

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЯЧЕЙСТОЙ СТРУКТУРЕ В СЛОЕ ДИЭЛЕКТРИКА

Т. А. Хмель, В. И. Яковлев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск

Известны различные способы управления отражательной способностью поверхностей как для снижения потерь энергии при отражении электромагнитной волны от поверхности с конечной проводимостью, так и для увеличения этих потерь с целью снижения интенсивности отраженных волн. Первая из названных задач решается, в частности, с помощью гребенки, составленной из полос хорошо проводящего материала. Обзор соответствующих экспериментальных данных и их теоретическое подтверждение имеются в работе [1]. Экспериментальные исследования [2] показали, что аналогичная гребенка из слабопроводящих полос позволяет решать противоположную задачу снижения интенсивности отраженной волны, в этом же направлении работает хорошо известный резонансный поглотитель в виде тонкого слабопроводящего слоя, расположенного на расстоянии $\lambda/4$ впереди проводящей основы.

Интерес представляет исследование дифракции электромагнитной волны на периодической структуре, которая является результатом объединения поглощающей гребенки и тонкого поглощающего слоя, для выяснения возможностей управления поглощательной способностью полученной структуры.

Теоретическому решению названной задачи посвящена данная работа. Геометрия задачи представлена на рис. 1 в виде сечения рассматриваемой структуры, состоящей из прямоугольных ячеек, опирающихся на плоскость с проводимостью $\sigma = \infty$. Ячейки образованы из тонких слабопроводящих стенок, пространство внутри ячеек заполнено диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ . Расположение системы координат и все геометрические характеристики показаны на рис. 1. Заметим, что под названием «слабопроводящая тонкая стенка» здесь подразумевается плоский слой из проводящего (с проводимостью σ_1) материала, толщина которого d_1 существенно меньше как длины волны, так и толщины скин-слоя в материале стенки, т. е.

$$d_1 \ll \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}}, \quad d_1 \ll \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma_1\omega}}. \quad (1)$$

Следовательно, толщина этого слоя не может выступать в качестве физического параметра; единственным параметром, характеризующим слой, является его поверхностная проводимость $\Lambda = \sigma_1 d_1$, определяющая поверхностную плотность тока в слое как $i_z = \Lambda E_z$. Предполагается, что поверхностная проводимость вертикальных стенок Λ , составляющих гребенку, и

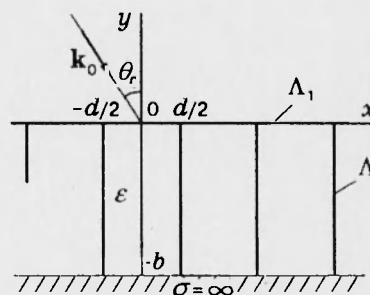


Рис. 1

проводимость горизонтального слоя Λ_1 , размещенного в плоскости $y = 0$, в общем случае различны (рис. 1).

Падающая волна линейно поляризованная с $E_z \neq 0$, волновой вектор \mathbf{k}_0 лежит в плоскости (x, y) . Используя символ φ с соответствующими индексами для обозначения амплитуды E_z (временной множитель берется в виде $\exp(-i\omega t)$), падающую волну примем в виде

$$\varphi_0 = \exp(-ik_0 y \cos \theta_0 + ik_0 x \sin \theta_0).$$

Тогда поле в полупространстве $y > 0$ будет характеризоваться суммой $\varphi_0 + \varphi_1(x, y)$, где φ_1 — амплитуда отраженной волны, а поле в полосе $-b < y < 0$ отметим индексом 2.

Искомые поля удовлетворяют уравнениям

$$\Delta \varphi_i + k_i^2 \varphi_i = 0, \quad k_i = \begin{cases} k_0 & \text{при } i = 1, \\ \sqrt{\varepsilon} k_0 & \text{при } i = 2 \end{cases}$$

и соответствующим граничным условиям: условию излучения при $y \rightarrow \infty$, условию на сверхпроводящей подложке

$$\varphi_2(x, -b) = 0 \quad (2)$$

и условиям на слабопроводящих стенках, формирующих ячейки данной структуры. Последние в силу (1) сводятся к непрерывности поля E_z и наличию разрывов тангенциальных компонент поля \mathbf{H} на этих стенках. В частности, для границы $y = 0$ названные условия имеют вид

$$\varphi_2(x, 0) - \varphi_1(x, 0) = \exp(ik_0 x \sin \theta_0), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial y}(x, 0) - \frac{\partial \varphi_1}{\partial y}(x, 0) - i \frac{4\pi\omega\Lambda_1}{c^2} \varphi_2(x, 0) = -ik_0 \cos \theta_0 \exp(ik_0 x \sin \theta_0).$$

Отсюда вытекает, что при изменении координаты x на кратное число периодов структуры d искомые решения должны приобретать дополнительную фазу

$$\varphi_i(x + nd, y) = \varphi_i(x, y) \exp(inu), \quad u = k_0 d \sin \theta_0. \quad (4)$$

С учетом этого обстоятельства оставшиеся граничные условия на стенках гребенки могут быть записаны в виде соотношений, связывающих φ_2 и $\partial \varphi_2 / \partial x$ на правой и левой стороне одной и той же ячейки. С использованием внутренней координаты x' , где $x = nd + x'$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, имеем

$$\begin{aligned} \varphi_2 \Big|_{x'=d/2} &= \varphi_2 \Big|_{x'=-d/2} \exp(iu), \\ \frac{\partial \varphi_2}{\partial x'} \Big|_{x'=d/2} - \frac{\partial \varphi_2}{\partial x'} \Big|_{x'=-d/2} \exp(iu) &= i \frac{4\pi\Lambda\omega}{c^2} \varphi_2 \Big|_{x'=d/2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Решение для области $-b < y < 0$, удовлетворяющее условиям (2), (4), можно представить как

$$\begin{aligned} \varphi_2(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} (A_m \sin \alpha_m x' + B_m \cos \alpha_m x') \times \\ &\times \left[\beta_m \exp(ik_m^\varepsilon y) - \left(\frac{1}{\beta_m}\right) \exp(-ik_m^\varepsilon y) \right] \exp(inu). \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$k_m^\varepsilon = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - \alpha_m^2} \quad (\operatorname{Re} k_m^\varepsilon \geq 0, \quad \operatorname{Im} k_m^\varepsilon \geq 0), \quad \beta_m = \exp(ik_m^\varepsilon b). \quad (7)$$

Константы A_m , B_m и собственные числа α_m определяются из граничных условий (5), откуда следует однородная система уравнений, которая должна иметь нетривиальное решение:

$$\begin{aligned} A_m \sin \frac{z_m}{2} (1 + \exp(iu)) &= B_m \cos \frac{z_m}{2} (\exp(iu) - 1), \\ A_m \frac{z_m}{2} \cos \frac{z_m}{2} (1 - \exp(iu)) &= \\ &= B_m \frac{z_m}{2} \sin \frac{z_m}{2} (\exp(iu) + 1) + i\eta (A_m \sin \frac{z_m}{2} + B_m \cos \frac{z_m}{2}). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь

$$z_m = \alpha_m d; \quad \eta = \frac{4\pi\Lambda k_0 d}{c}.$$

Рассмотрим два частных случая.

1. $\exp(iu) = 1$ или $u = k_0 d \sin(\theta_0) = 2n\pi$. Сюда же входит случай прямого падения $u = 0$. Тогда из $A_m \sin(z_m/2) = 0$ следует либо

$$A_m = 0, \quad z_m \sin(z_m/2) + i\eta \cos(z_m/2) = 0,$$

либо

$$\sin(z_m/2) = 0, \quad B_m = 0.$$

В итоге общее решение имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_2(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \{ A_m \sin(2m\pi x'/d) [\exp(ik_{m1}^\varepsilon y) \beta_{m1} - \exp(-ik_{m1}^\varepsilon y) / \beta_{m1}] + \\ &+ B_m \cos(\alpha_m x') [\exp(ik_{m2}^\varepsilon y) \beta_{m2} - \exp(-ik_{m2}^\varepsilon y) / \beta_{m2}] \} \exp(inu), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} k_{m1}^\varepsilon &= \sqrt{k_0^2 \varepsilon - (2m\pi/d)^2}, \quad k_{m2}^\varepsilon = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - \alpha_m^2}, \quad \alpha_m = z_m/d, \\ \beta_{m1} &= \exp(ik_{m1}^\varepsilon b), \quad \beta_{m2} = \exp(ik_{m2}^\varepsilon b), \quad (z_m/2) \operatorname{tg}(z_m/2) = -i\eta/2. \end{aligned} \quad (10)$$

2. $\exp(iu) = -1$ или $u = k_0 d \sin(\theta_0) = (2n-1)\pi$. Аналогично случаю 1 общее решение запишем в виде

$$\begin{aligned} \varphi_2(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \{ A_m \sin(\alpha_m x') [\exp(ik_{m2}^\varepsilon y) \beta_{m2} - \exp(-ik_{m2}^\varepsilon y) / \beta_{m2}] + \\ &+ B_m \cos((2m-1)\pi x'/d) [\exp(ik_{m1}^\varepsilon y) \beta_{m1} - \exp(-ik_{m1}^\varepsilon y) / \beta_{m1}] \} \exp(inu). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь

$$\begin{aligned} k_{m1}^\varepsilon &= \sqrt{k_0^2 \varepsilon - [(2m-1)\pi/d]^2}, \quad k_{m2}^\varepsilon = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - \alpha_m^2}, \quad \alpha_m = z_m/d, \\ \beta_{m1} &= \exp(ik_{m1}^\varepsilon b), \quad \beta_{m2} = \exp(ik_{m2}^\varepsilon b), \quad (z_m/2) \operatorname{ctg}(z_m/2) = i\eta/2. \end{aligned} \quad (12)$$

В общем случае $\exp(iu) \neq \pm 1$ спектральное уравнение для собственных чисел $z_m = \alpha_m d$ задачи (8) запишем как

$$(z_m/2) [\operatorname{ctg}(z_m/2) \sin^2(u/2) - \operatorname{tg}(z_m/2) \cos^2(u/2)] = i\eta/2, \quad (13)$$

а решение внутри ячеек структуры (6), (7) — выражением

$$\varphi_2(x, y) = \left[\sum_{m=1}^{\infty} C_m h_m(x') (\exp(ik_m^\varepsilon y) \beta_m - \exp(-ik_m^\varepsilon y) / \beta_m) \right] \exp(inu), \quad (14)$$

где $k_m^\varepsilon = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - \alpha_m^2}$; $\alpha_m = z_m/d$, а собственные функции

$$h_m(x') = \cos(\alpha_m x') + itg(u/2)ctg(z_m/2) \sin(\alpha_m x'). \quad (15)$$

Справедливость такого представления требует некоторых дополнительных обоснований (см., например, [3, 4]). Строго говоря, система собственных функций несамосопряженного оператора в гильбертовом пространстве (в том числе и оператора, реализующего уравнение Гельмгольца с граничными условиями (5)) не является полной, так как полная система включает в себя также и присоединенные функции, порождаемые при кратных собственных числах. В [1] показано, что для уравнений (10), (12) при условии $\text{Im}(\eta) \geq 0$, в том числе и при вещественных η , кратность корней не превышает единицы. Используя аналогичный подход, покажем, что спектральное уравнение (13) при вещественных значениях η не может иметь кратных корней, что и будет означать справедливость представления (14).

Заметим, что если z_m — корень уравнения (13), то и $-z_m$ также является корнем и при этом порождает ту же собственную функцию (15). Таким образом, все пространство собственных функций можно получить, ограничиваясь рассмотрением одной полуплоскости (для определенности $\text{Re}(z_m) \geq 0$).

Следуя [4], назовем точками выхода для z_m решения (13) при нулевой правой части $\eta = 0$, а точками входа — при $\eta \rightarrow +\infty$. Очевидно, что $z^{\text{вых}} = \pm u + 2l\pi$, $z^{\text{вх}} = n\pi$. Точки выхода и входа лежат на вещественной оси и чередуются, т. е. за точкой выхода следует точка входа, затем опять точка выхода и т. д. Установим нумерацию точек выхода (соответственно и решений при $\eta > 0$), начиная с наименьшего положительного значения $z^{\text{вых}}$ в сторону увеличения вещественной части. Динамику значений z_m при изменении параметра η от нуля можно определить из анализа уравнения (13) в окрестности точки выхода. В результате $z_m \sim z_m^{\text{вых}} - i\eta/z_m^{\text{вых}}$, т. е. при $z_m^{\text{вых}} > 0$ кривые, на которых располагаются корни z_m , выходят в нижнюю полуплоскость комплексной плоскости. Поскольку, кроме точек входа и выхода, на вещественной оси нет решений (кроме случая $u = n\pi$, который оговаривается ниже), то множество решений $\{z_m\}$ целиком находится в IV квадранте комплексной плоскости. Соответствие точек входа и выхода устанавливается аналогично с учетом членов второго порядка, а также анализа вытекающего из (13) дифференциального уравнения

$$\frac{dz_m}{d\eta} = \frac{i \sin z_m}{\cos z_m - \cos u - z_m \sin z_m - i\eta \cos z_m} \quad (16)$$

с начальными условиями $z_m|_{\eta=0} = z_m^{\text{вых}}$.

Численное решение (16) показало, что корни действительно находятся в IV квадранте и располагаются на кривых, выходящих из точек $z_m^{\text{вых}}$ и приходящих в точку входа, ближайшую от точки выхода и лежащую справа (при $z_m^{\text{вых}} > 0$). Если $u = n\pi$, то часть точек входа совпадает с точками выхода и соответствующие им корни лежат на вещественной оси (что учитывается в формулах (9), (11)).

Теперь покажем, что кратность корней везде равна единице. Доказательство ведется от противного. Допустим, что некоторый корень z_m имеет кратность, по крайней мере, 2. Тогда вместе с уравнением (13), которое удобно переписать в виде

$$f(z) = z(\cos z - \cos u) - i\eta \sin z = 0, \quad (17)$$

должно выполняться соотношение

$$f'(z) = (\cos z - \cos u) - z \sin z - i\eta \cos z = 0. \quad (18)$$

Формулы (17), (18) перепишем как

$$\begin{aligned} \exp(2iz)(z - \eta) - 2z \cos u \exp(iz) + (z + \eta) &= 0, \\ \exp(2iz)(z - \eta - i) + 2i \cos u \exp(iz) - (z + \eta + i) &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Исключая из (19) $\exp(iz)$, получим биквадратное уравнение для z :

$$(z^2 - \eta^2 - i\eta)^2 = \beta^2((z^2 - i\eta)^2 - \eta^2 z^2), \quad \beta = \cos u, \quad \beta^2 < 1 \quad (20)$$

(случай $\beta^2 = 1$ соответствует спектральному уравнению (10), рассмотренному в [1]). Разрешая (20) относительно $y = z^2 - i\eta$, получаем

$$y = \frac{(2 - \beta^2)\eta^2/2 \pm \sqrt{D}}{1 - \beta^2}$$

($D = \eta^2\beta^2(\eta^2\beta^2/4 - i\eta(1 - \beta^2))$), откуда для искомой величины имеем

$$\begin{aligned} z^2 = i\eta + \frac{\eta^2(2 - \beta^2)}{2(1 - \beta^2)} \pm \frac{\beta\eta}{2(1 - \beta^2)} \sqrt{\frac{\eta^2\beta^2}{2} + \sqrt{C}} \mp \\ \mp \frac{i\beta\eta}{2(1 - \beta^2)} \sqrt{-\frac{\eta^2\beta^2}{2} + \sqrt{C}} \quad (21) \end{aligned}$$

($C = \eta^4\beta^4/4 + 4\eta^2(1 - \beta^2)^2 > 0$). Нетрудно убедиться, что оба решения (21) находятся в верхней полуплоскости. Действительно, мнимая часть

$$\eta \left(1 \mp \frac{\beta}{2(1 - \beta^2)} \sqrt{-\frac{\eta^2\beta^2}{2} + \sqrt{C}} \right) > 0,$$

так как при $\beta^2 < 1$ и вещественных η, β всегда справедливо неравенство

$$4(1 - \beta^2)^2 > \beta^2(\sqrt{\eta^4\beta^4/4 + 4\eta^2(1 - \beta^2)^2} - \eta^2\beta^2/2).$$

Таким образом, решение z^2 находится в I или II квадранте комплексной плоскости, тогда z не может находиться в IV квадранте. Это противоречие доказывает, что уравнения (17), (18) несовместны, следовательно, кратных корней и присоединенных функций не существует, поэтому представление (14) для решения внутри ячеек структуры обоснованно.

Решение в свободном пространстве над гребенкой состоит из падающей и дифрагированной электромагнитных волн. Последняя может быть представлена в виде, аналогичном (14), с той лишь разницей, что здесь $\epsilon = 1$, $\Lambda = 0$, собственные числа совпадают с точками выхода, а зависимость по y носит затухающий характер:

$$\varphi_1 = \left[\sum_{m=1}^{\infty} D_m g_m(x') \exp(ik_m^0 y) \right] \exp(inu),$$

где собственные функции

$$g_m(x') = \cos(\gamma_m x') + itg(u/2) \text{ctg}(t_m/2) \sin(\gamma_m x'); \quad t_m = z_m^{\text{вых}};$$

$$\gamma_m = t_m/d; \quad k_m^0 = \sqrt{k_0^2 - \gamma_m^2}; \quad \text{Re } k_m^0 \geq 0; \quad \text{Im } k_m^0 \geq 0.$$

Коэффициенты разложений C_m, D_m для функций $\varphi_{1,2}$ определяются

из граничных условий (3), откуда

$$\exp(ik_0 \sin \theta_0 x') + \sum_{m=1}^{\infty} D_m g_m(x') = \sum_{m=1}^{\infty} C_m (\beta_m + 1/\beta_m) h_m(x'); \quad (22)$$

$$-k_0 \cos \theta_0 \exp(ik_0 \sin \theta_0 x') + \sum_{m=1}^{\infty} D_m k_m^0 g_m(x') = \sum_{m=1}^{\infty} C_m k_m^\varepsilon (\beta_m + 1/\beta_m) h_m(x') - \frac{4\pi}{c} \Lambda_1 k_0 \left[\exp(ik_0 \sin \theta_0 x') + \sum_{m=1}^{\infty} D_m g_m(x') \right]. \quad (23)$$

Одним из способов перехода от (22), (23) к алгебраической системе уравнений относительно D_m , C_m является введение семейства функций

$$p_m(x') = \cos(\alpha_m x') - i \operatorname{tg}(u/2) \operatorname{ctg}(z_m/2) \sin(\alpha_m x')$$

и оператора $I(f, g) = \int_{-d/2}^{d/2} f(x)g(x)dx$. Использование свойства

$$I(p_m, h_n) = \delta_{nm} I(p_m, h_m)$$

позволяет привести систему (22), (23) к виду

$$\left(-\cos \theta_0 + \frac{4\pi}{c} \Lambda_1 \right) I(g_0, p_n) + \sum_{m=1}^{\infty} D_m \left(\frac{k_m^0}{k_0} + \frac{4\pi}{c} \Lambda_1 \right) I(g_m, p_n) = \\ = C_n \frac{k_n^\varepsilon}{k_0} \left(\beta_n + \frac{1}{\beta_n} \right) I(h_n, p_n),$$

$$I(g_0, p_n) + \sum_{m=1}^{\infty} D_m I(g_m, p_n) = C_n \left(\beta_n - \frac{1}{\beta_n} \right) I(h_n, p_n).$$

Исключая из уравнений C_n , получим

$$\sum_{m=1}^{\infty} D_m \left\{ \frac{1}{\beta_n^2 - 1} \frac{k_n^\varepsilon}{k_0} - \frac{1}{\beta_n^2 + 1} \left(\frac{k_m^0}{k_0} + \frac{4\pi}{c} \Lambda_1 \right) \right\} I(g_m, p_n) = \\ = \left\{ \frac{1}{\beta_n^2 + 1} \left(-\cos \theta_0 + \frac{4\pi}{c} \Lambda_1 \right) - \frac{1}{\beta_n^2 - 1} \frac{k_n^\varepsilon}{k_0} \right\} I(g_0, p_n), \quad (24)$$

где

$$I(g_m, p_n) = \frac{i\eta}{2} \frac{\cos(t_m/2) \cos(z_n/2)}{t_m^2 - z_n^2} d, \\ I(g_0, p_n) = \frac{i\eta}{2} \frac{\cos(u/2) \cos(z_n/2)}{u^2 - z_n^2} d. \quad (25)$$

Для того чтобы численно решить алгебраическую систему (24), (25), необходимо, во-первых, ограничиться конечным числом членов, удерживаемых в решении, и, во-вторых, преобразовать матрицу перехода. Последнее осуществлялось умножением каждого из уравнений на $t_n^2 - z_n^2$, а обоснованность первого устанавливалась из численных экспериментов сравнением результатов, полученных при различных числах удерживаемых членов N . Оказалось, что для достижения точности вычисления коэффициентов отражения и поглощения структуры $\sim 10^{-4}$ достаточно ограничиться $N = 4$, для этого значения N и была проведена основная серия расчетов.

Некоторые характерные результаты расчетов представлены графически. Выяснилось, что влияние гребенчатой структуры на поглощательную способность рассматриваемого объекта проявляется оптимальным образом, если период гребенки равен половине высоты составляющих ее полос, т. е. при $d = b/2$. Эта геометрия относится ко всем приведенным здесь графикам. Диэлектрическая проницаемость везде принята равной $\epsilon = 1,4$; проводимости стенок гребенки и нанесенного поверх диэлектрика покрытия характеризуются безразмерными проводимостями $\chi = \frac{4\pi}{c}$ и

$\chi_1 = \frac{4\pi}{c} \Lambda_1$, значения которых везде оговариваются. В качестве коэффициента отражения во всех случаях фигурирует модуль безразмерной амплитуды главной отраженной волны $r = |\bar{D}_1|$, так как при рассматриваемых параметрах побочные волны имеют амплитуды, минимум на порядок меньшие, и долей унесенной ими энергии можно пренебречь.

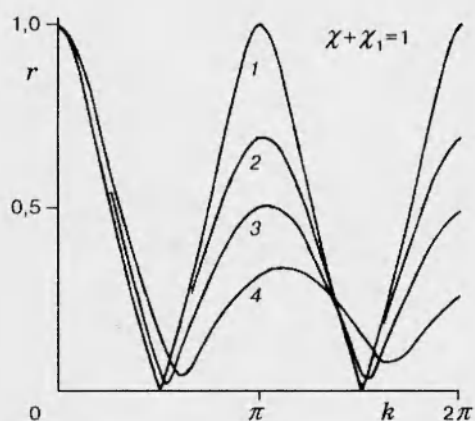


Рис. 2

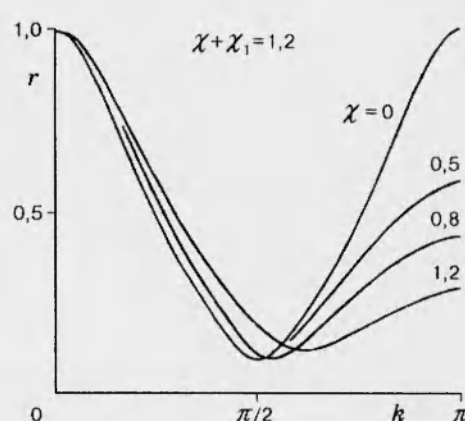


Рис. 3

На рис. 2 зависимость коэффициента отражения от безразмерного волнового числа $k = k_0 b \sqrt{\epsilon}$ дана для случая прямого падения. Безразмерные проводимости χ , χ_1 меняются от кривой к кривой, но их сумма остается постоянной ($\chi + \chi_1 = 1$). Кривая 1 относится к структуре без гребенки ($\chi = 0$), состоящей из слоя диэлектрика и нанесенного проводящего покрытия с $\chi_1 = 1$; эта структура — резонансный поглощающий слой, а кривая 1 — известная резонансная кривая $r(k)$, когда в узком диапазоне длин волн коэффициент отражения мал, а при удалении от резонансных значений коэффициент r быстро возрастает до единицы. Кривые 2-4, соответствующие $\chi = 0,3$; $0,6$; $1,0$, учитывают наличие гребенки и описывают динамику изменения спектральной характеристики поглощения при изменении параметров структуры. Видно, что максимальное значение r между двумя минимумами, которое для резонансного слоя равнялось единице, при увеличении χ спадает и при $\chi = 1$ принимает значение $0,337$. При удалении от резонансного значения длины волны в сторону уменьшения (короткие волны) предпочтительной является структура, состоящая из гребенок без покрытия, а для волн, более длинных, чем резонансная, некоторое преимущество остается за резонансным поглощающим слоем.

Объединение этих двух элементов в одну структуру не приводит к расширению спектра поглощения. Еще более заметно это обстоятельство проявляется при большой проводимости χ . При этом, как видно из рис. 3 ($\chi + \chi_1 = 1,2$, $\theta_0 = 0$), первые минимумы r для всех кривых не достигают нуля, но зато следующий за ними максимум r для чистой гребенки еще

ниже, чем на рис. 2, и зависимость $r(k)$ еще более пологая. Таким образом, структура из чистой гребенки с $\chi > 1$ допускает широкий разброс k при сохранении удовлетворительного уровня поглощения.

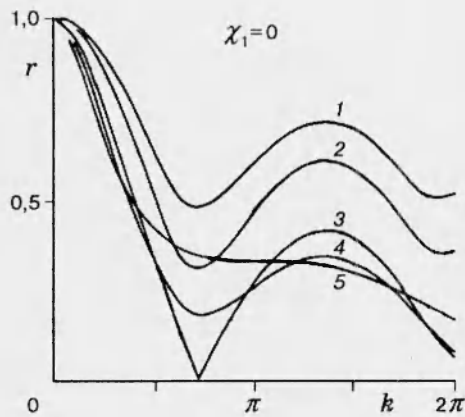


Рис. 4

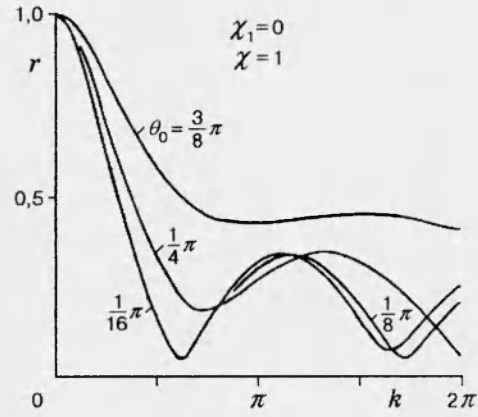


Рис. 5

Описанный характер зависимости $r(k)$ остается в силе и для наклонно падающей волны. При этом коэффициент отражения для структуры без верхнего покрытия ($\chi_1 = 0$) равняется нулю при $\chi = \chi_* = \cos \theta_0$ и толщине слоя $b = \lambda / (4 \cos \theta_0)$. На рис. 4 для разных значений χ представлены зависимости $r(k)$ для $\theta_0 = \pi/4$ (кривые 1–5 отвечают $\chi = \frac{1}{3} \cos \theta_0$; $\frac{1}{2} \cos \theta_0$; $\cos \theta_0$; 1,0; 1,5). Видно, что при $\chi < \chi_*$ коэффициент отражения всюду больше, чем при $\chi = \chi_*$. При увеличении χ имеет место отмеченный выше процесс выполаживания зависимости $r(k)$.

На рис. 5 зависимость $r(k)$ представлена для разных значений угла падения для фиксированного $\chi = 1$. При $\theta_0 \leq \pi/8$ кривые мало отличаются от соответствующей кривой рис. 2, отвечающей нормальному падению. При $\theta_0 > \pi/4$ начинается процесс качественной перестройки рассматриваемой зависимости.

В заключение отметим, что, как показывают приведенные здесь данные, объединение гребенки и тонкого поглощающего слоя в одну составную структуру не приводит к желательному расширению спектра поглощения, как чисто умозрительно можно было предположить.

ЛИТЕРАТУРА

1. Слепян Г. Я., Слепян А. Я. Дифракция плоской волны на неидеально проводящей гребенке // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 11. С. 1330–1341.
2. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1965.
3. Слепян Г. Я. Строгое решение задачи дифракции плоской волны на периодической структуре с импедансными граничными условиями // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1980. Т. 20, № 2. С. 461–470.
4. Бицуцкая Т. И., Новиков В. В. Динамика собственных значений нормальных волн плоского волновода с импедансными стенками // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 1. С. 108–119.

Поступила в редакцию 1/XII 1994 г.