

УДК 535.417

Ф. А. КОРОЛЕВ, А. Ю. КЛЕМЕНТЬЕВА

ОБ УГЛОВЫХ СВОЙСТВАХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ЗЕРКАЛ И ИХ ПРИМЕНЕНИИ

Современные приборы и экспериментальные установки часто содержат интерференционные зеркала различного состава, которые работают при наклонном падении светового пучка. Большинство зеркал используется при углах падения света $0-15^\circ$, 45° , угле Брюстера. Во всех этих случаях для правильного и эффективного применения зеркал необходимо знать их угловые свойства, а в ряде задач — синтезировать специальные отражающие системы, предназначенные для работы при определенных углах падения света.

В литературе рассмотрены угловые свойства некоторых отдельных типов зеркал [1, 2]. Нашей задачей является более детальное рассмотрение ряда интерференционных зеркал, которые имеют практическое применение в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной области спектра, включая селективные и широкополосные системы.

Наклонное падение света на многослойную систему вызывает сдвиг спектральной кривой пропускания T_λ или отражения R_λ в коротковолновую часть спектра с одновременной деформацией этой кривой. Физически это связано, во-первых, с изменением разности хода между интерферирующими лучами, отраженными от границ каждого слоя, от которой зависит результат интерференции. Разность хода становится $2nh \cos \theta$, где θ — угол преломления светового луча в слое, n — показатель преломления слоя, h — геометрическая толщина слоя. В случае одного слоя изменение разности хода приводит к так называемому косинусному закону угловой зависимости, который дает положение смещенных интерференционных экстремумов слоя: $\lambda_0 = \lambda_0 \cos \theta$ или $n_0 = 1/\cos \theta$, где λ_0 — длина волны экстремума при $\theta = 0^\circ$, n_0 — относительное волновое число, равное λ_0/λ (безразмерная величина). Во-вторых, при наклоне изменяются френелевские амплитудные коэффициенты отражения и пропускания на границах всех слоев; они имеют существенно различные значения для s - и p -компонент поляризации светового пучка, что ведет к расщеплению интерференционной картины. Энергетический коэффициент пропускания T определяется средним значением $(T_s + T_p)/2$ в общем случае, когда на систему слоев падает неполяризованный свет, отсюда понятна деформация спектральной характеристики, увеличивающаяся с углом наклона пучка.

Необходимо заметить, что соотношения для френелевских коэффициентов отражения и пропускания вытекают из условий непрерывности тангенциальных составляющих векторов поля $E_{s,p}$ и $H_{s,p}$ на границе двух сред, следовательно, указанное различие s - и p -компонент T и R возникает в конечном счете вследствие различного поведения составляющих векторов электромагнитного поля E и H при переходе через границы сред покрытия.

В общем виде задача о прохождении плоской волны через систему N диэлектрических слоев точно решается с помощью уравнений Максвелла или их следствия — условий непрерывности векторов E и H на всех границах слоев (всего $N+1$ условий). Для решения задачи

нужно связать поле в $(N+1)$ -й среде (откуда падает свет) с полем в 0 -й среде (подложка). Решение можно представить в виде двумерного вектора $\begin{pmatrix} E^+ \\ E^- \end{pmatrix}$, где E^- и E^+ — амплитуды отраженной и проходящей волн, поскольку в каждом слое системы присутствуют две волны — отраженная и проходящая; в 0 -й среде будет одна проходящая волна E_0^+ .

При прохождении света через систему N слоев s - и p -компоненты волны не интерферируют и преобразуются независимо, поэтому коэффициенты пропускания для s -компоненты волны T_s и p -поляризованной — T_p могут быть вычислены независимо.

Углы преломления света в соседних средах связаны обычной формулой синусов: $n_j \sin \theta_j = n_{j+1} \sin \theta_{j+1} = n_{N+1} \sin \theta_{N+1}$, это выражение является константой для данного угла падения света на систему. Учет набега фазы волны в каждом слое и условий непрерывности тангенциальных составляющих E и H на границах приводит к матричному уравнению системы непоглощающих слоев при наклонном падении света, связывающему составляющие

E_{N+1}^+ , E_{N+1}^- и E_0^+ :

$$\begin{pmatrix} E_{N+1}^+ \\ E_{N+1}^- \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{u_{N+1}} \\ 1 + \frac{1}{u_{N+1}} \end{pmatrix} \times \\ \times \prod_{N \dots 1} \begin{pmatrix} \cos 2\pi\kappa g_j & \frac{i}{u_j} \sin 2\pi\kappa g_j \\ iu_j \sin 2\pi\kappa g_j & \cos 2\pi\kappa g_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ u_0 & -u_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0^+ \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

где g_j — относительная оптическая толщина j -го слоя; $\kappa = \lambda_0/\lambda$; λ_0 — фиксированная длина волны, относительно которой измеряются толщины всех слоев; $u_j = n_j/\cos \theta_j$ для p -компоненты и $u = n_j \cos \theta_j$ для s -компоненты поляризации волны.

Матричное соотношение (1) для наклонного падения света отличается от вида для прямого падения света [3] измененными значениями оптических толщин $2nh/\lambda$ и появлением величины u_j вместо n_j , которые имеют разные значения для s - и p -компонент. Таким образом, интерференционная картина расщепляется на две, хотя обе компоненты распространяются в одном направлении, определяемом законом синусов. Введем следующее обозначение для матрицы:

$$\prod_{N \dots 1} \begin{pmatrix} \cos 2\pi\kappa g_j & \frac{i}{u_j} \sin 2\pi\kappa g_j \\ iu_j \sin 2\pi\kappa g_j & \cos 2\pi\kappa g_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

а результат произведения матриц обозначим матрицей с элементами ω_{jk} . Соотношение (1) можно представить теперь в более компактной форме:

$$\begin{pmatrix} E_{NH}^+ \\ E_{N+1}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_{11} & \omega_{12} \\ \omega_{21} & \omega_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0^+ \\ 0 \end{pmatrix}, \text{ откуда } \left| \frac{E_0^+}{E_{N+1}^-} \right|^2 = \frac{1}{|\omega_{11}|^2}. \quad (3)$$

Коэффициент пропускания системы по потоку $T_{s,p}$ определяется как отношение проекции вектора Пойнтинга на нормаль к границам раздела в 0 -й и $(N+1)$ -й средах в отличие от прозрачности по интен-

сивности, определяемой как отношение освещенностей в проходящем и падающем пучках света [3].

$$T_{s,p} = C_{N+1,0}^2 \frac{n_0 \cos \theta_0}{n_{N+1} \cos \theta_{N+1}} \left| \frac{E_0^+}{E_{N+1}^+} \right|^2 = C_{N+1}^2 \frac{n_0 \cos \theta_0}{n_{N+1} \cos \theta_{N+1}} \left| \frac{1}{\omega_{11}} \right|^2, \quad (4)$$

где

$$C_{N+1,0} = \begin{cases} 1 & \text{для } s\text{-компоненты,} \\ \frac{\cos \theta_{N+1}}{\cos \theta_0} & \text{для } p\text{-компоненты.} \end{cases}$$

Для вычисления коэффициентов пропускания T_s и T_p из (1) с учетом обозначений (2) и (3) получаем следующие конкретные формулы:

$$T_p = \frac{4n_0 n_{N+1} \cos \theta_0 \cos \theta_{N+1}}{(\alpha_{11}^{(p)} n_{N+1} \cos \theta_0 + \alpha_{22}^{(p)} n_0 \cos \theta_{N+1})^2 + (\alpha_{12}^{(p)} n_0 n_{N+1} + \alpha_{21}^{(p)} \cos \theta_0 \cos \theta_{N+1})^2}, \quad (5)$$

$$T_s = \frac{4n_0 n_{N+1} \cos \theta_0 \cos \theta_{N+1}}{(\alpha_{11}^{(s)} n_{N+1} \cos \theta_{N+1} + \alpha_{22}^{(s)} n_0 \cos \theta_0)^2 + (\alpha_{12}^{(s)} n_0 n_{N+1} \cos \theta_0 \cos \theta_{N+1} + \alpha_{21}^{(s)})^2}.$$

Скачки фазы при отражении Δ_R^{sp} представляют собой аргументы амплитудных коэффициентов отражения $(E_{N+1}^-/E_{N+1}^+)_{s,p}$. Принимая во внимание (3), находим:

$$\Delta_R = \arg \left(\frac{E_{N+1}^-}{E_{N+1}^+} \right) = \arg \frac{\omega_{21}}{\omega_{11}}.$$

Для вычисления Δ_R удобно воспользоваться представлением $\Delta_R = x - iy$, тогда $\Delta_R = \operatorname{arctg}(y/x)$. Как и ранее, соотношения (1), (2), (3) дают возможность выразить скачки фазы для p - и s -компонент поляризации через элементы матриц α_{ik} (т. е. параметры слоев покрытия) и параметры обрамляющих сред в следующей форме:

$$\begin{aligned} \Delta_R^{(p)} &= \operatorname{arc} \operatorname{tg} \times \\ &\times \frac{2n_{N+1} \cos \theta_{N+1} (\cos^2 \theta_0 \alpha_{21}^{(p)} \alpha_{11}^{(p)} - n_0^2 \alpha_{22}^{(p)} \alpha_{12}^{(p)})}{n_{N+1}^2 \cos^2 \theta_0 (\alpha_{11}^{(p)})^2 + n_0^2 n_{N+1}^2 (\alpha_{12}^{(p)})^2 - n_0^2 \cos^2 \theta_{N+1} (\alpha_{22}^{(p)})^2 - \cos^2 \theta_0 \cos^2 \theta_{N+1} (\alpha_{21}^{(p)})^2}, \\ \Delta_R^{(s)} &= \operatorname{arc} \operatorname{tg} \times \\ &\times \frac{2n_{N+1} \cos \theta_{N+1} (\alpha_{21}^{(s)} \alpha_{11}^{(s)} - n_0^2 \cos^2 \theta_0 \alpha_{22}^{(s)} \alpha_{12}^{(s)})}{n_{N+1}^2 \cos^2 \theta_{N+1} (\alpha_{11}^{(s)})^2 + n_{N+1}^2 n_0^2 \cos^2 \theta_0 \cos^2 \theta_{N+1} (\alpha_{12}^{(s)})^2 - n_0^2 \cos^2 \theta_0 (\alpha_{22}^{(s)})^2 - (\alpha_{21}^{(s)})^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Последовательное вычисление элементов матриц α_{ik} проводится по обычному правилу перемножения двухрядных матриц.

Зная коэффициенты пропускания T_p , T_s для компонент поляризации, можно вычислить коэффициенты T и R для случая естественного неполяризованного света, т. е. для волны, в которой векторы E , H имеют различную ориентацию:

$$T = \frac{T_p + T_s}{2} \quad \text{или} \quad R = \frac{R_p + R_s}{2}. \quad (7)$$

Так как система непоглощающая, то для каждой компоненты поляризации справедлив закон сохранения энергии в виде $T_{s,p} + R_{s,p} = 1$.

Расчеты по формулам (1)–(7) с использованием ЭВМ типа БЭСМ-4 позволили изучить закономерности угловых свойств интерференционных зеркал, которые хорошо подтверждаются экспериментально. Нами рассматривались угловые значения максимальных коэффициентов отражения R_p , R_s , их полусумма, положения экстремумов отражения зеркал $\kappa_{эс}$, $\kappa_{эп}$, смещение границ области отражения, фазовые характеристики, а также особенности угловых свойств систем на различных подложках. Основные данные для интерференционных зеркал, построенных на основе трех сочетаний веществ: PbF_2 -криолит, ZnS -фторид и Ge -фторид, в интервале углов от 0° до 60° приведены в таблице.

В таблицу включены многослойные четвертьволновые системы, использующиеся в качестве отражателей с коэффициентами отражения от 50 до 100%. Для внешних слоев отражателей были выбраны вещества с высоким показателем преломления, поскольку такие системы, как было показано ранее [4], являются более эффективными при наличии слабого поглощения в слоях. Обеспечение промежуточных значений коэффициента отражения легко производится изменением оптической толщины внешнего слоя H .

Наклонное падение светового луча вызывает сдвиг всей спектральной кривой отражения зеркал в коротковолновую часть спектра; смещаются кривые R_s и R_p . Положение смещенных экстремумов R ($\kappa_{эп}$ и $\kappa_{эс}$) в общем случае различно, однако с возрастанием числа слоев N (при $R \rightarrow 100\%$) многослойных четвертьволновых зеркал на подложках со средним значением n экстремумы R_s и R_p сближаются и наблюдается одно предельное значение $\kappa_3 (= \lambda_0/\lambda_3)$ для каждого угла падения света. Оно приведено в таблице в верхней строке данных для каждого типа покрытий и определенного угла падения света. Исследование показывает, что сдвиги максимумов отражения зеркал $\kappa_{эс}$, $\kappa_{эп}$ практически одинаковы для ряда покрытий, для 15° сдвиг равен 0,01, для 30° — 0,04–0,05. Лишь при больших значениях углов поворота зеркал сдвиги κ_3 отличаются: большую величину сдвига имеют зеркала, выполненные на веществах с меньшими значениями показателей преломления. Например, $\kappa_3 = 1,21$ для зеркал PbF_2 -криолит и $\kappa_3 = 1,14$ для зеркал Ge -фторид при угле падения 60° .

Таким образом, зависимость κ_3 от показателей преломления слоев для многослойного зеркала носит более сложный характер, существенно отличный от косинусного закона для одного слоя, а наличие слоев с большим показателем преломления сказывается лишь при больших углах падения света. При повороте зеркал происходит смещение границ области отражения, пропорциональное сдвигам экстремумов отражения. Границы области отражения зеркал на уровне $0,5 R_{max}$, имеющих $n_H/n_L = 1,9/1,34$ (PbF_2 — Na_3AlF_6), определяется значениями $\kappa = 0,87$ и $1,13$, для покрытий с $n_H/n_L = 2,3/1,34$ (слой ZnS — Na_3AlF_6) — значениями $\kappa = 0,79$ и $1,21$ и для покрытий с $n_H/n_L = 4,0/1,34$ (слой Ge — Na_3AlF_6) — значениями $\kappa = 0,60$ и $1,40$ при нормальном падении света. Пользуясь этими данными, легко определить новые положения границ при повороте: для этого нужно значения $\kappa_{гр}$ при $\theta = 0^\circ$ умножить на значение κ_3 , указанное для соответствующего угла падения в таблице. Например, зеркало для УФ-области спектра с $\lambda_0 = 280$ нм работает от 250 нм ($\kappa = 1,13$) до 320 нм ($\kappa = 0,87$). При повороте на угол 45° его область отражения займет положение от 220 нм ($\kappa = 1,27$) до 288 нм ($\kappa = 0,975$).

Положение экстремумов отражения κ_3 и значения экстремальных коэффициентов отражения R_p и R_s многослойных четвертьволновых зеркал

Состав покрытия	N	Угол падения светового пучка, θ_{N+1}^0									
		0		15		30		45		60	
		R	R_p	R_s	R_p	R_s	R_p	R_s	R_p	R_s	
<i>HL...LHD</i>		$\kappa_3 = 1$	$\kappa_3 = 1,01$		$\kappa_3 = 1,05$		$\kappa_3 = 1,12$		$\kappa_3 = 1,21$		
$n_H = 1,90$ $n_L = 1,34$ $n_O = 1,52$	5	66,6	64,6	68,4	58,2	74,0	44,2	81,3	21,2	89,2	
	7	81,7	80,2	83,2	75,2	87,0	61,8	91,7	35,8	95,9	
	9	90,5	89,4	91,4	86,2	93,8	75,2	96,5	50,2	98,5	
	11	95,1	94,5	95,7	91,6	97,0	84,4	98,5	62,8	99,4	
	13	97,6	97,2	97,9	95,6	98,6	90,4	99,4	73,0	99,8	
	15	98,8	98,6	99,0	97,5	99,4	94,2	99,7	80,8	99,9	
	17	99,4	99,3	99,5	98,8	99,7	96,5	99,9	86,5	99,97	
<i>HL...LHD</i>		$\kappa_3 = 1$	$\kappa_3 = 1,01$		$\kappa_3 = 1,05$		$\kappa_3 = 1,11$		$\kappa_3 = 1,18$		
$n_H = 2,30$ $n_L = 1,34$ $n_O = 1,52$	3	67,6	66,1	59,1	40,3	73,8	40,8	58,0			
	5	87,3	86,7	88,5	82,7	91,1	73,7	94,3	53,9	70,0	
	7	95,7	95,2	96,0	93,1	97,7	87,8	98,4	75,4	99,3	
	9	98,5	98,3	99,3	97,4	99,1	94,6	99,6	85,5	99,8	
	11	99,5	99,4	99,5	99,0	99,7	97,7	99,9	92,4	99,96	
13	99,8	99,8	99,9	99,6	99,92	99,4	99,97	96,1	99,99		
<i>HL...LHD</i>		$\kappa_3 = 1$	$\kappa_3 = 1,01$		$\kappa_3 = 1,04$		$\kappa_3 = 1,08$		$\kappa_3 = 1,14$		
$n_H = 4,00$ $n_L = 1,34$ $n_O = 1,52$	1	68,5	67,5	69,8	63,5	73,2	55,6	78,5	41,1	85,2	
	3	95,6	95,5	96,2	94,3	97,0	91,5	98,0	84,5	98,8	
	5	99,5	99,5	99,6	99,3	99,7	98,7	99,8	96,9	99,9	
	7	99,95	99,9	99,9	99,9	99,97	99,8	99,98	99,4	99,99	
<i>HL...LHD</i>		$\kappa_3 = 1$	$\kappa_3 = 1,01$		$\kappa_3 = 1,04$		$\kappa_3 = 1,09$		$\kappa_3 = 1,16$		
$n_H = 4,00$ $n_L = 1,34$ $n_O = 4,00$	2	89,7	88,7	90,0	86,3	91,8	80,8	94,1	68,8	96,4	
	4	98,8	98,6	98,9	98,1	99,2	96,8	99,5	93,2	99,7	
	6	99,99	99,8	99,99	99,7	99,99	99,5	99,99	98,7	99,98	

С возрастанием угла падения света наблюдается рост коэффициента отражения z-компоненты (R_s) и уменьшение коэффициента отражения p-компоненты (R_p), что находится в согласии с литературными данными [1, 2]. Полусумма $(R_s + R_p)/2$, равная R для неполяризованного света, с ростом угла падения для большинства отражающих систем, в том числе для зеркал, представленных в таблице, постепенно уменьшается. Увеличение $(R_s + R_p)/2$ было отмечено для случая однослойного покрытия [1] и наблюдалось нами для систем с малым числом слоев в случае четного N , например: для двух- и четырехслойных покрытий Ge-фторид при $\theta = 60^\circ$, для зеркал $PbF_2 - Na_3AlF_6$ с $N = 1, 4, 6$ при $\theta = 45^\circ$ и 60° . Пользуясь таблицей, легко оценить уменьшение R , ко-

торое составляет величину от десятых процента до нескольких процентов для $\theta=45^\circ$.

Фаза волны, отраженной от многослойного зеркала Δ_R , которая, как известно [4], является линейной функцией χ в области отражения зеркал и проходит через 0 или π в точке $\chi=1$ при $\theta=0^\circ$, испытывает изменения, увеличивающиеся при наклоне. Наклон Δ_R для R_p -компоненты возрастает с углом падения света, а наклон Δ_R для R_s -компоненты убывает, что ведет к расхождению фазовых скачков. Расхождение Δ_R для s - и p -компонент сильнее для нечетных N и менее значительно для зеркал с четным N . Значения фазового скачка 0 и π при наклоне в ряде случаев не связаны с экстремумами R_s и R_p , однако для рассмотренных выше систем (см. таблицу) положения фазы 0, π соответствуют экстремумам коэффициентов отражения. Ширина области отражения зеркала для неполяризованного света с ростом угла наклона не

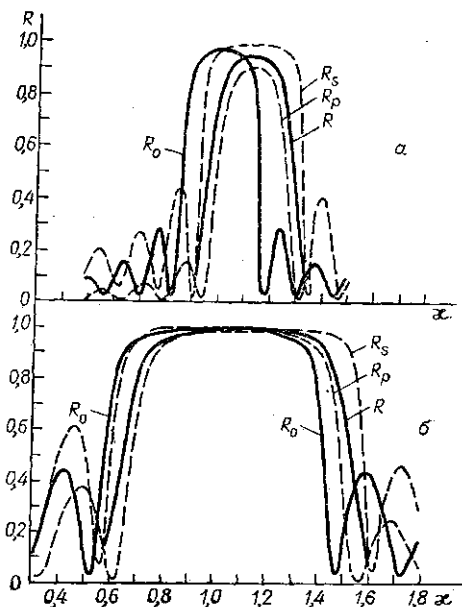


Рис. 1. Спектральные кривые отражения многослойных зеркал при угле падения света 45° : *a* — 13-слойное покрытие $\text{PbF}_2\text{—Na}_3\text{AlF}_6$ ($n_i h_i = \lambda_0/4$, $n_0 = 1,52$, $n_{N+1} = 1,0$); *б* — 5-слойное покрытие $\text{Ge—Na}_3\text{AlF}_6$ ($n_i h_i = \lambda_0/4$, $n_0 = 1,52$, $n_{N+1} = 1,0$); R_0 соответствует нормальному падению света

меняется до значений углов порядка $50\text{—}60^\circ$, хотя составляющие s и p ведут себя различно: p -область отражения сужается, s -область расширяется.

Характерным является некоторое ухудшение контрастности границ при небольших наклонах и сильная деформация — «расплывание» спектральной кривой $(R_s + R_p)/2$ — при большом наклоне, когда $\theta \geq 60^\circ$. Рис. 1 иллюстрирует свойства многослойных четвертьволновых зеркал на примере покрытий PbF_2 -криолит и Ge-фторид, применяемых в УФ- и ИК-областях спектра. Из рисунка видно, при наклоне 45° спектральная кривая $R_s + R_p/2$ зеркал хорошо сохраняет форму.

Сравнивая различные типы зеркал, можно показать, что наиболее стабильной спектральной характеристикой и лучшими угловыми свойствами отличаются зеркала, построенные с использованием веществ с высоким значением n , что легко достижимо в ИК-области спектра и ограничено в УФ-области, где набор подходящих веществ невелик.

Многослойные зеркала на подложках с большим n (последняя система таблицы) отличаются несколько большим разбросом значений χ_{0s} для s - и p -компонент волны. В этом случае значения χ_{0s} и χ_{0p} существенно расходятся при больших углах падения, спектральные кривые отражения имеют двугорбую структуру. Для случая четного N закономерности аналогичны описанным выше (внешний слой имеет высокий показатель преломления). Таким образом, многослойные чет-

вертьволновые зеркала можно эффективно использовать вплоть до значений углов $45\text{--}50^\circ$ с учетом изменения R_{\max} , которое является критерием для определения необходимого числа слоев N . При этом необходимо учесть спектральный сдвиг области отражения, достаточно просто определяемый заранее.

В настоящее время наряду с многослойными четвертьволновыми зеркалами получают все большее применение неравнотолщинные системы зеркал: селективные зеркала, состоящие из четвертьволнового

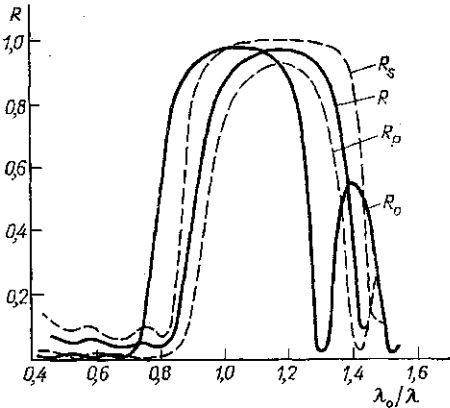


Рис. 2. Спектральные кривые отражения 9-слойного покрытия $\text{ZnS}-\text{Na}_3\text{AlF}_6$ с обрамляющими слоями $n_1 h_1 = n_9 h_9 = \lambda_0/8$, угол падения равен 45° , $n_0 = 1,52$, $n_{NH} = 1,0$; R_0 соответствует нормальному падению света

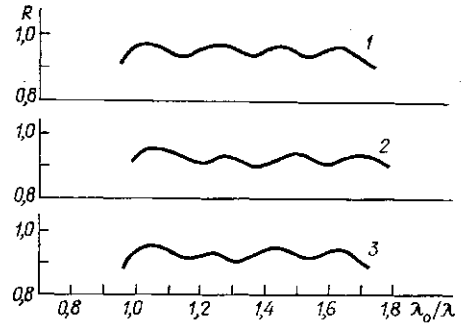


Рис. 3. Спектральные кривые отражения широкополосного покрытия $\text{ZnS}-\text{Na}_3\text{AlF}_6$: DHLH 0,965L 0,832H 1,016L 0,908H 0,753L 0,753H 0,673L 0,673H 0,629L 0,6H 0,6L 0,6H. Угол падения света равен 0° (1), 45° (2). Кривая 3 соответствует системе с согласованными слоями при угле падения 45°

массива и обрамляющих слоев с толщиной, не равной $\lambda/4$, широкополосные зеркала, построенные из слоев неравной оптической толщины. В последних конструкциях в основном используются два вещества с отношениями показателей преломления, рассмотренными в таблице. Вполне понятно, что угловые свойства таких систем приближаются к свойствам описанных четвертьволновых систем, хотя и имеют более сложный характер. Так, возникающие при наклоне одвижки спектральных кривых отражения и изменения коэффициентов отражения имеют величину такого же порядка. Сдвиги фазы при отражении от неравнотолщинных двухкомпонентных зеркал носят более сложный характер, и значения $0, \pi$ уже не соответствуют экстремумам отражения, однако тип изменений при возрастании угла падения света аналогичен описанному ранее. Рассмотрим угловые свойства неравнотолщинных отражателей на двух примерах: селективном и широкополосном отражателях. На рис. 2 приведены спектральные кривые R, R_s, R_p селективного отражателя, имеющего высокое пропускание с длинноволновой стороны (слой $n_H = 2,3, n_L = 1,34$) при углах падения света 0 и 45° . При наклоне зеркало сохраняет высокую селективность, а именно — малые значения R с длинноволновой стороны; сдвиг любой точки спектральной кривой основного максимума отражения может быть приблизительно вычислен умножением λ на $1,12$, т. е. определен по сдвигу экстремума R для систем с $n_H/n_L = 2,3/1,34$. Падение коэффици-

ента отражения R_{\max} такого же порядка, как в четвертьволновых зеркалах ZnS-криолит.

На рис. 3 показаны спектральные кривые отражения $R = (R_s + R_p)/2$ для 15-слойного широкополосного зеркала (слои $n_H = 2,3$; $n_L = 1,34$) при угле падения пучка, равном 0° (кривая 1) и 45° (кривая 2). И в этом случае наблюдается хорошее сохранение формы спектральной кривой; характерно некоторое падение коэффициента отражения R — в среднем на 3%. Кривая для 45° сдвинута в коротковолновую часть спектра на величину $\kappa = 1,12 \mu_0$.

Приведенные примеры неравнотолщинных систем показывают, что они удовлетворительно работают в наклонных пучках света. При этом сохраняется возможность заранее скомпенсировать сдвиг спектральной кривой зеркала. Однако мы не можем скомпенсировать потери коэффициента отражения, например, увеличением N без искажения спектральной кривой. В связи с этим возникает вопрос о том, насколько возможно улучшить характеристики зеркала с помощью согласования слоев по толщине, состоящего в компенсации изменений nh слоев при наклоне. Согласование достигается пересчетом оптических толщин слоев и замены на значения $n_0 h_0 / \cos \theta$.

Согласование толщин, проводившееся для систем $HL \dots LH$, не привело к улучшению характеристик: коэффициент отражения, ширина области отражения и другие параметры существенно не изменились. В более сложных системах широкополосных зеркал, кривая отражения которых чувствительна к небольшим изменениям толщин слоев, можно ожидать улучшения результатов при согласовании толщин. Авторы провели согласование для угла падения света 45° в системе 15-слойного широкополосного отражателя (кривая 3 на рис. 3). Для прямого падения света отражатель имеет $R = 95 \pm 3\%$ в спектральном участке κ от 0,96 до 1,72. Из рис. 3 видно, что согласование позволяет устранить сдвиг спектральной кривой отражения и получить значения коэффициента отражения ($R = 92 \pm 4\%$), более близкие к отражению при нормальном падении света. Однако величина отражения и равномерность R в рабочей области остаются ниже значений при нормальном падении света. Этот факт указывает на недостаточность согласования по толщине, которое не компенсирует изменения френелевских коэффициентов на границах слоев, играющих основную роль. Перспективным в направлении улучшения свойств является синтезирование угловых систем путем варьирования параметров и числа слоев с применением ЭВМ.

Приведенные здесь угловые свойства многослойных отражателей были проверены авторами на многих экспериментальных образцах для видимой, ИК- и УФ-областей спектра. Авторы благодарят А. И. Дмитриева за помощь в расчетах систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крылова Т. Н. Интерференционные покрытия. Л., 1973, с. 85—121.
2. Сухановский В. В. Фазовые характеристики многослойных диэлектрических зеркал.— Оптика и спектроскопия, 1957, 3, вып. 1, с. 90—93.
3. Королев Ф. А., Клементьева А. Ю. Светофильтры высокой контрастности на основе многослойных диэлектрических покрытий.— Оптика и спектроскопия, 1971, 31, вып. 1, с. 138—145.
4. Клементьева А. Ю., Тихоновров А. В. Исследование амплитудно-фазовых характеристик диэлектрических зеркал с учетом поглощения в слоях.— Вести. Моск. ун-та. Физ., астроном., 1978, 19, № 3, с. 75—81.

Поступила в редакцию
15.09.78