков приводит хотя и к незначительному, но уменьшению разрешающей способности тонкопленочного анализатора спектра, а переход в длинноволновую часть спектра также сопровождается уменьшением разрешающей способности спектроанализатора. Это вполне очевидно, так как в коротковолновой области спектра основная доля световой энергии сосредоточена в волноводном слое, и только незначительная ее часть в виде экспоненциальных “хвостов” сосредоточена за пределами волновода, что приводит к малым потерям, и как следствие большей разрешающей способности.

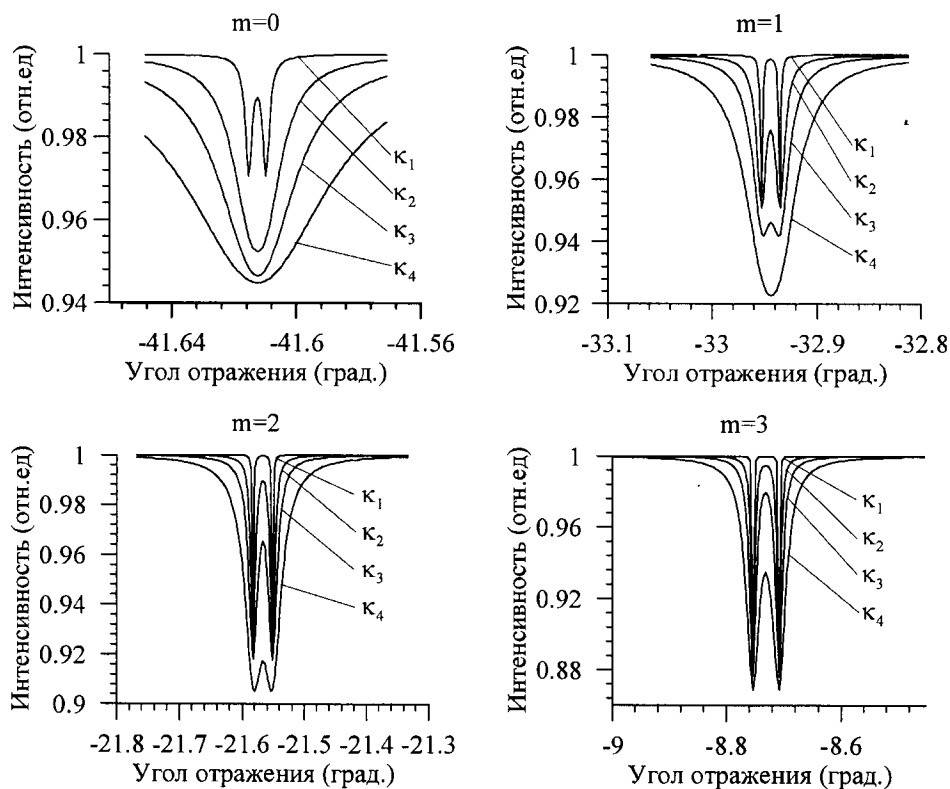


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности светового пучка, содержащего две хроматические компоненты ($\Delta\lambda=0,5$ нм) отраженного от призмного устройства возбуждения волноводных мод различного порядка m при $\kappa_1=5\cdot 10^{-6}$; $\kappa_2=2\cdot 10^{-5}$; $\kappa_3=5\cdot 10^{-5}$; $\kappa_4=1\cdot 10^{-4}$

При наличии волноводной моды вблизи отсечки значительная часть световой энергии находится вне волновода, что приводит к увеличению потерь и уменьшению разрешающей способности (рисунок 4).

Изготовление волноводов с малыми оптическими потерями позволяет создать анализатор спектра, разрешающая способность которого сравнима с эталоном Фабри-Перо. Данная зона максимальной спектральной прозрачности у оптических материалов находится в области минимального значения материальной дисперсии оптического материала $\frac{d^2n(\lambda)}{d\lambda^2} = 0$ [10, 12, 13], что приводит к другой проблеме – пространственного разрешения хроматического спектра m -линий в фокальной плоскости линзы. Возникает необходимость увеличения ширины углового спектра m -линий. Использование некоторых оксидных материалов, обладающих заметной дисперсией показателя преломления материала (Ta_2O_5 , TiO_2) [14], позволяет увеличить разрешающую способность спектрального прибора. Это связано с тем, что обычно рост величины хроматической дисперсии оптических материалов сопровождается ростом показателя поглощения, особенно это заметно при приближении к полосе поглощения.

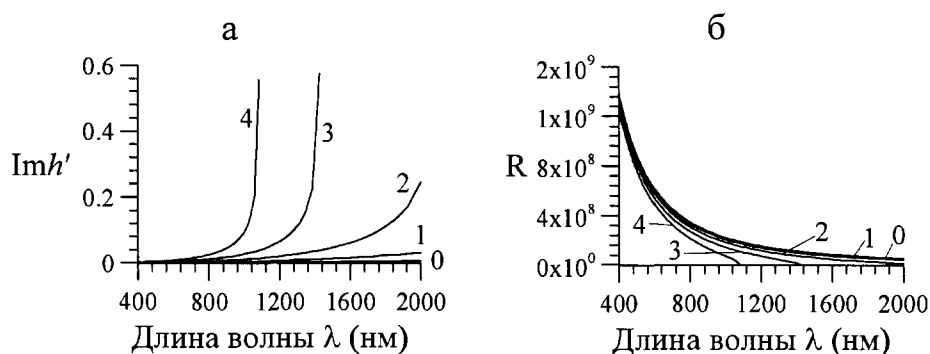


Рис. 4. Зависимость мнимой части постоянной распространения (а) и разрешающей способности (б) от длины волны для мод 0 - 4 порядков

Поэтому несмотря на увеличение дисперсии волновода за счет материальной дисперсии волноводного слоя, нельзя однозначно утверждать, что это приведет к увеличению разрешающей способности, т.к. рост показателя поглощения приводит к увеличению угловой ширины m -линии, и, как следствие, уменьшению разрешающей способности спектрального прибора. Однако использование материалов с высокой дисперсией обуславливает увеличение светосилы прибора и его реальной разрешающей способности.

Заключение

При исследовании свойств спектроанализатора призмного типа показано, что разрешающая способность такого спектрального прибора увеличивается при росте дисперсии волновода, и обратно пропорцио-

нальна мнимой части постоянной распространения оптической моды, возбуждаемой в структуре “волновод – призма связи”. Получено выражение, позволяющее оценить предельную разрешающую способность тонкопленочного спектроанализатора. Установлено, что его разрешающая способность увеличивается при переходе к модам высших порядков при использовании волноводов, для которых коэффициент поглощения намного превышает коэффициент поглощения подложки.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. **Кузали, А.С.** Экспериментальное исследование спектроанализатора на тонкопленочном волноводе с призмным выводом излучения / **А.С. Кузали, А.В. Чебан** // Квантовая электроника. – 1976. – № 11. – С. 2457–2459.
2. **Шульга, А.В.** Измерение параметров световых пучков методами волноводной спектроскопии / **А.В. Шульга** // Вестник МГТУ. – 2006. – № 2. – С. 205–213.
3. Способ определения частотного спектра мощности световых пучков и устройство для его осуществления Патент РБ на изобретение № 15533 2012.02.28 заявка № а20100145 приор. от 04.02.10 G01N 21/01 Сотский А.Б., Шульга А.В., Сотская Л.И., Хомченко В.В.
4. Concept of a miniature optical spectrometer using integrated optical and micro-optical components / I. Avrutsky [et al.] // Applied Optics – 2006. – Vol. 45. – No. 30. – P. 7811–7817.
5. **Шварцбург, А.Б.** Туннелирование электромагнитных волн – парадоксы и перспективы / **А.Б. Шварцбург** // УФН. – 2007. – Т. 177. – № 1 – С. 43–58.
6. **Когельник, Г.** Введение в интегральную оптику / Г. Когельник // УФН. – 1977. – Т. 121. – № 4. – С. 695–726.
7. **Tien, P.K.** Light waves in thin films and integrated optics / P.K. Tien // Applied Optics. – 1971. – Vol. 10. – № 11. – P. 2395–2413.
8. **Хомченко, А.В.** Волноводная спектроскопия тонких пленок. Основные принципы и техника эксперимента / А.В. Хомченко. – Минск : Изд. центр БГУ, 2002. – 223 с.
9. **Малышев, В.И.** Введение в экспериментальную спектроскопию / В.И. Малышев. – М. : Наука, 1979. – 480 с.
10. **Гауэр, Дж.** Оптические системы связи / Дж. Гауэр. – М. : Радио и связь, 1989. – 504 с.
11. **Сотский, А.Б.** Теория оптических волноводных элементов / А.Б. Сотский. – Могилев : УО “МГУ им. А.А. Кулешова”, 2011. – 456 с.
12. **Гончаренко, А.М.** Теория оптических волноводов / А.М. Гончаренко, В.А. Карпенко. – Минск : Наука и техника, 1983. – 420 с.
13. **Hewak Daniel, W.** Generalized dispersion properties of thin-film waveguides / **Hewak W. Daniel, W.Y. Lit John** // Applied Optics. – 1986. – Vol. 25. – P. 1978–1981.
14. **Бордун, О.М.** Дисперсия света в тонких оксидных пленках / О.М. Бордун // Оптика и спектроскопия. – Т. 84. – № 2. – 1998. – С. 289–292.
15. **Вольпян, О.Д.** Оптические свойства пленок Ta_2O_5 , полученных реактивным магнетронным распылением / О.Д. Вольпян, П.П. Яковлев, Б.Б. Мешков // Оптический журнал. – 2003. – Т. 79. – № 9. – С. 56–60.

Поступила в редакцию 05.11.2012 г.