УДК 621.372

А. В. Козарь
В. С. Колесников
Ю. А. Пирогов

О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА ИМПЕДАНСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ АНАЛИЗА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ С ПОГЛОЩЕНИЕМ

Методом импедансных характеристик проведен расчет многослойного интерференционного поглотителя (МИП) волновой энергии — системы, предназначенной для обеспечения полного поглощения падающей энергии в тонком слое слабопоглощающего материала (рабочем слое). Найдено условие резонансного (практически полного) поглощения в зависимости от параметров рабочего слоя и параметров многослойной структуры для различных модификаций МИП, определена ширина полосы поглощения. Рассмотрено влияние на основные характеристики МИП малых потерь в слоях, составляющих обрамляющие наборы.

Многослойные структуры широко используются в физике и технике для создания интерференционных фильтров [1, 2], высокоэффективных отражателей [3, 4] и поглотителей волновой энергии [5], просветляющих (в оптике) и согласующих (в радиофизике и акустике) устройств [4, 6—9]. Для расчета многослойных интерференционных систем в оптике успешно применяется матричная методика, получившая свое развитие, например в работах [4, 10, 11]. Однако в некоторых случаях более удобным аппаратом для описания многослойных структур с поглощением может служить менее развитый для данных целей метод импедансных характеристик, берущий начало в теории цепей. В отличие от матричного, в его основе лежат операции не с абсолютными значениями напряженностей электрического и магнитного полей, а с относительной величиной, равной отношению их поперечных составляющих, что, например, существенно облегчает задачу распространения волн в волноводах [7, 8]. Более того, отвлекаясь от конкретной природы импеданса (будь то импеданс, определенный отношением поперечных составляющих векторов электрического и магнитного полей, или отношением давления к нормальному компоненту скорости частиц среды, как это делается в акустике, и т. п.), с позиций метода импедансных характеристик можно говорить о наиболее общих закономерностях процессов в многослойных средах [6].

При анализе и синтезе многослойных систем весьма важным является учет потерь в слоях структуры, причем если в случае фильтров, отражателей, просветляющих систем учет потерь дает лишь поправочные эффекты [12], то для поглотителей волновой энергии потери, естественно, играют решающую роль.

В данной работе в качестве иллюстрации применения метода импедансных характеристик проводится расчет многослойного интерференционного поглотителя (МИП) волновой энергии — системы, предназначенной для полного поглощения падающей энергии в одном определенном (рабочем) слое слабопоглощающего материала малой (порядка длины волны) толщины, помещенного между двумя определенной конструкции наборами слоев различных материалов. Для различных модификаций МИП находится условие резонансного поглощения, определяется ширина полосы поглощения. Рассматривается влияние на характеристики МИП потерь в слоях, составляющих обрамляющие наборы (в данной задаче они являются паразитными и имеют, как правило, значения на 2—3 порядка меньше, чем потери в рабочем слое).

Общая постановка задачи. Многослойная структура представляет собой набор общим числом N плоскопараллельных пластин. Пронумеруем ее сечения так, как показано на рис. 1. Слой справа от сечения под индексом j будем характеризовать комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_j = \varepsilon_j' + i\varepsilon_j''$. Волновое сопротивление слоя с ε_j, нормированное на волновое сопротивление свободного пространства $\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ (далее всюду будем иметь в виду нормированные таким же образом волновые сопротивления и входные импедансы), обозначим через $z_{\varepsilon j}$.

Обозначив через z_j входной импеданс в j-том сечении, будем для него иметь [6]:

$$z_j = z_{\varepsilon j} \frac{z_{j-1} + z_{\varepsilon j} \operatorname{th} \gamma_j x_j}{z_{\varepsilon j} + z_{j-1} \operatorname{th} \gamma_j x_j}, \tag{1}$$

где γ_j — постоянная распространения волны в слое с ε_j, а x_j — его толщина.

Если положить входные импедансы в j-том и $(j-1)$-м сечениях

$$z_j = g_j/nh_j \text{ и } z_{j-1} = g_{j-1}/nh_{j-1}$$

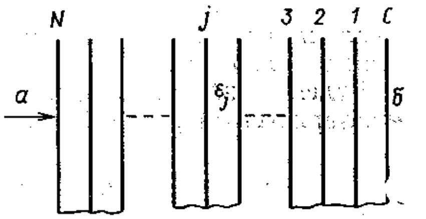

Рис. 1. *а*, *б*-среды слева и справа от многослойной структуры; стрелка указывает направление падения волны

соответственно, где $1/n$ — волновое сопротивление пространства справа от многослойной структуры, то справедливо соотношение

$$\begin{pmatrix} g_j \\ h_j \end{pmatrix} = \widehat{M}_j \begin{pmatrix} g_{j-1} \\ h_{j-1} \end{pmatrix}, \tag{1'}$$

а компоненты квадратной матрицы $\widehat{M}_j$, характеризующей j-тый слой, легко найти, сравнивая (1′) и (1).

Задавая входной импеданс на правой границе многослойной структуры z_0, по формуле (1′) находим входной импеданс всей системы z_N. Если слева и справа от многослойной системы находится среда с волновым сопротивлением $1/n$, амплитудный коэффициент отражения Γ будет

$$\Gamma = \frac{g_N - h_N}{g_N + h_N}. \tag{2}$$

Выражение для коэффициента пропускания многослойной системы [6], записанное в вышеприведенных обозначениях, имеет вид

$$T = \prod_{j=0}^{N} \frac{g_j + h_j n_j}{g_j + h_j n_{j+1}} e^{-\gamma_{j+1} x_{j+1}}, \tag{3}$$

где $n_j = z_{\varepsilon j} n$.

Воспользовавшись формулами (2), (3) по формуле

$$A = 1 - \Gamma\Gamma^* - TT^*, \tag{4}$$

где знак * здесь и далее означает комплексное сопряжение, легко найти коэффициент поглощения по мощности.

МИП в прямоугольном волноводе. Дальнейший анализ проведем для конкретного случая, переход к которому отнюдь не ограничивает общности рассмотрения. Положим, что многослойная структура при полном поперечном заполнении помещена в прямоугольный волновод, возбуждаемый на основном типе колебаний H_{10}. Тогда выражения для $z_{\varepsilon j}$ и γ_j [7] примут конкретный вид:

$$z_{\varepsilon j} = c_j + id_j; \quad \gamma_j = \alpha_j + i\beta_j, \tag{5}$$

где

$$c_j = \left[\frac{\sqrt{\Lambda_j^2 + \varepsilon_j''^2} + \Lambda_j}{2(\Lambda_j^2 + \varepsilon_j''^2)}\right]^{1/2}, \quad d_j = \left[\frac{\sqrt{\Lambda_j^2 + \varepsilon_j''^2} - \Lambda_j}{2(\Lambda_j^2 + \varepsilon_j''^2)}\right]^{1/2},$$

$$\beta_j = \frac{2\pi}{\lambda} c_j (\Lambda_j^2 + \varepsilon_j''^2)^{1/2}, \quad \alpha_j = \frac{2\pi}{\lambda} d_j (\Lambda_j^2 + \varepsilon_j''^2)^{1/2}, \quad \Lambda_j = \varepsilon_j' - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2,$$

λ — длина волны в свободном пространстве, $\lambda_{\text{кр}}$ — критическая длина волны в волноводе.

Будем также считать, что рабочий слой оптической толщины $\lambda_b/2$, характеризуемый $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, помещен между двумя наборами диэлек-

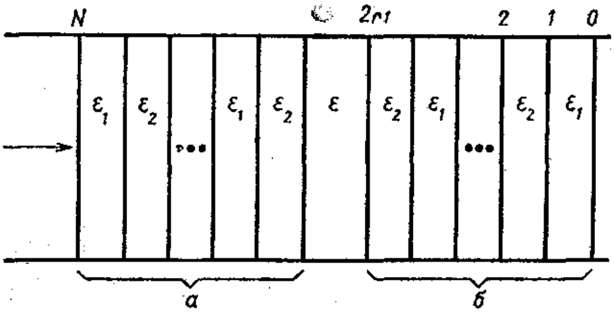

Рис. 2. *а* — набор $2r2$ слоев, *б* — набор $2r1$ слоев, стрелкой указана падающая энергия

трических слоев с оптической толщиной $\lambda_b/4$. Под λ_b имеется в виду длина волны в волноводе при вакуумном его заполнении, соответствующая некоторой определенной длине волны λ_0 в свободном пространстве. Каждый набор составим таким образом, чтобы слои с ε_1 и ε_2 попарно чередовались и к рабочему слою слева и справа примыкали слои с меньшим ε (пусть, например, $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$). Положим также, что слева и справа от МИП находится волновод при вакуумном заполнении, а число слоев в обрамляющих наборах четно и обозначено через $2r1$ и $2r2$. Тогда система принимает вид, изображенный на рис. 2.

Считая потери во всех слоях малыми, введем малые величины

$$\chi = \frac{|\varepsilon''|}{2\Lambda}, \quad \chi_1 = \frac{|\varepsilon_1''|}{2\Lambda_1}, \quad \chi_2 = \frac{|\varepsilon_2''|}{2\Lambda_2},$$

где

$$\Lambda = \varepsilon' - c, \quad \Lambda_1 = \varepsilon_1' - c, \quad \Lambda_2 = \varepsilon_2' - c, \quad c = (\lambda_0/\lambda_{\text{кр}})^2.$$

Последующее рассмотрение проведем для λ, отличающейся от λ_0 тем, что $\lambda = \lambda_0(1+\delta)$, где δ — условно малая величина, по порядку не больше, чем χ.

Раскладывая компоненты матриц $\hat{M}_j$ по малому параметру χ в ряд с точностью до членов второго порядка малости с помощью формул (1) и (5), формулы (1′)—(3) можно значительно упростить.

Входной импеданс в нулевом сечении равен $z_0 = g_0/nh_0$, где $g_0 = 1$' $n = \sqrt{1-c}$, $h_0 = \sqrt{1 - c\delta(2+\delta)/(1-c)}$.

По формуле (1′) после несложных преобразований для входного импеданса в $2r1$-ом сечении z_{2r1} получаем

$$\sqrt{1-a^2}(-1)^{r1}\begin{pmatrix} g_{2r1} \\ h_{2r1}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} kU_{r1} - U_{r1-1} + \Phi' & lU_{r1} \\ mU_{r1} & pU_{r1} - U_{r1-1} + \Phi''\end{pmatrix}\begin{pmatrix} g_0 \\ h_0\end{pmatrix}, \tag{6}$$

где U_r — полиномы Чебышева второго рода порядка r от аргумента $a = \frac{1}{2}(k+p)$: $U_r = \sin(r \arccos a)$, где, в свою очередь,

$$k = \sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}}\left[1 + i(\chi_2 - \chi_1) + \delta c\frac{\Lambda_1 - \Lambda_2}{\Lambda_1\Lambda_2}\right] + K_2;$$

$$l = \frac{\pi n}{2}\left[\frac{\chi_1}{\sqrt{\Lambda_2}} + \frac{\chi_2}{\sqrt{\Lambda_1}} - i\delta\left(\frac{\Delta_1}{\sqrt{\Lambda_2}} + \frac{\Delta_2}{\sqrt{\Lambda_1}}\right)\right] + L_2;$$

$$\Delta_1 = 1 + \frac{c}{\Lambda_1}; \quad \Delta_2 = 1 + \frac{c}{\Lambda_2};$$

$$m = \frac{\pi}{2n}[\chi_1\sqrt{\Lambda_2} + \chi_2\sqrt{\Lambda_1} - i\delta(\Delta_1\sqrt{\Lambda_2} + \Delta_2\sqrt{\Lambda_1})] + M_2;$$

$$p = \sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda_1}}\left[1 + i(\chi_1 - \chi_2) - \delta c\frac{\Lambda_1 - \Lambda_2}{\Lambda_1\Lambda_2}\right] + P_2.$$

Величины K_2, L_2, M_2, P_2 есть величины порядка χ^2, т. е. $O(\chi^2)$, а Φ' и Φ'' есть $U_{r1}O(\chi^2)$. Точно так же нетрудно найти связь между парами значений g_{2r1+1}, h_{2r1+1} и g_{2r1}, h_{2r1}; g_N, h_N и g_{2r1+1}, h_{2r1+1}.
А именно:

$$\begin{pmatrix} g_{2r1+1} \\ h_{2r1+1}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - i\theta\delta_3' & n_3[\theta - i\delta_3'(1+\delta_3'')] \\ \frac{1}{n_3}[\theta - i\delta_3'(1+\delta_3'')] & 1 - i\theta\delta_3'\end{pmatrix}\begin{pmatrix} g_{2r1} \\ h_{2r1}\end{pmatrix}; \tag{7}$$

$$\sqrt{1-a^2}(-1)^{r2}\begin{pmatrix} g_N \\ h_N\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} pU_{r2} - U_{r2-1} + \tilde{\Phi}'' & lU_{r2} \\ mU_{r2} & kU_{r2} - U_{r2-1} + \tilde{\Phi}'\end{pmatrix}\begin{pmatrix} g_{2r1+1} \\ h_{2r1+1}\end{pmatrix}. \tag{8}$$

Здесь $\delta_3' = \pi\delta\Delta_3$, $\Delta_3 = 1 + \frac{c}{\Lambda}$, $\theta = \operatorname{th}\pi\chi$, $n_3 = n/\sqrt{\Lambda}$
δ_3'' — малая величина порядка δ; $\tilde{\Phi}'$, $\tilde{\Phi}''$ — величины, равные $U_{r2}O(\chi^2)$.

Таким образом, при помощи (6)—(8) можно с достаточной степенью точности определить значения величин g_N, h_N. По формуле (3) для коэффициента пропускания системы имеем

$$|T|^2 = \frac{4t}{(g_N + h_N)(g_N^* + h_N^*)}, \tag{9}$$

где $t = 1 + O(\chi^2)$.
С помощью (4) легко получить для коэффициента поглощения системы

$$A = 2\frac{g_N h_N^* + g_N^* h_N - 2t}{(g_N + h_N)(g_N^* + h_N^*)}. \tag{10}$$

Окончательные выражения для g_N и h_N получаются из (6)—(8), и в результате их подстановки (10) принимает вид

$$A=\frac{4\xi(1+\eta)}{[(1+\eta)\xi+1+\Pi]^2+(\xi\varphi)^2}, \tag{11}$$

где

$$\xi=\frac{\theta}{n_3}\left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}\right)^{r2},\quad \Pi=\left(\frac{\Lambda_2}{\Lambda_1}\right)^{\frac{r1-r2}{2}},\quad \eta=\frac{\pi}{2B\theta}\left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}}\chi_2+\sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}}\chi_1\right),$$

$$B=\frac{\Lambda_1-\Lambda_2}{2\Lambda_1\Lambda_2},\quad \varphi=-\frac{\pi\delta}{2B\theta}\left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}}\Delta_2+\sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}}\Delta_1+2B\Delta_3\right).$$

В последних соотношениях учитываются лишь наибольшие по величине члены и опускаются слагаемые большего порядка малости.

В случае симметричной системы ($r2=r1$) поглощение в ней достигает максимального значения на длине волны λ_0 при выполнении усло-

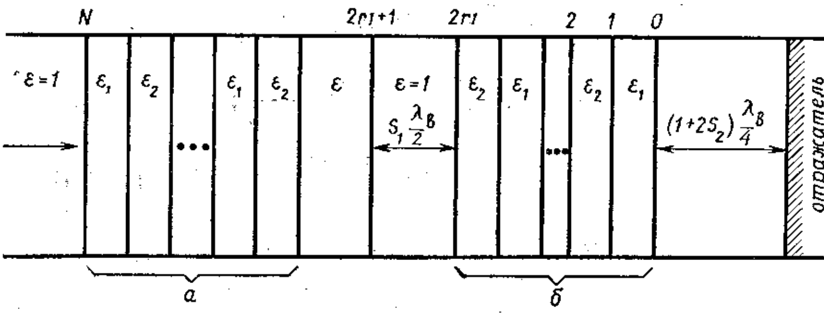

Рис. 3. Обозначения те же, что на рис. 2

вия $\xi(1+\eta)=2$ и равняется при этом $A_{\max}=1/2$. При увеличении числа слоев справа от рабочего в случае отсутствия потерь в слоях, образующих обрамляющие наборы, можно добиться полного поглощения в рабочем слое МИП волновой энергии, так как при $\Pi\to 0$, $\chi_1=\chi_2=0$ и выполнении условия резонансного поглощения $\xi=1$ из (11) следует: $A\approx 1-\Pi$. Ширина полосы поглощения определяется шириной резонансной кривой поглощения на уровне $\frac{1}{2}A_{\max}$. Опуская в знаменателе правой части члены порядка малости χ, для ширины полосы поглощения $\Delta\lambda/\lambda_0$ имеем

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}=4B\chi(2+\eta)\left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}}\Delta_2+\sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}}\Delta_1+2B\Delta_3\right)^{-1}. \tag{12}$$

Большой интерес представляет собой случай, когда справа от первого набора слоев находится идеальный отражатель с коэффициентом отражения —1 в широком диапазоне длин волн. Общая конструкция такого рода систем показана на рис. 3. Для входного импеданса в нулевом сечении $z_0=g_0/nh_0$ имеем

$$g_0=i;\quad h_0=\delta=(1+2S_2)\frac{\pi}{2}\delta\Delta_0(1+\delta''),\quad \Delta_0=1+c/n^2;$$

δ'' — малая величина порядка δ.

Зависимость g_{2r1}, h_{2r1} от g_0, h_0 и g_N, h_N от g_{2r1+1}, h_{2r1+1} дается соотношениями (6) и (8) соответственно, в то время как зависимость g_{2r1+1}, h_{2r1+1} от g_{2r1}, h_{2r1}, в отличие от (7), имеет вид

$$\begin{pmatrix} g_{2r1+1} \\ h_{2r1+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - i\theta\delta_3' & n_3[\theta - i\delta_3'(1+\delta_3'')] \\ \frac{1}{n_3}[\theta - i\delta_3'(1+\delta_3'')] & 1 - i\theta\delta_3' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -i\widehat{\delta} \\ -i\widehat{\delta} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_{2r1} \\ h_{2r1} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где $\widehat{\delta} = \pi S_1 \Delta_0 \delta (1+\delta'')$.

В результате преобразований, аналогичных проведенным для первого примера, найдем

$$A = \frac{4\xi(1+\eta)}{[(1+\eta)\xi+1]^2+(\xi\varphi)^2}, \quad (14)$$

где

$$\xi = \frac{\theta}{n_3}\left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}\right)^{r2}; \quad \eta = \frac{2F^2-1}{4B\chi F^2}\left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}}\chi_2 + \sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}}\chi_1\right); \quad F^2 = \left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}\right)^{r1};$$

$$\varphi = -\frac{\delta}{2B\chi}\left[\left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}}\Delta_2 + \sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}}\Delta_1\right)\left(1-\frac{1}{2F^2}\right) + \frac{\delta_3' B}{\pi\delta} + \right.$$
$$\left. + \frac{\widehat{\delta} B n_3}{\pi\delta} + \frac{\widehat{\delta} B n_3}{\pi\delta F^2}\right].$$

Из полученной формулы для A видно, что максимальный коэффициент поглощения $A_{\max}=1$ имеет место при $\xi(1+\eta)=1$, т. е. при выполнении равенства

$$\frac{\theta}{n_3}\left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}\right)^{r2}(1+\eta) = 1, \quad (15)$$

являющегося, очевидно, условием максимального поглощения на длине волны λ_0. Ширина полосы поглощения в этом случае определится из равенства $|\varphi| = 2(1+\eta)$.

Когда требуется поглотить всю падающую на МИП энергию именно в рабочем слое, наборы следует составлять из пластин со сколь возможно малыми потерями. Без учета потерь в обрамляющих слоях условие максимального поглощения записывается как $\xi=1$, и учет потерь в наборах дает лишь поправки

$$A_{\max} = \frac{4(1+\eta)}{(2+\eta)^2}; \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 4\chi(2+\eta)\left[\frac{2F^2-1}{2BF^2}\left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}}\Delta_2 + \sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}}\Delta_1\right) + \right.$$
$$\left. + 2\Delta_3 + (1+2S_2)\frac{\Delta_0 n}{\sqrt{\Lambda}F^2} + 2S_1\frac{\Delta_0 n}{\sqrt{\Lambda}}\right]^{-1}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что при увеличении числа слоев в первом наборе полоса поглощения и $A_{\max}$ существенно не изменяются.

Возможность в довольно широких пределах изменять ширину полосы поглощения МИП при достаточно высоких $A_{\max}$ возникает в системе, аналогичной только что рассмотренной (см. рис. 3), в которой слои первого набора с ε_1 заменены слоями с ε_2 и наоборот. В этом случае для z_{2r1} нетрудно получить равенство

$$\sqrt{1-a^2}(-1)^{r1}\begin{pmatrix} g_{2r1} \\ h_{2r1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} pU_{r1} - U_{r1-1} + \Phi'' & lU_{r1} \\ mU_{r1} & kU_{r1} - U_{r1-1} + \Phi' \end{pmatrix}\begin{pmatrix} g_0 \\ h_0 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где все величины в (17) и (6) одни и те же. Связь между g_N, h_N и g_{2r1}, h_{2r1} дается (13) и (8). После преобразований по этим формулам получаем для A выражение, аналогичное (14):

$$A=\frac{4\xi(1+\eta)}{[(1+\eta)\xi+1]^2+(\xi\varphi)^2}.$$

Но, в отличие от второго рассмотренного примера,

$$\xi=\frac{\theta}{n_3}\left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}\right)^{r2};\quad \eta=\frac{\pi F^2}{2B\theta}\left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}}\chi_2+\sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}}\chi_1\right);\quad F^2=\left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}\right)^{r1};$$

$$\varphi=-\frac{\pi\delta}{2B\theta}\left\{2B\left(\Delta_3+S_1\frac{\Delta_0 n}{\sqrt{\Lambda}}\right)+F^2\left[(1+2S_2)B\frac{\Delta_0 n}{\sqrt{\Lambda}}+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}}\Delta_2+\sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}}\Delta_1\right)\right]\right\}.$$

Величина максимального коэффициента поглощения при выполнении условия $\xi=1$, являющегося условием максимального поглощения без учета потерь в обрамляющих наборах, равна

$$A_{\max}=\frac{4(1+\eta)}{(2+\eta)^2},$$

и ширина полосы поглощения определяется равенством

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}=\frac{4\chi(2+\eta)}{2\Delta_3+2S_1\frac{\Delta_0 n}{\sqrt{\Lambda}}+F^2\left[(1+2S_2)\frac{\Delta_0 n}{\sqrt{\Lambda}}+\frac{1}{2B}\left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}}\Delta_2+\sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}}\Delta_1\right)\right]}. \tag{18}$$

Как видно из последних соотношений, применение в качестве слоев обрамляющих наборов материалов с очень малыми потерями ($\chi_1, \chi_2 \ll \chi$) делает возможным создание МИП с очень широкой перестройкой полосы поглощения и сохранением $A_{\max}\approx 1$. В этом случае число слоев во втором наборе выбирается из условия $\xi=1$ максимального поглощения, а число слоев в первом наборе выбирается в зависимости от требуемой ширины полосы поглощения исходя из (18).

Полученные формулы легко распространить на случай нормального падения плоских электромагнитных волн на многослойную систему в свободном пространстве и расчета МИП в оптическом диапазоне длин волн. Для этого достаточно положить $\lambda_{кр}\to\infty$.

Для анализа нормального распространения плоских акустических волн в слоистой среде, волновое сопротивление каждого слоя которой записывается в виде $z_{bj}=p_j/v_j$, где p_j — давление в среде, составляющей слой, а v_j — нормальный компонент скорости частиц среды, достаточно произвести подстановку вместо величины Λ_j

$$[\mathrm{Re}(p_j/v_j)]^{-2},$$

а вместо χ_j — величины, равной

$$[\mathrm{Re}(p_j/v_j)]^{-1}\,\mathrm{Im}(p_j/v_j).$$

Полученными формулами можно с успехом пользоваться для расчета МИП в акустике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ф. А. «Оптика и спектроскопия», 1970, 28, 4, 775.
2. Королев Ф. А., Клементьева А. Ю. «Оптика и спектроскопия», 1971, 31, 1, 138.
3. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М., 1958.
4. Кард П. Г. Анализ и синтез многослойных интерференционных пленок. Таллин, 1971.
5. Троицкий Ю. В. «Письма в ЖЭТФ», 1970, 11, 281.
6. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., 1973.
7. Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот. М., 1970.
8. Альтман Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот. М., 1968.
9. Гребенщиков И. В., Власов А. Г., Непорент Б. С., Суйковская Н. В. Просветление оптики. М., 1946.
10. Abeles F. Ann. de Physique. Paris, 1950.
11. Бернинг П. Х. — В сб.: Физика тонких пленок, т. 1. М., 1967.
12. Тихонравов А. В., Клементьева А. Ю. «Оптика и спектроскопия», 1974, 37, 4, 770.

Поступила в редакцию
3.6 1977 г.
Кафедра
радиофизики СВЧ