

05

Резонатор лазера с интерференционно-поляризационным фильтром на основе фазовых интерферометров

© А.А. Ковалев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН,
630090 Новосибирск, Россия

e-mail: kovalev@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 22.06.2018 г.

В окончательной редакции 21.11.2018 г.

Принята к публикации 27.11.2018 г.

Фазовые свойства отражательного интерферометра при наклонном падении предлагается использовать для спектральной селекции в лазерах. Эффект достигается за счет различия в фазах волн различной поляризации, отраженных от отражательного интерферометра. Рассмотрен простой вариант при падении волны под углом Брюстера на отражательный интерферометр в виде пластины с одной полностью отражающей гранью для нескольких материалов пластины. Показано, что один такой элемент может заменять несколько пластин фильтров типа Лيو. Проведен расчет резонатора с двумя отражательными интерферометрами, в котором можно многократно увеличить селективность. Рассмотрен вариант резонатора с отражательным интерферометром в виде тонкослойного покрытия, для которого предложен способ двукратного увеличения области свободной дисперсии за счет включения в покрытие металлического слоя. Приведены результаты расчета конкретного устройства для длины волны $0,6 \mu\text{m}$.

DOI: 10.21883/OS.2019.04.47516.175-18

1. Введение

Важной задачей при конструировании перестраиваемых лазеров является выделение узкого спектрального участка внутри возможного диапазона перестройки частоты (лазерный переход, продольная мода резонатора). Потери, вносимые в резонатор элементами селектора, существенно ограничивают диапазон непрерывной перестройки частоты и выходную мощность лазеров [1]. Устройства на основе элементов с угловой дисперсией, таких как дифракционные решетки и призмы, как правило, не обеспечивают необходимой селективирующей способности. Так, в случае перестраиваемого CO_2 -лазера с резонатором волноводного типа дифракционные решетки, имеющие 100–150 штрихов на 1 мм, при диаметрах пучка $\sim 1 \text{ mm}$ вносят в резонатор потери (7–8)%. Коэффициент отражения в резонатор для линии, соседней с выделяемой (при среднем расстоянии между линиями $0,01 \mu\text{m}$), составляет $\sim 0,86$ при апертуре волновода 2 мм [2].

Применение одиночных интерферометров, наклонных, работающих на пропускание, и отражательных [3] требует реализации очень малых сканируемых оптических длин интерферометров ($\sim 30 \mu\text{m}$) и очень высокой резкости, что приводит к большим потерям [3] и нестабильности выделяемой линии. В то же время интерферометрические методы обуславливают присутствие в резонаторе просветленных граней, а просветление материалов в достаточно широком диапазоне, занимаемом, допустим, полосами генерации CO_2 -лазера, на уровне $\sim 99,5\%$ является достаточно сложной задачей. Комбинация из двух интерферометров может обеспечить необ-

ходимое выделение линии, но остаются нестабильность и потери на просветленных гранях. Те же недостатки присущи методу деления волнового фронта лазерного пучка [4], имеющему довольно сложную технологию изготовления селективирующих устройств.

Предлагаемый вариант селектора основан на фазовых свойствах отражательного интерферометра (ОИ) [3,5,6] при наклонном падении. Потери для подавляемых линий вносятся за счет отражения от брюстеровского окна в резонаторе. Исключаются нерабочие просветляемые грани. Возникает возможность построения фазовых элементов цепных фильтров по типу фильтров Лيو и Шольца [7] на основе ОИ.

2. Интерференционно-поляризационный фильтр на основе фазовых отражательных интерферометров

2.1. Одноэлементный фильтр

Фаза плоской монохроматической волны, отраженной от ОИ в виде пластины толщины l с показателем преломления n , задняя грань которой имеет полностью отражающее покрытие с $|r| = 1$, где r — коэффициент отражения по амплитуде электрического поля для электромагнитной волны, выражается формулой [4]

$$\Phi_{s,p} = 2 \arctan \left(\eta_{s,p} \tan \left(\frac{\delta}{2} \right) \right),$$

где $\eta_{s,p} = (1 + \sqrt{R_{s,p}})/(1 - \sqrt{R_{s,p}})$, $\delta = 2kln \cos \theta$, $k = 2\pi/\lambda$, θ — угол наклона волнового вектора волны к

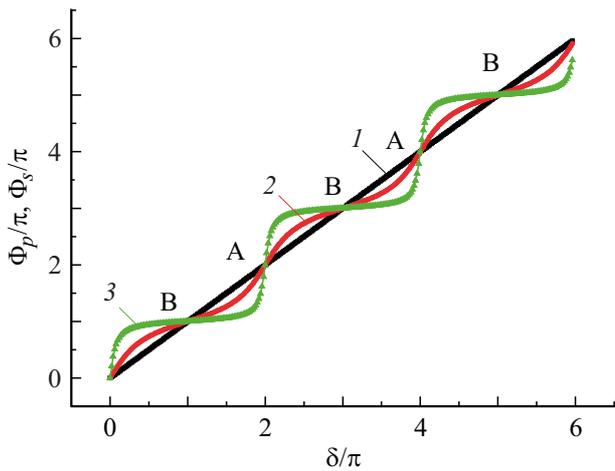


Рис. 1. Зависимость фаз p - и s -компонент электромагнитной волны, отраженной от ОИ, от расстройки: 1 — p -компонента, 2 — s -компонента ($n = 1.5$), 3 — s -компонента ($n = 3, 3$); А и В — точки равенства фаз p - и s -компонент.

нормали в пластине, $R_{s,p}$ — коэффициенты отражения от передней грани пластины для s - и p -поляризации соответственно. Ход кривых $\Phi_{s,p}$ в частном случае падения волны под углом Брюстера показан на рис. 1. Отсутствие отражения на передней грани пластины для p -поляризации дает $\eta = 1$ и $\Phi_p = \delta$. Для s -поляризации Φ_s имеет чередующиеся резкие и пологие участки.

Разлагая произвольно поляризованную падающую волну на p - и s -компоненты в случае падения под углом Брюстера для разности фаз получим

$$\Phi = 2 \arctan \left(\eta \tan \left(\frac{\delta}{2} \right) \right) - \delta,$$

где для $\eta = \eta_s$ коэффициент $R = R_s = (1 - n^2)^2 / (1 + n^2)^2$.

Это позволяет использовать ОИ в качестве фазосдвигающего элемента в двулучевых фильтрах [7], а также аналогичным [8] способом использовать их в резонаторе лазера [9]. Схема резонатора с одноэлементным фильтром показана на рис. 2, а. Активная среда лазера, предполагаемая изотропной, опущена.

Роль поляризатора выполняет пластина, наклоненная под углом Брюстера к оси резонатора. Пластина также повернута вокруг оси резонатора на 45° относительно p - или s -плоскостей поляризации ОИ. Обход резонатора произвольно поляризованной волной описывается матрицей Джонса:

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} q^2(1 + \exp(2i\Phi)) & q(1 - \exp(2i\Phi)) \\ q(1 - \exp(2i\Phi)) & 1 + \exp(2i\Phi) \end{pmatrix},$$

где q — элемент матрицы поляризатора

$$P = \begin{pmatrix} q & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Для двух граней пластины, расположенной под углом Брюстера, имеем $q = 4n^2 / (1 + n^2)^2$.

Решения уравнения $|M - \lambda E| = 0$ дают собственные значения, наибольшее из которых определяет „пропускание“ резонатора $|\lambda_1|^2$ [8], т. е. и величину потерь для собственного вектора поляризации волны в резонаторе. В случае одного фазосдвигающего элемента в резонаторе имеем

$$|\lambda_1|^2 = \cos^2 \Phi \left| \frac{1 + q^2}{2} + \frac{1 - q^2}{2} \sqrt{1 - \frac{4q^2}{(1 - q^2)^2} \tan^2 \Phi} \right|^2.$$

Пример зависимости $|\lambda_1|^2$ от разности хода δ в ОИ показан на рис. 3 в случае изготовления ОИ из GaAs ($n = 3.3$) и пластины поляризатора, изготовленной из разных материалов. В отличие от обычных двулучевых фильтров пики пропускания при δ , кратном 2π , значительно более узки, что является следствием многолучевой интерференции в ОИ. Острота пика может быть

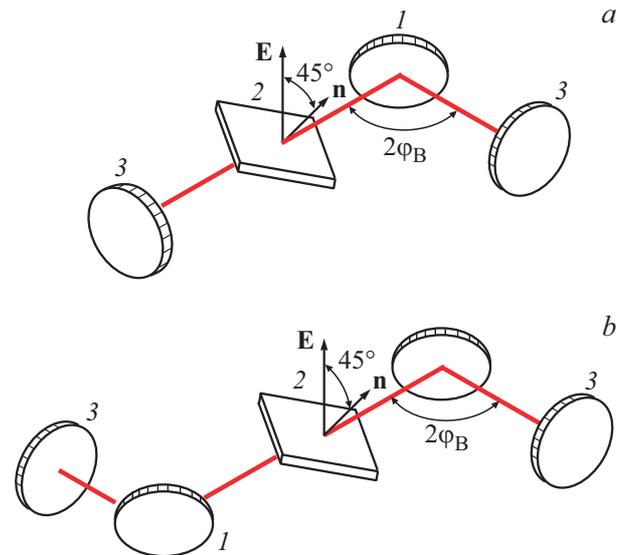


Рис. 2. Схемы резонаторов с внутренним ОИ: а — одноэлементный фильтр; б — двухэлементный фильтр; 1 — ОИ; 2 — брюстеровская пластина; 3 — зеркала резонатора.

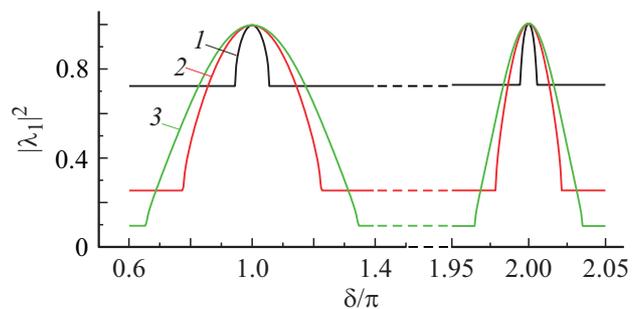


Рис. 3. Амплитудная характеристика резонатора с одноэлементным фильтром для ОИ из GaAs ($n = 3.3$) и брюстеровской пластины из кварца (1 — $n = 1.5$), селенида цинка (2 — $n = 2.4$) и арсенида галлия (3 — $n = 3.3$).

охарактеризована фактором резкости F [3], вводимой как коэффициент при квадратичном члене разложения характеристики вблизи рабочего экстремума по частоте, нормированной на межмодовое расстояние. Определяя фактор резкости для нашего фильтра, нормируем $\Delta\delta$ также на период $|\lambda_1|^2$, но при этом не следует забывать о присутствии посередине между узкими пиками широких максимумов, в которых также $|\lambda_1|^2 = 1$. Разлагая $|\lambda_1|^2$ вблизи $\delta = 2m\pi$, получаем для F следующее выражение:

$$F = (2\pi)^2(\eta - 1)^2 \left(1 + \frac{2q^2}{1 - q^2} \right).$$

Важным практическим параметром фильтра, особенно существенным для частотной селекции в лазерах, является величина потерь в максимуме $|\lambda_1|^2$. Предполагая, что основная доля потерь исходит от неидеальности зеркального покрытия на ОИ, потерь на зеркале и рассеяния на гранях брестеровской пластины, получаем

$$|\lambda_1(2m\pi)|^2 = r_m^2 t^4 [1 - 2(\eta + 1)a],$$

где r_m — коэффициент отражения по полю зеркала $1 - r_m \ll 1$, $a = 1 - r_p$, r_p — коэффициент отражения по полю ОИ для p -поляризации, t^2 — пропускание брестеровской пластины для p -поляризации ($1 - t^2 \ll 1$). Для обычного фильтра Лию резкость, определяемая как отношение области свободной дисперсии к полной ширине пика пропускания на полувысоте, составляет $1.13 \cdot 2^n$, где n — количество используемых пластин, для нашего случая соответствует величине $R = \pi/(\delta - \delta_0)$, где δ_0 — значение δ в центре узкого пика отражения. В случае, например, отражательного интерферометра из ZnSe под углом Брюстера $\eta = 5.764$ и пластины поляризатора из ZnSe ($q = 0.504$) имеем $F = 1506$, что дает для резкости $R = \sqrt{F/2} = 27.44$ и, следовательно, для n имеем значение ~ 5 , т.е. один элемент может заменить пять двулучепреломляющих пластин.

2.2. Двухэлементный фильтр

Резонатор с двухэлементным фильтром на основе ОИ с разными оптическими длинами показан на рис. 2, *b*. Обход волной резонатора описывается следующей матрицей Джонса:

$$M = \exp(i(\Phi_1 + \Phi_2)) \times \begin{pmatrix} q^2 \cos \Phi_1 \cos \Phi_2 & -iq^2 \sin \Phi_2 \cos \Phi_1 \\ -q \sin \Phi_1 \sin \Phi_2 & -iq \sin \Phi_1 \cos \Phi_2 \\ -iq \sin \Phi_1 \cos \Phi_2 & -q \sin \Phi_2 \sin \Phi_1 \\ -i \sin \Phi_2 \cos \Phi_1 & + \cos \Phi_1 \cos \Phi_2 \end{pmatrix},$$

где $\Phi_i = 2 \arctan(\eta_i \tan \frac{\delta_i}{2}) - \delta_i$, $\delta_i = 2kl_i n_i \cos \theta_i$, $i = 1, 2$.

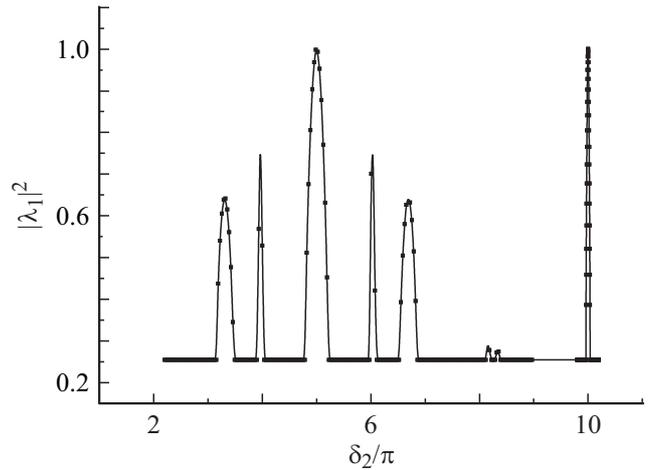


Рис. 4. Амплитудная характеристика резонатора с двухэлементным фильтром при соотношении толщин пластин $l_1/l_2 = \delta_1/\delta_2 = 0.2$.

Решая уравнение для собственных значений $|M - \lambda E| = 0$, находим „пропускание“ резонатора $|\lambda_1|^2$

$$|\lambda_1|^2 = \cos^2 \Phi_1 \cos^2 \Phi_2 \left| \frac{1 + q^2}{2} - q \tan \Phi_1 \tan \Phi_2 + \frac{1 - q^2}{2} \times \sqrt{1 - \frac{4q^2}{(1 - q^2)^2} \left(\tan \Phi_1 + \frac{\tan \Phi_2}{q} \right) (\tan \Phi_1 + q \tan \Phi_2)} \right|^2.$$

Кривая частотной зависимости $|\lambda_1|^2$ для варианта двухэлементного фильтра на основе ОИ из ZnSe и брестеровской пластины из ZnSe показана на рис. 4.

2.3. Фильтр на основе тонкослойного покрытия

В случае $\delta/2\pi \gg 1$ покрытие граней интерферометра может быть выполнено обычным способом при помощи нанесения пар четвертьволновых слоев с большим и малым показателями преломления. В этом случае при изменении длины волны в промежутках между максимумами на рис. 3 характеристики отражательных покрытий меняются слабо и не влияют на положение резонансной длины волны.

В случае, когда $\delta/2\pi \sim 1$, необходимо учитывать то, что при смещении длины волны от резонанса возникают также существенные отличия оптических длин слоев отражающих покрытий от значения в четверть длины волны, а в некоторых случаях необходимо также учитывать дисперсию материалов покрытия.

Из рис. 3 видно, что препятствием для расширения области свободной дисперсии фильтра является наличие широких максимумов, соответствующих точкам В на фазовых кривых рис. 1. Одним из возможных вариантов преодоления этого препятствия является включение в состав покрытия тонких металлических слоев. Отражательный интерферометр в этом случае перестает

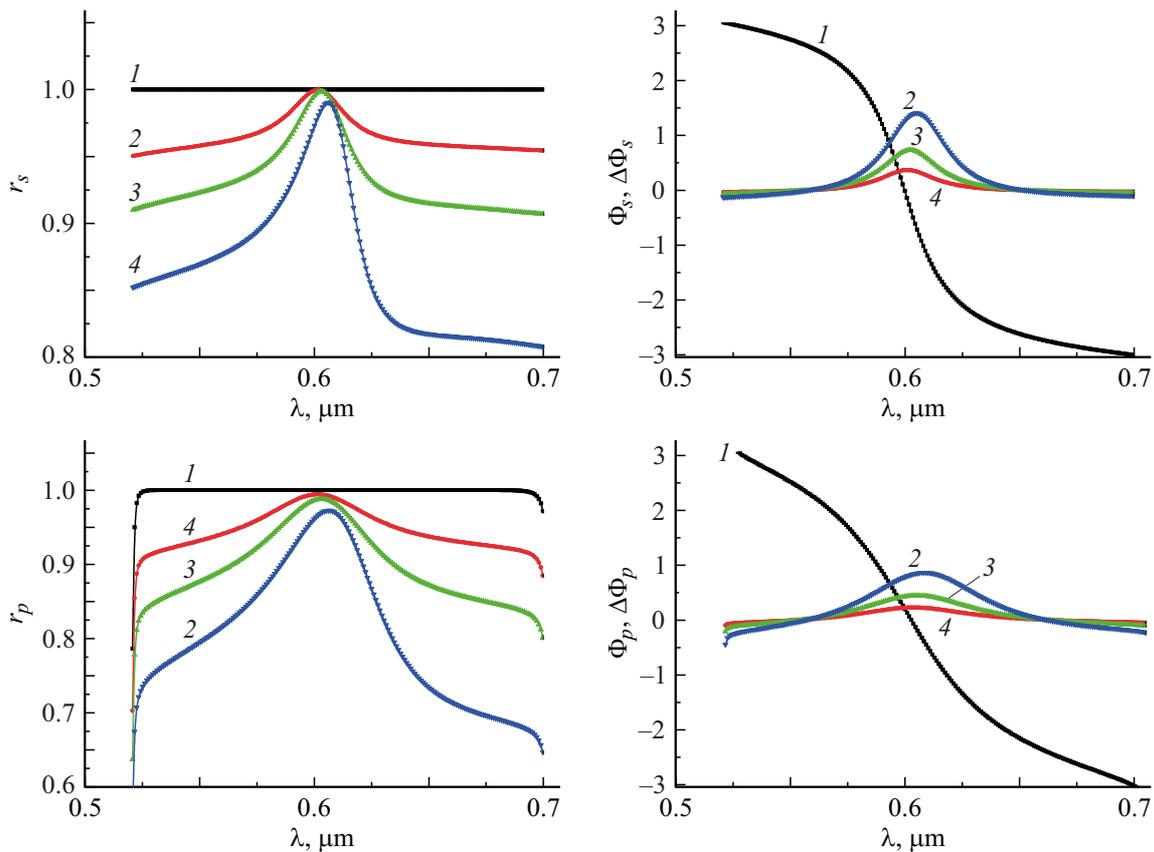


Рис. 5. Зависимости амплитуд и фаз коэффициентов отражения для волн p - и s -поляризации, падающих на тонкослойный ОИ (угол падения 45° для различных толщин металлического слоя: 1 — $h = 0$ ($\Phi_{s,p}$), 2 — $h = 2$ nm ($\Delta\Phi_{s,p}$), 3 — $h = 4$ nm ($\Delta\Phi_{s,p}$), 4 — $h = 8$ nm ($\Delta\Phi_{s,p}$)).

быть чисто фазовым. В то же время поглощение в металлических слоях может не вносить существенных изменений в характеристики фильтра в точках А. Для расчетов многослойника в полную матрицу добавляется матрица слоя металла подходящей толщины.

Полная матрица покрытия в общем виде выглядит так:

$$HL(N_1)/MW/HL(N_2),$$

где H и L — матрицы однородных слоев с высоким (TiO_2) и низким (SiO_2) показателями преломления, M — матрица слоя металла (Ni), W — матрица разделительного полуволнового слоя с низким показателем преломления, N_1 и N_2 — полные количества слоев в соответствующих покрытиях.

Кратко опишем последовательность вычислений, проведенных на основе [5].

1. Исходя из справочных показателей преломления и экстинкции $n_i(\lambda)$, $k_i(\lambda)$ ($i = H, L, m, w, s$ — слои покрытия, слой интерферометра и подложка) для угла падения θ вычисляем параметры $p_i = p'_i + p''_i$ и $q_i = q'_i + q''_i$. В случае использования слоя металла (Ni , вблизи $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$), берем $n_m = 1.85$, $k_m = 3.48$ без учета дисперсии.

2. Рассчитанные параметры используем для вычисления матричных элементов матриц индивидуальных

слоев

$$\begin{pmatrix} a'_1 + ia''_1 & a'_3 + ia''_3 \\ a'_4 + ia''_4 & a'_2 + ia''_2 \end{pmatrix},$$

а затем путем последовательного перемножения этих матриц получаем полную матрицу многослойника.

3. По соответствующим формулам рассчитываем амплитудные коэффициенты отражения, а из них определяем r_{s0} , Φ_s , r_{p0} , Φ_p для электрического поля волны. На рис. 5 показаны зависимости от длины волны коэффициентов отражения и фаз отраженных полей, а также их изменение при включении в покрытие металлического слоя для s - и p -поляризации в области „стола“ покрытия для p -поляризации. Использованы несколько вариантов толщин металлического слоя. Реально наносимую пленку используемые параметры могут характеризовать лишь оценочно. Видно, что с увеличением толщины слоя металла максимум отражения смещается, что отражает добавку к фазе при отражении от пленки металла внутрь ОИ, и несколько снижается коэффициент отражения в максимуме из-за поглощения в металле.

4. Матрица M для произвольного угла падения на ОИ и поворота пластины поляризатора на 45° относительно

$p(s)$ плоскости ОИ:

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} q^2(r_s^2 + r_p^2) & q(r_s^2 - r_p^2) \\ q(r_s^2 - r_p^2) & r_s^2 + r_p^2 \end{pmatrix},$$

где $r_s = r'_s + r''_s = r_{s0} \exp(i\Phi_s)$, $r_p = r'_p + r''_p = r_{p0} \exp(i\Phi_p)$. Из поляризационного уравнения для резонатора $|M - \lambda E| = 0$ получаем „пропускание“ $|\lambda_1|^2$, являющееся естественным обобщением формулы из разд. 2.1.:

$$|\lambda_1|^2 = \frac{1}{4} [(x_3 + x_2)^2 + (y_3 + y_2)^2],$$

где

$$\begin{aligned} x_3 &= \frac{q^2 + 1}{2} (r_{s0}^2 + r_{p0}^2) \cos \Phi, \\ y_3 &= \frac{q^2 + 1}{2} (r_{s0}^2 - r_{p0}^2) \sin \Phi, \quad \Phi = \Phi_s - \Phi_p, \\ x_2 &= \sqrt{x_m} \cos \frac{\Psi}{2}, \quad y_2 = \sqrt{x_m} \sin \frac{\Psi}{2}, \\ x_m &= \sqrt{x_1^2 + y_1^2}, \quad \Psi = \arctan \frac{y_1}{x_1}, \\ x_1 &= r_{s0}^2 r_{p0}^2 \left[\frac{(q^2 + 1)^2}{2} - 4q^2 \right] \\ &\quad + \frac{(q^2 + 1)^2}{4} (r_{s0}^4 + r_{p0}^4) \cos 2\Phi, \\ y_1 &= \frac{(q^2 + 1)^2}{4} (r_{s0}^4 - r_{p0}^4) \sin 2\Phi. \end{aligned}$$

Результаты вычислений по приведенной формуле показаны на рис. 6. Использовались следующие параметры: H, L — четвертьволновые слои для $\lambda_0 = 0.6 \mu\text{m}$; W — полуволновый слой для той же длины волны; $\theta = \pi/4$; $N_1 = 1$; $N_2 = 31$; толщины слоев металла — 0, 2, 4, 8 nm; пластина поляризатора ZnSe ($q = 0.449$). Из рисунка видно, что расфазировка влияет на $|\lambda_1|^2$ в большей степени, чем конкретные отражательные способности покрытия (рис. 5).

Была изготовлена структура для центральной длины волны $0.6 \mu\text{m}$, состоящая из 17 четвертьволновых слоев ZnS и криолита (зеркальное покрытие), полуволнового слоя криолита и четвертьволнового слоя ZnS. Все слои наносились для угла падения из воздуха 60° . Устройство, образованное фильтром, расположенным между двумя призмами Глана-Тейлора, помещалось в отсек для образцов спектрофотометра Specord UV-VIS. На рис. 7 показаны записи спектров пропускания устройства для двух случаев: оси призм повернуты на 45° относительно плоскости падения (кривая 1), без поворота призм (кривая 2). На форму „стола“ зеркального отражения могли влиять отражения от дополнительных алюминиевых зеркал, входящих в состав устройства.

При нанесении дополнительных слоев рабочий максимум существенно сужался, но уменьшалась его амплитуда из-за потерь на зеркальном покрытии ($R = 0.997$).

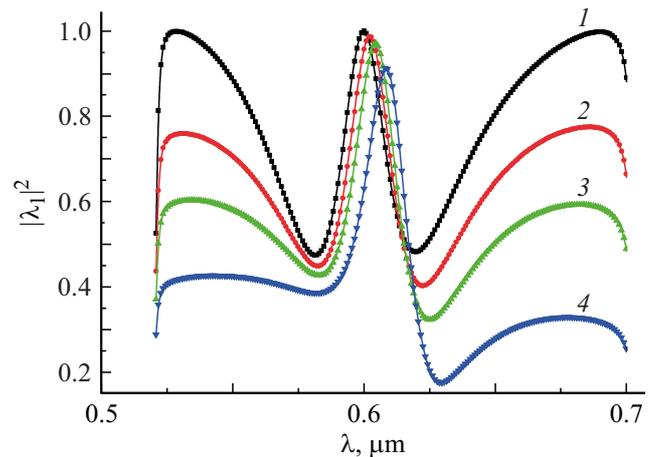


Рис. 6. Амплитудная характеристика резонатора с одноэлементным фильтром на базе тонкослойного ОИ с центральной длиной волны $0.6 \mu\text{m}$ при различных толщинах металлической пленки: $h = 0$ (1), 2 (2), 4 (3), 8 nm (4).

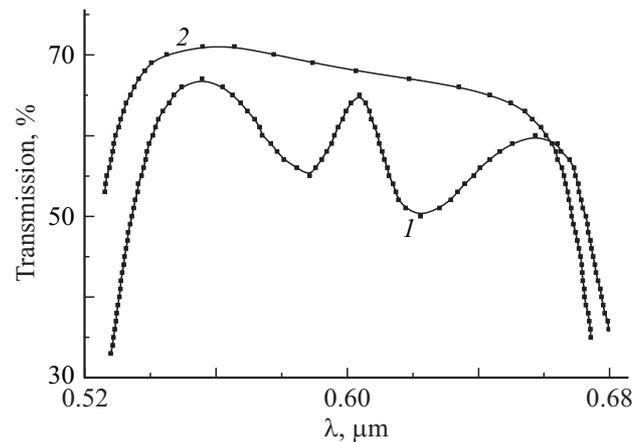


Рис. 7. Записи спектров пропускания устройства с интерференционно-поляризационным фильтром: 1 — оси призм повернуты на 45° , 2 — без поворота.

3. Заключение

Предложен вариант интерференционно-поляризационного фильтра для спектральной селекции в резонаторах перестраиваемых лазеров. В качестве поляризатора рассмотрено применение пластин из различных материалов, ориентированных под углом Брюстера к оси резонатора. Потери в нежелательную часть спектра вносятся за счет расфазировки волн s - и p -поляризаций при отражении от ОИ. Рассмотрены одно- и двухэлементные фильтры. За счет резкого изменения расфазировки вблизи выделяемой длины волны один ОИ может заменить несколько пластин из двулучепреломляющего материала.

Рассмотрен вариант внутрирезонаторного фильтра на основе тонкослойных покрытий. Проведен расчет „пропускания“ для одноэлементного фильтра, исходя из кон-

кретных параметров покрытия для центральной длины волны $0.6 \mu\text{m}$. Предложен метод расширения области свободной дисперсии за счет включения в покрытие тонкого металлического слоя.

Рассмотренный вариант обеспечения расфазировки s - и p -компонент поля за счет задержки в полости фазового интерферометра не является единственно возможным. Тот же эффект может быть достигнут при использовании чирпованных покрытий [10], при этом полный коэффициент отражения обеспечивается предварительным нанесением пар четвертьволновых слоев H/L , а расфазировка задается последующим нанесением чирпованного покрытия. При этом возможно достижение необходимых значений резкости и области свободной дисперсии (в пределах „стола“ отражающего покрытия). Выбор параметров чирпованного покрытия может быть самым разнообразным [11,12].

Список литературы

- [1] *Degnan J.J.* // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 1. P. 257.
- [2] *Holohan A.M., Prunty S.L.* // Infrared Physics. 1983. V. 23. N 3. P. 149.
- [3] *Троицкий Ю.В.* Одночастотная генерация в газовых лазерах. Новосибирск: Наука, 1975. 159 с.
- [4] *Троицкий Ю.В.* // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 11. С. 2444.
- [5] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
- [6] *Gires F., Tournois P.* // C.R. Acad. Sci. Paris. 1964. V. 258. P. 61125.
- [7] *Title A.M., Rosenderg W.J.* // Opt. Engin. 1981. V. 20. N 6. P. 815.
- [8] *Bloom A.L.* // J. Opt. Soc. Am. 1974. V. 64. N 4. P. 447.
- [9] *Ковалев А.А.* Перестраиваемый по частоте резонатор лазера. А.С. СССР № 1593525, рег. 15 мая 1990 г.
- [10] *Szipoch R., Ferencz K., Spielman Ch., Krausz F.* // Opt. Lett. 1994. V. 19. N 3. P. 201.
- [11] *Szipocs R. et al.* // Appl. Phys. B. 2000. V. 70 [Suppl.]. S. 51.
- [12] *Kartner F.X. et al.* // Opt. Lett. 1997. V. 22. N 11. P. 831.