

УДК 535.345.1 : 539.23

НЕРАВНОТОЛЩИННЫЕ МНОГОСЛОЙНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОКРЫТИЯ

А. П. Овчаренко и Е. А. Лунашко

Теоретически исследованы оптические характеристики многослойных диэлектрических покрытий с неравными толщинами чередующихся слоев с произвольными высоким и низким показателями преломления при сохранении толщины периода. Получены простые аналитические выражения, позволяющие рассчитать положение и форму полос загораживания, исследовать поведение побочных экстремумов при изменении отношения толщин слоев от 0 до 1. Показано, что путем варьирования соотношения толщин слоев можно изменить как ширину, так и количество полос загораживания. Показана новая принципиальная возможность изготовления узкополосных отражателей с высоким пропусканием в широкой спектральной области, а также возможность оценки реальных толщин слоев по измененным характеристикам. Развитый подход может быть применен и для исследования угловых зависимостей.

Хорошо известно, что многослойные диэлектрические покрытия (МДП) с неравными толщинами чередующихся слоев при сохранении толщины периода обладают рядом интересных, с точки зрения формирования заданных спектральных характеристик, особенностей.

Еще в работе [1] указывалось на возможность изменения высоты побочных экстремумов путем варьирования соотношения толщин слоев. Теоретически и экспериментально в работах [2, 3] исследована зависимость высоты побочных максимумов от соотношения толщин слоев. Замечено [2], что неравнотолщинность чередующихся слоев приводит к появлению дополнительных (четных) полос загораживания. В [4] был предложен графический метод расчета и произведен расчет [4-6] ширины основных экстремумов разнотолщинных МДП, включая случай наклонного падения на четвертьволновый многослойник.

Приводимые ниже результаты позволяют сделать ряд общих выводов относительно оптических характеристик неравнотолщинных МДП.

Рассмотрим многослойник, состоящий из чередующихся непоглощающих слоев с высоким и низким показателями преломления и оптической толщиной

$$(nt)_{2,3} = 0.25\lambda_0 (1 \pm \alpha), \quad (1)$$

где α — параметр, удовлетворяющий условию $|\alpha| \leq 1$. Значение $\alpha = 0$ соответствует равенству оптических толщин слоев, а $\alpha = \pm 1$ — отсутствию одного из слоев. Оптическая толщина периода неизменна и равна $0.5\lambda_0$.

Рассмотрим далее аргумент полиномов Чебышева [7]

$$a = \cos \beta_2 \cos \beta_3 - 0.5 \left(\frac{n_2}{n_3} + \frac{n_3}{n_2} \right) \sin \beta_2 \sin \beta_3, \quad (2)$$

где $\beta_{2,3} = 0.5\pi\nu(1 \pm \alpha)$, $\nu = \lambda_0/\lambda$.

После преобразований, с учетом (1), получаем

$$a = (\cos \varepsilon - R_{23} \cos \gamma) T_{23}^{-1}, \quad (3)$$

где $\varepsilon = \pi\nu$, $\gamma = \pi\nu\alpha$, R_{23} и T_{23} — энергетические коэффициенты отражения и пропускания границы между слоями.

Известно [1], что областям ν , в которых выполняется условие $|a| > 1$, соответствуют так называемые области или полосы загораживания. Внутри этих

областей коэффициент отражения МДП стремится к единице с увеличением числа слоев. Как следует из (3), для равнотолщинных ($\alpha=0$) МДП величина a не может превышать 1, а при $\alpha \neq 0$ реализуются обе ситуации как $a > 1$ (в окрестности четных ν), так и $a < -1$ (в окрестности нечетных ν).

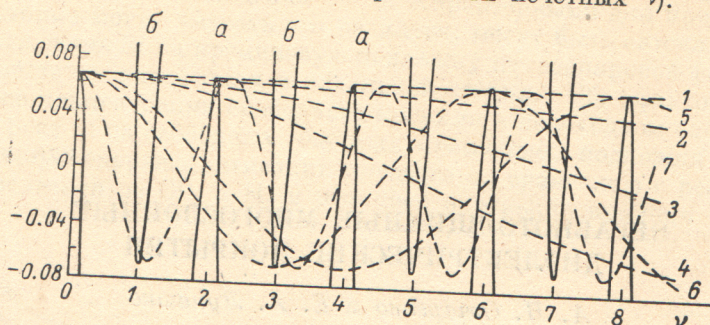


Рис. 1. Графическое решение уравнения (4).

Для исследования влияния α на положение и форму полос заграждения полагаем в (3) $a = \pm 1$ и переписываем его в виде

$$\cos \varepsilon \mp T_{23} = R_{23} \cos \gamma. \quad (4)$$

Точки пересечения (рис. 1) графиков зависимостей левой (a и b) и правой (1–7) частей (4) определяют положение и ширину полос заграждения. Отрезки косинусоид (a) с экстремумами при четных значениях ν соответствуют верхнему знаку в левой части (4) и четным, а при нечетных (b) значениях ν — нижнему знаку и нечетным полосам заграждения. Кривые 1–7 соответствуют правой части (4) при $\alpha = 0, 0.03, 0.0625, 0.1, 0.25, 0.3$ и 0.9 . Показатели преломления равны $n_2 = 2.2$ и $n_3 = 1.32$. Полосе присваиваем номер k , соответствующий целочисленному значению ν , в окрестности которой она расположена.

Из рис. 1 следует, что отклонение от равенства оптических толщин слоев приводит к появлению четных полос заграждения; положение полос заграждения

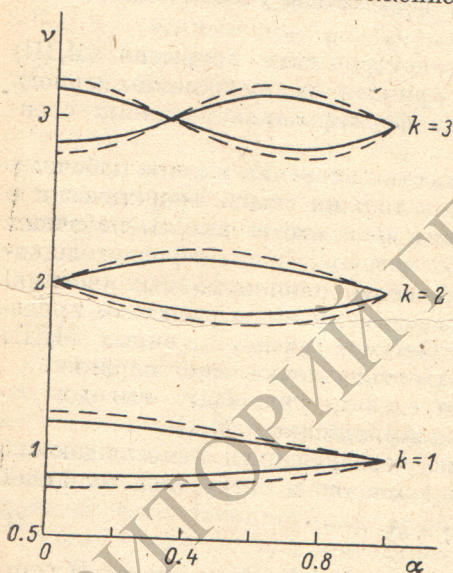


Рис. 2. Полосы заграждения первых трех порядков.

практически не зависит от соотношения толщин слоев. Незначительное смещение вызвано несимметричностью точек пересечения кривых относительно целочисленных значений ν .

Ширина полос сильно зависит от α . При $\alpha = 2m/k$ ($m = 0, 1, 2 \dots k/2$) четные, а при $\alpha = (2m+1)/k$ [$m = 0, 1, 2 \dots (k-1)/2$] соответствующие нечетные полосы заграждения с номером k исчезают (рис. 2 и 4) и вблизи этих значений α имеют малую ширину. Нечетные полосы при $\alpha = 0$ достигают своей максимальной ширины. При $|\alpha| \rightarrow 1$ полосы заграждения низких порядков имеют малую ширину.

Количественно положение и ширина полос могут быть найдены путем численного решения уравнения (4) на программируемом микрокалькуляторе. Результаты расчетов представлены на рис. 2. Сплошные кривые соответствуют полосам заграждения с номерами $k=1, 2, 3$ и $n_2 = 2.2, n_3 = 1.32$. Между ними находятся области прозрачности, ширина которых также зависит от α . Знак α ,

как это следует из (3), не влияет на положение полос. Штрихами показаны аналогичные кривые для случая $n_2=2.7$, $n_3=1.32$.

С погрешностью, не превышающей несколько процентов, ширина полосы при заданном α может быть найдена по приближенной формуле, следующей из (3) (полагая $\alpha \Delta \nu \ll 1$),

$$\Delta \nu = \begin{cases} \frac{4}{\pi} \arcsin \left(\sqrt{R_{23}} \left| \cos \frac{k\pi\alpha}{2} \right| \right) & k \text{ нечетное,} \\ \frac{4}{\pi} \arcsin \left(\sqrt{R_{23}} \left| \sin \frac{k\pi\alpha}{2} \right| \right) & k \text{ четное.} \end{cases} \quad (5)$$

Для энергетического коэффициента пропускания системы, состоящей из N пар слоев, из известного [4] общего выражения для T после преобразований

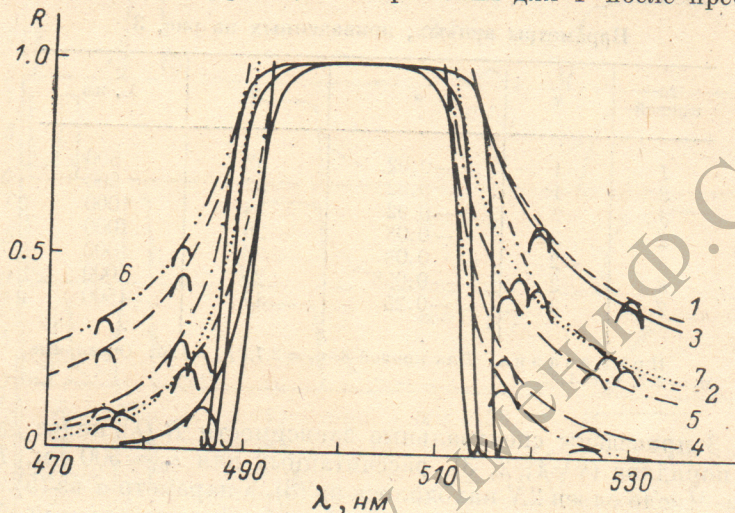


Рис. 3. Спектральные зависимости $R(\lambda)$ узких полос загораживания. Параметры кривых приведены в таблице.

следует (обрамляющие среды полагаются равными с показателем преломления n_0)

$$T = \left[\left(\frac{l_1^N + l_2^N}{2} \right)^2 + \left(\frac{l_1^N - l_2^N}{2\sqrt{a^2 - 1}} \right)^2 (e_1 \sin \varepsilon + e_2 \sin \gamma)^2 \right]^{-1} \quad \text{при } |a| > 1 \quad (6)$$

$$\text{и} \quad T = \left\{ 1 - \sin^2 (N \arccos a) \left[1 - \left(\frac{e_1 \sin \varepsilon + e_2 \sin \gamma}{\sin (\arccos a)} \right)^2 \right] \right\}^{-1}, \quad \text{при } |a| < 1, \quad (7)$$

где

$$l_{1,2} = a \pm \sqrt{a^2 - 1}, \quad e_1 = \frac{(n_2 + n_3)(n_0^2 + n_2 n_3)}{4n_0 n_2 n_3}, \quad e_2 = \frac{(n_2 - n_3)(n_0^2 - n_2 n_3)}{4n_0 n_2 n_3}.$$

Выражения (6) и (7) являются точными и удобными для непосредственных расчетов спектральных зависимостей на микрокалькуляторах. При заданном минимальном $T_i < 0.1$ в полосе загораживания для нахождения необходимого числа слоев полезна следующая из (6) и (3) приближенная формула

$$N \geq \frac{\ln \frac{4}{T_i}}{\pi \Delta \nu \sqrt{T_{23}}}$$

Отсюда, учитывая связь между ширинами полос в единицах ν и λ

$$\Delta \nu \approx \frac{k^2 \Delta \lambda}{\lambda_0},$$

получаем

$$N \geq \frac{\lambda_{01}}{\pi k \Delta \lambda} \sqrt{T_{23}} \ln \frac{4}{T_i}, \quad (8)$$

где $\lambda_{01} = \lambda_0 k^{-1}$ — положение искомой полосы. Задаваемая ширина $\Delta\lambda$ должна удовлетворять условию

$$\Delta\lambda \leq \frac{4}{\pi} \frac{\lambda_{01}}{k} \arccos \sqrt{T_{23}}.$$

Из (8) следует, что число слоев, необходимое для достижения заданного T_i в полосе заграждения, слабо (как $\sqrt{T_{23}}$) зависит от соотношения показателей преломления чередующихся сред и быстро растет при уменьшении задаваемой ширины полосы $\Delta\lambda$; при фиксированных T_i , λ_{01} и $\Delta\lambda$ число слоев с ростом номера полосы изменяется как k^{-1} , оптическая толщина периода растет пропорционально k , а общая оптическая толщина набора, определяемая произведением $0.5k\lambda_{01}N$, практически остается неизменной.

Параметры кривых, приведенных на рис. 3

№ кривой	k	α	N	λ_0 , нм
1	1	-0.92	52	500
2	1	0.92	52	500
3	2	-0.92	26	1000
4	2	-0.08	26	1000
5	2	0.08	26	1000
6	2	-0.058	25	1000
7	3	-0.25	17	1500

Примечание. Для кривой 6 $n_2 = 2.7$, $n_3 = 1.32$. Остальные $n_2 = 2.2$, $n_3 = 1.32$.

На рис. 3 приведены спектральные зависимости $R(\lambda)$ полос заграждения различных порядков ($k=1, 2, 3$), рассчитанных для $\lambda_{01} = 500$ нм, $T_i \leq 5 \cdot 10^{-3}$ и $\Delta\lambda = 20$ нм. Число слоев $2N$ находилось из (8), а параметр α из (5). Параметры соответствующих кривых приведены в таблице. Прежде всего необходимо отметить идентичность представленных полос и практически полное совпадение кривых 1÷3 и 4÷6 в области заграждения. Вне этой области наблюдается хорошее совпадение положений соответствующих побочных экстремумов. Поскольку, как показывают расчеты, положение центров полос коррелирует с положением максимумов $R(\lambda)$ и a , из (3) можно получить выражение для оценки смещения полосы $\delta\lambda$ относительно λ_{01}

$$\delta\lambda \approx \begin{cases} (-1)^k \lambda_{01} R_{23} \alpha^2 & \text{при } |\alpha| \ll 1, \\ \lambda_{01} R_{23} (1 - |\alpha|) & \text{при } |\alpha| \approx 1. \end{cases}$$

Сделать аналогичную оценку для промежуточных значений α в общем виде затруднительно, но, как следует из рис. 1 и 2, смещение полос и в этом случае невелико.

Спектральные зависимости $R(\lambda)$, приведенные на рис. 4, иллюстрируют сделанные в работе выводы относительно положения и формы полос заграждения различных порядков. Особенности поведения спектральных зависимостей (рис. 4, а—г), связанные с появлением либо исчезновением полос заграждения, изменения их ширины и т. п. должны учитываться при создании МДП, предназначенных для работы в широкой области спектра, охватывающей несколько порядков.

Рисунки 4, б, е демонстрируют (вместе с рис. 3) принципиальную возможность создания узкополосных отражателей с заданной шириной и различными зависимостями $R(\lambda)$ в широкой спектральной области. Так, при малых значениях параметра α (рис. 4, б, $\alpha = 0.08$) имеем узкие четные и широкие нечетные полосы заграждения, а при больших α (рис. 4, е, $\alpha = 0.92$) все полосы узкие. Спектральные зависимости $T(\lambda)$ экспериментальных МДП (например, спектроделителей) часто содержат относительно глубокие провалы в области прозрачности вблизи $\nu=2$, вид которых аналогичен сплошной кривой рис. 4, б. Наличие подобных провалов при отсутствии грубых ошибок в изготовлении

свидетельствует о неравных толщинах чередующихся слоев и в ряде случаев может быть использовано для оценки реальных λ_0 и α .

Отдельным вопросом теории неравнотолщинных МДП является влияние параметров покрытия на спектральные характеристики в области прозрачности. Поведение побочных экстремумов для рассматриваемых систем может быть охарактеризовано следующей из (7) функций

$$F(\lambda) = (1 - a^2)(e_1 \sin \varepsilon + e_2 \sin \gamma)^{-2}. \quad (9)$$

График $F(\lambda)$ приведен на рис. 4 (штриховая кривая). Рисунок и выражение (9) свидетельствуют о сложности зависимости высот побочных экстремумов

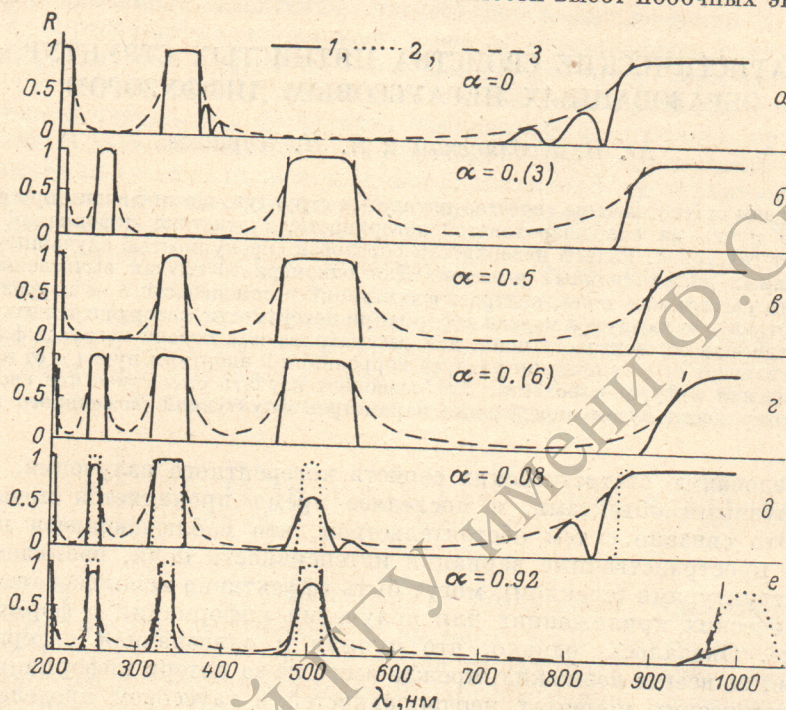


Рис. 4. Зависимости $R(\lambda)$ неравнотолщинных МДП в широкой спектральной области.
 $n_2=2.2$, $n_3=1.32$. Число слоев: 1 — 15, 2 — 46, 3 — огибающая.

неравнотолщинных МДП от его конструкции и необходимости специального исследования данного вопроса. Практическое изготовление неравнотолщинных покрытий при современном уровне техники не встречает принципиальных затруднений [8].

В заключение отметим, что ситуации, аналогичные рассмотренным, $\beta_2 \neq \beta_3$, возникают при использовании МДП в наклонных лучах. Соответствующим выбором параметра α можно предотвратить появление четных экстремумов либо способствовать их возникновению.

Авторы выражают глубокую благодарность И. Н. Шкляревскому за участие в обсуждении результатов и сделанные ценные замечания.

Литература

- [1] W. Weinstein. Vacuum, 1, 3, 1954.
- [2] Р. С. Соколова, Т. Н. Крылова. Опт. и спектр., 12, 772, 1962.
- [3] Т. Н. Крылова, Р. С. Соколова. ОМП, № 9, 15, 1960.
- [4] И. Н. Шкляревский, Г. Зартов. ЖПС, 25, 744, 1976.
- [5] И. Н. Шкляревский, В. И. Храмцова, ЖПС, 25, 1122, 1976.
- [6] И. Н. Шкляревский, В. И. Храмцова. ЖПС, 28, 513, 1978.
- [7] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М., 1970.
- [8] В. Д. Введенский, А. А. Метельников, Е. Г. Столов, Ш. А. Фурман. ОМП, № 11, 31, 1980.

Поступило в Редакцию 25 февраля 1982 г.