

Существенно отметить, что оба спутника: и «Молния-1», и «Прогноз-3» — находились в областях космического пространства, где геомагнитным обрезанием для регистрируемых приборами протонов и ядер космических лучей ($E \geq 500$ МэВ/нуклон) можно пренебречь. Поэтому возрастание 2.I 1974 г., зарегистрированное на ИСЗ «Молния-1», не может быть связано с генерацией тяжелых ядер на Солнце, и вопрос о его природе остается открытым.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Сыроватский С. И. Астрон. журн., 1966, 43, с. 340; ЖЭТФ, 1966, 50, с. 1133. [2] Biswas S., Fichtel C. E. Space Sci. Rev., 1965, N 4, p. 15. [3] Корчак А. А., Сыроватский С. И. ДАН СССР, 1958, 122, с. 792. [4] Сыроватский С. И. В кн.: Ядерная химия. М.: Наука, 1965, с. 74. [5] Mogro-Campero A., Simpson J. A. Ap. J. 1972a, 157, L 5; Ap. J. 1972b, 177, L 39. [6] Dietrich W. F., Simpson J. A. Ap. J., 1978, 225, L 41. [7] Курносова Л. В. и др. Тр. ФИАН, 1970, 46, с. 226. [8] Курносова Л. В. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 40, № 3, с. 565. [9] Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматгиз, 1959. [10] Блюдов В. А. и др. Геомагнетизм и аэрономия, 1973, 13, № 6, с. 1029.

Поступила в редакцию
24.09.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 535.417

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

А. В. Тихонравов

(кафедра математики)

Диэлектрические зеркала на металлической подложке широко используются на практике [1—3]. Однако подробного теоретического исследования их до сих пор не было сделано. В данной работе проводится исследование таких зеркал вблизи центральной длины волны зеркала с учетом поглощения в диэлектрических слоях; показано, что кроме традиционного использования в качестве высокоотражающих покрытий такие системы могут быть применены для решения и другой чрезвычайно важной задачи — создания селективных поглотителей волновой энергии.

Рассмотрим сначала в общем виде систему, состоящую из многослойного диэлектрического покрытия, нанесенного на поверхность металлической подложки с комплексным показателем преломления $\tilde{n} = n + ik$. Показатель преломления внешней среды, из которой падает волна, обозначим n_0 . Пусть r_1, t_1, r_1', t_1' — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания диэлектрического покрытия, рассчитанные в предположении, что обе обрамляющие его среды имеют одинаковые показатели преломления n_0 (штрихи относятся к амплитудным коэффициентам для волны, падающей на покрытие в обратном направлении), r, t — амплитудные коэффициенты этого же покрытия на металлической подложке. Используя общие свойства спектральных коэффициентов [4], нетрудно показать, что

$$r = \frac{r_1 + \rho(t_1 t_1' - r_1 r_1')}{1 - \rho r_1'} \quad (1)$$

где $\rho = (n_0 - \bar{n}) / (n_0 + \bar{n})$ — коэффициент отражения от границы внешней среда — металлическая подложка.

Пусть сначала диэлектрическое покрытие — непоглощающее. Обозначим $R = |r_1|^2 = |r_1'|^2$, $\varphi = \arg r_1$, $\varphi' = \arg r_1'$, $R_0 = |\rho|^2$, $\alpha = \arg \rho$. Учитывая, что $\arg t_1 = \arg t_1'$ и $2\arg t_1 = \pi + \varphi + \varphi'$ [4], выражение (1) можно записать в виде

$$r = \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_0} e^{i(\alpha + \varphi')}}{1 - \sqrt{R_1 R_0} e^{i(\alpha + \varphi')}} e^{i\varphi}, \quad (2)$$

откуда для энергетического коэффициента отражения от непоглощающего покрытия на металле $R = |r|^2$ получаем формулу

$$R = 1 - \frac{(1 - R_1)(1 - R_0)}{1 + R_1 R_0 - 2\sqrt{R_1 R_0} \cos(\alpha + \varphi')}, \quad (3)$$

где $\alpha = \pi + \arctg \frac{2\kappa n_0}{\kappa^2 + n^2 - n_0^2}$. Заметим, что поскольку обычно $\kappa \gg n$ и $\kappa \gg n_0$, то $\alpha - \pi \cong 2n_0/\kappa$, т. е. значение α близко к π .

Применим эти формулы для исследования коэффициента отражения от четвертьволновых диэлектрических зеркал с чередующимися показателями преломления n_H и n_L ($n_L < n_H$) на металлической подложке вблизи центральной длины волны λ_0 основной области отражения. Для них (см. [5]) в выполняющемся с высокой точностью первом приближении по $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ R_1 не зависит от λ , а φ' уменьшается линейно по λ . Будем предполагать, что вблизи λ_0 дисперсия показателя преломления металла мала, так что R_0 и α можно считать постоянными. Тогда от λ в (3) зависит только φ' . Максимальная величина R достигается при $\cos(\alpha + \varphi') = -1$, а минимальная — при $\cos(\alpha + \varphi') = 1$. В зависимости от структуры диэлектрического зеркала вблизи λ_0 выполняется одно из этих условий. Если к металлической подложке примыкает слой с низким показателем преломления, то $\varphi' \cong \{-\pi n_H n_L / [n_0(n_H - n_L)]\} \Delta\lambda$ [5]. Поэтому при

$$\lambda \cong \lambda_0 \left[1 + \frac{n_0(n_H - n_L)}{\pi n_H n_L} \arctg \frac{2\kappa n_0}{\kappa^2 + n^2 - n_0^2} \right] \quad (4)$$

выполняется равенство $\cos(\alpha + \varphi') = -1$ и $R = R_{\max}$. Такой коэффициент отражения может быть очень высок. Пусть, например, $R_0 = R_1 = 0.9$. Тогда $R_{\max} > 0.997$. Величина R во всей остальной области отражения почти столь же велика.

Пусть теперь к металлической подложке примыкает слой с высоким показателем преломления. Тогда [5] $\varphi' \cong \pi - \pi[n_0 / (n_H - n_L)](\Delta\lambda/\lambda_0)$ и при

$$\lambda_a \cong \lambda_0 \left(1 + \frac{n_H - n_L}{\pi n_0} \arctg \frac{2\kappa n_0}{\kappa^2 + n^2 - n_0^2} \right) \quad (5)$$

будет выполняться равенство $\cos(\alpha + \varphi') = 1$. В соответствующей точке коэффициент отражения минимален и равен R_{\min} .

Заметим, что величина R_{\min} может быть очень мала. Так, при $R_1 = R_0$ R_{\min} вообще обращается в ноль. Это означает, что вблизи λ_0 в спектральной кривой отражения в случае, когда к подложке примыкает слой с n_H , возможны глубокие провалы. Как показано ниже, этот эффект может быть положен в основу разработки селективных поглотителей волновой энергии. Для зеркал же он явно нежелателен. Поэто-

му в конструкции диэлектрических зеркал на металлической подложке необходимо, чтобы к последней примыкал слой с низким показателем преломления. Этот факт неоднократно отмечался в литературе [1, 2], однако без какого-либо теоретического обоснования.

Рассмотрим теперь только такие зеркала и исследуем влияние на их коэффициент отражения малого поглощения в диэлектрических слоях. Пусть поглощение характеризуется малыми величинами χ_L и χ_H , входящими в комплексные показатели преломления слоев $n_L + i\chi_L$ и $n_H + i\chi_H$. Воспользуемся снова выражением (1) и преобразуем его при λ , близких к λ_0 , считая $\Delta\lambda/\lambda_0$, χ_L/n_L и χ_H/n_H малыми величинами одного порядка малости.

В первом приближении влияния отклонения λ от λ_0 и наличия χ на спектральные характеристики независимы и амплитудные коэффициенты диэлектрического зеркала могут быть представлены в виде [5]

$$t_1 \cong \sqrt{T_1} e^{i\psi} [1 - s(\chi)], \quad r_1 \cong \sqrt{R_1} e^{i\varphi} [1 - p(\chi)],$$

где R_1 и $T_1 = 1 - R_1$ — значения энергетических коэффициентов отражения и пропускания на центральной длине волны λ_0 без учета поглощения, ψ и φ — фазы t_1 и r_1 без учета поглощения, а через $s(\chi)$ и $p(\chi)$ обозначены члены первого порядка малости, связанные с наличием поглощения. Конкретный вид $p(\chi)$ будет указан ниже. В аналогичном виде представляются t_1' и r_1' .

Используя эти представления, учитывая фазовые соотношения между ψ , φ и φ' и сохраняя в преобразованиях только члены первого порядка малости, получим, что

$$t_1 t_1' - r_1 r_1' = T_1 e^{i2\psi} [1 - s(\chi) - s'(\chi)] + R_1 e^{i2\varphi} [1 - p(\chi) - p'(\chi)].$$

Поскольку T_1 — малая величина, пренебрежем в дальнейшем произведениями T_1 на члены первого порядка малости. Тогда, подставляя это выражение и представления для r_1 и r_1' в (1) и учитывая еще раз фазовые связи, находим

$$r = \frac{\sqrt{R_1} [1 - p'(\chi)] - R_0 e^{i(\alpha + \varphi')} [1 - p(\chi) - p'(\chi)]}{1 - \sqrt{R_1 R_0} e^{i(\alpha + \varphi')} [1 - p'(\chi)]}. \quad (6)$$

Далее еще упростим (6) при $\alpha + \varphi' = \pi$, т. е. в точке λ , положение которой определяется из (4) и в которой при $\chi_L = \chi_H = 0$ коэффициент отражения максимален. Переходя к энергетическому коэффициенту отражения и пренебрегая членами порядка малости выше первого, а также произведениями T_1 на члены первого порядка малости, после несложных выкладок получаем

$$R|_{\lambda=\lambda_m} = |r|_{\lambda=\lambda_m}^2 \cong R_{\max} - 2p(\chi). \quad (7)$$

Конкретный вид $p(\chi)$ в (7) определяется порядком следования слоев с высоким и низким показателем преломления. Если показатель преломления внешнего слоя n_L , то $p(\chi) = \pi(\chi_H n_L^2 + \chi_L n_H^2) / [n_0(n_H^2 - n_L^2)]$, если же n_H , то $p(\chi) = \pi n_0(\chi_L + \chi_H) / (n_H^2 - n_L^2)$ [5].

Как правило, $n_0 = 1$, $n_L^2 = 2-3$, $n_H^2 = 4-6$, поэтому во втором случае снижение отражения за счет поглощения существенно меньше, чем в первом. Таким образом, диэлектрические зеркала на металле должны содержать четное число слоев и иметь примыкающий к подложке слой с низким показателем преломления. Как показывает проведенное исследование, основным препятствием к получению очень высоких значений коэффициента отражения является поглощение в диэлектрических слоях.

Вернемся теперь к случаю, когда к металлической подложке при-
мыкает слой зеркала с высоким показателем преломления, и рассмот-
рим возможность использования таких систем в качестве селективных
поглотителей волновой энергии. Разработка новых типов селективных
поглотителей для ИК- и оптической областей спектра является акту-
альной задачей в связи с их многочисленными применениями [6].

Рассмотрим снова выражение (2), т. е. начнем со случая, когда
поглощение в диэлектрическом зеркале отсутствует. Из (2) следует,
что при выполнении условий

$$1) R_1 = R_0; \quad 2) \varphi' = -\alpha \pmod{2\pi} \quad (8)$$

отражение от многослойной системы в целом отсутствует. При этом
вся падающая энергия поглощается в металлической подложке.

Условия (8) — это, по сути дела, условия согласования отражаю-
щего металлического слоя с внешним пространством, из которого па-
дает излучение. Второе, фазовое условие согласования выполняется
точно на определенной длине волны λ_a вблизи λ_0 (λ_a назовем рабочей
длиной волны поглотителя). С достаточной точностью λ_a определяется
по формуле (5).

Первое равенство в (8) обычно удается выполнить лишь прибли-
женно. Поэтому какая-то часть энергии будет теряться на отражение.
Учитывая выражение для R_0 и выполняющиеся с высокой точностью
приближенные выражения для R_1 [5], находим, что для лучшего вы-
полнения первого, амплитудного условия согласования число слоев
согласующего зеркала и их показатели преломления n_L и n_H должны
быть выбраны так, чтобы с наибольшей точностью выполнялось равен-
ство $(n_L/n_H)^{2N} \cong n_0 n / [(n_0 + n)^2 + \kappa^2]$ при числе слоев $2N$ или равенство
 $(n_0/n_H^2) (n_L/n_H)^{2N} \cong n / [(n_0 + n)^2 + \kappa^2]$ при числе слоев $2N + 1$.

Эти соотношения служат основой для конструирования многослой-
ного поглотителя на металлической подложке.

Проведем теперь более детальный анализ, который позволит опре-
делить спектральные свойства такого поглотителя вблизи рабочей дли-
ны волны λ_a при неточном выполнении амплитудного условия согласо-
вания и с учетом поглощения в слоях диэлектрического зеркала. Вос-
пользуемся для этого формулой (6). Будем считать малыми величи-
нами одного порядка: отклонения λ_a от λ_0 и λ от λ_a , χ_L , χ_H , T_1 и $T_0 =$
 $= 1 - R_0$. Отметим, что при этих предположениях малой величиной бу-
дет и $\Delta\varphi'(\lambda) = \varphi'(\lambda) - \varphi'(\lambda_0)$. Поэтому в (6) можно приближенно поло-
жить $e^{i(\alpha + \varphi')} = 1 + i \Delta\varphi'$.

Пренебрегая в числителе и знаменателе (6) всеми произведениями
малых членов и переходя затем к энергетическому коэффициенту отра-
жения, получим

$$R(\lambda) = \frac{[T_0 - T_1 + 2p'(\chi)]^2 + 4[\Delta\varphi'(\lambda)]^2}{[T_0 + T_1 + 2p'(\chi)]^2 + 4[\Delta\varphi'(\lambda)]^2}.$$

Входящие в это выражение величины $p'(\chi)$ и $\Delta\varphi'(\lambda)$ определяют-
ся по формулам [5]

$$p'(\chi) = \pi \frac{n_0(\chi_L + \chi_H)}{n_H^2 - n_L^2}, \quad \Delta\varphi'(\lambda) = -\frac{\pi n_0}{\lambda_0(n_H - n_L)}(\lambda - \lambda_a).$$

Обозначим $k = T_2/T_1$, $x = 2p'(\chi)/T_1$, $y(\lambda) = 2\Delta\varphi'(\lambda)/T_1$. При этих обозна-
чениях общий коэффициент поглощения в металлической подложке и
слоях диэлектрического зеркала, равный $1 - R$, может быть записан

в виде

$$A = 1 - R = \frac{4(k+x)}{(1+k+x)^2 + y^2(\lambda)}. \quad (9)$$

Величина A достигает максимального значения $A_{\max} = 4(k+x)/(1+k+x)^2$ при $y(\lambda) = 0$, т. е. в точке λ_a . Само A_{\max} будет тем больше, чем ближе k к $1-x$. Таким образом, с учетом поглощения в слоях первое (амплитудное) условие согласования должно быть заменено на условие $T_1 = T_0 + 2p'(\chi)$.

T_1 мало, поэтому $y^2(\lambda)$ быстро возрастает с отклонением λ от λ_a и спектральная зависимость $A(\lambda)$ имеет ярко выраженный резонансный характер. Полуширина линии поглощения $\delta\lambda$ определяется условием $|y| = 1+k+x$, откуда для $\delta\lambda$ получаем выражение

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0(n_H - n_L)}{2\pi n_0} \left[T_0 + T_1 + 2\pi \frac{n_0(\chi_L + \chi_H)}{n_H^2 - n_L^2} \right].$$

Выражение (9) описывает коэффициент поглощения во всей многослойной системе в целом. Более детальный анализ позволяет определить отдельно доли энергии, поглощенной в зеркале — $A_z(\lambda)$ и в подложке — $A_{\text{п}}(\lambda)$. Они равны

$$A_z(\lambda) = \frac{4x}{(1+k+x)^2 + y^2(\lambda)}, \quad A_{\text{п}}(\lambda) = \frac{4k}{(1+k+x)^2 + y^2(\lambda)}.$$

Поскольку $x/k = 2p'(\chi)/T_0$, отсюда следует вывод, что поглощение между диэлектрическим зеркалом и подложкой распределяется в той же пропорции, в какой связаны значения поглощения в отдельно взятых диэлектрическом зеркале и в металлическом слое.

Сравнительные расчеты по точным формулам на ЭВМ показывают, что приведенные выше выражения с хорошей точностью описывают спектральные свойства рассматриваемого поглотителя вблизи рабочей длины волны λ_a . Таким образом, диэлектрические зеркала на металле, представляющие собой легко реализуемую на практике многослойную систему, могут быть использованы для решения важной задачи создания селективных поглотителей волновой энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Young L. Appl. Opt., 1963, 2, N 4, p. 445. [2] Park K. C. Appl. Opt., 1964, 3, N 7, p. 877. [3] Sparks M., Flannery M. J. Opt. Soc. Am., 1979, 69, N 7, p. 993. [4] Кард П. Г. Анализ и синтез интерференционных пленок. Таллин, 1971. [5] Клементьева А. Ю., Тихонравов А. В. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, 19, № 3, с. 75. [6] Пирогов Ю. А., Тихонравов А. В. VII Всесоюз. симпози. по дифракции и распростр. волн. Тезисы докладов. М., 1977, т. 3, с. 298.

Поступила в редакцию
29.12.81