

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.417

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМАХ РЕЗОНАНСНОГО ТИПА

С. В. Виноградов, Ю. А. Пярогов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Широкое использование многослойных интерференционных систем (МИС) требует эффективных и удобных методов расчета. В частности, в ряде случаев важно знать распределение электрического поля волны в отдельных слоях МИС [1]. В общем случае возможно лишь численное решение этой задачи, для чего могут быть использованы матричный [2], импедансный [3], рекуррентный [4] и другие методы. Предложенный в работе [1] приближенный метод требует значительных математических выкладок, а полученные формулы позволяют рассчитывать поля лишь в системах специального вида.

В данном сообщении приводятся простые аналитические выражения для расчета полей в практически важном случае резонансных МИС (т. е. таких, в которых амплитуда установившейся стоячей волны значительно превышает амплитуду падающей) со слабопоглощающими слоями, имеющими показатели преломления $\hat{n}_j = n_j + ik_j$. При этом оптические толщины всех слоев на резонансной волне λ_0 кратны $\pi/2$. Как известно [2], такие системы описываются действительными коэффициентами отражения, а коэффициенты пропускания либо чисто действительные, либо чисто мнимые. Произвольный слой системы (рис. 1), характеризуемый параметрами $\alpha = (2\pi/\lambda_0)nd$ и $\beta = (2\pi/\lambda_0)kd$, разделите ее на две подсистемы, которые будем описывать амплитудными коэффициентами пропускания и отражения t_i, r_i ($i=1, 2$) для волны, распространяющейся из левой обрамляющей среды с \hat{n}_0 в среду с \hat{n}_i , и t'_i, r'_i — для волны в обратном направлении. Если подсистемы являются высокоотражающими, то их спектральные коэффициенты могут быть представлены в виде [5] $r_i = r_{i(0)}[1 - p_i(x) + o(x^2)]$, $t_i = t_{i(0)}[1 - c_i(x) + o(x^2)]$. Величины $p_i(x), c_i(x)$ одного порядка малости с x , а под обозначением $o(x^2)$ понимаются все слагаемые порядка не менее x^2 . Коэффициенты с индексом «0» описывают системы с непоглощающими слоями. Их модуль может быть выражен через энергетический коэффициент пропускания $T_{i(0)} \sim o(x)$ соотношением $|r_{i(0)}| = 1 - T_{i(0)}/2$.

Обозначив, как указано на рис. 1, латинскими буквами комплексные амплитуды волн, составим для них очевидные соотношения:

$$\begin{aligned} B &= At_1 + Fr'_1, \quad C = Be^{i\Delta}, \quad D = Cr_2, \\ F &= De^{i\Delta}, \quad G = Ft'_1 + Ar_1, \end{aligned} \quad (1)$$

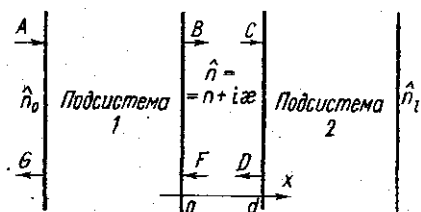


Рис. 1. Многослойная интерференционная система

Обозначив, как указано на рис. 1, латинскими буквами комплексные амплитуды волн, составим для них очевидные соотношения:

Обозначив, как указано на рис. 1, латинскими буквами комплексные амплитуды волн, составим для них очевидные соотношения:

в которых $\Delta = \alpha + i\beta$. Амплитуды B, F берутся в сечении слоя $x=0$, C и D — в сечении $x=d$. Для произвольного сечения x слоя они определяются выражениями

$$C(x) = B \exp(i \Delta x/d), \quad D(x) = Br_2 \exp[i \Delta (2 - x/d)],$$

а амплитуда электрической компоненты волны $E(x)$ равна их сумме. Решая систему (1), находим

$$E(x) = t_1 [e^{i\Delta x/d} + e^{i\Delta(2-x/d)}] / V, \quad (2)$$

где $V = 1 - r_1' r_2 e^{i2\Delta d}$. Учитывая, что разделяющий слой является слабопоглощающим и обрамлен высокоотражающими подсистемами, разложим все члены в формуле (2) по малому параметру κ . Оставив в результате только члены нулевого порядка, найдем, что распределение поля в слое зависит от параметра m — целого числа, определяющего сумму фаз

$$\varphi_{r_2}(\lambda_0) + 2\alpha(\lambda_0) = m\pi. \quad (3)$$

Здесь $\varphi_{r_2}(\lambda_0)$ — фаза коэффициента отражения r_2 на резонансной волне λ_0 . При четном m распределение поля имеет вид

$$E(x) = E_0 \cos(\alpha x/d) + o(\kappa), \quad (4)$$

а при нечетном m —

$$E(x) = E_0 \sin(\alpha x/d) + o(\kappa), \quad (5)$$

где $E_0 = |t_1/V|$. Используя обозначения [5]

$$k = \frac{T_{2(0)}}{T_{1(0)}}, \quad \chi = \frac{2 [2\beta + \operatorname{Re}(p_1' + p_1)]}{T_{1(0)}}, \quad y = \frac{\Delta \varphi(\lambda)}{T_{1(0)}},$$

нетрудно привести E_0 к виду

$$E_0 = (V_0 \sqrt{T_{1(0)}})^{-1}, \quad (6)$$

где $V_0 = [(1+k+\chi)^2 + 4y^2]^{1/2}/2$.

Величина V_0 является инвариантом для слоев, разделяющих многослойную систему на высокоотражающие подсистемы, т. е. не зависит от выбора разделяющего слоя. В этом можно убедиться, используя соотношения [5], которые устанавливают взаимосвязь между параметрами k, χ и R, T . Заметим, что последнее обстоятельство указывает на возможность определения величины E_0 в любом слое системы исходя либо из заданного полного набора параметров системы, либо из экспериментально определенных значений R и T (в этом случае необходимо также знать величину $T_{1(0)}$).

В качестве примера использования изложенной методики рассмотрим многослойный интерференционный поглотитель (МИП), который представляет собой слабопоглощающий слой полуволновой толщины (называемый рабочим), обрамленный четвертьволновыми диэлектрическими зеркалами с четным количеством слоев. Отсчет слоев в каждом зеркале будем производить со стороны рабочего слоя, полагая для определенности, что первые слои имеют один и тот же показатель преломления n_2 . С помощью соотношений (3) — (5) находим распределение поля в слоях МИП, а величину амплитуды E_0 определяем по формуле (6). В случае $q = n_1/n_2 > 1$ для слоев $2s$ и $(2s+1)$ (где $s = 1, 2, 3, \dots$) $E_0 = V_0^{-1} q^{N_1 - s}$, а в рабочем слое и в первых прилегающих к нему слоях зеркал $E_0 = V_0^{-1} q^{N_1}$. В случае $q = n_1/n_2 < 1$ для слоев $2s$ и $(2s-1)$ $E_0 = (n_1 V_0)^{-1} q^{s - N_1}$, а в рабочем слое $E_0 = (n V_0)^{-1} q^{-N_1}$.

Сравнение результатов, рассчитанных по этим формулам, с результатами точных расчетов на ЭВМ показывает их хорошее соответствие (рис. 2). С увеличением количества слоев в зеркалах точность полученных здесь формул, естественно, возрастает.

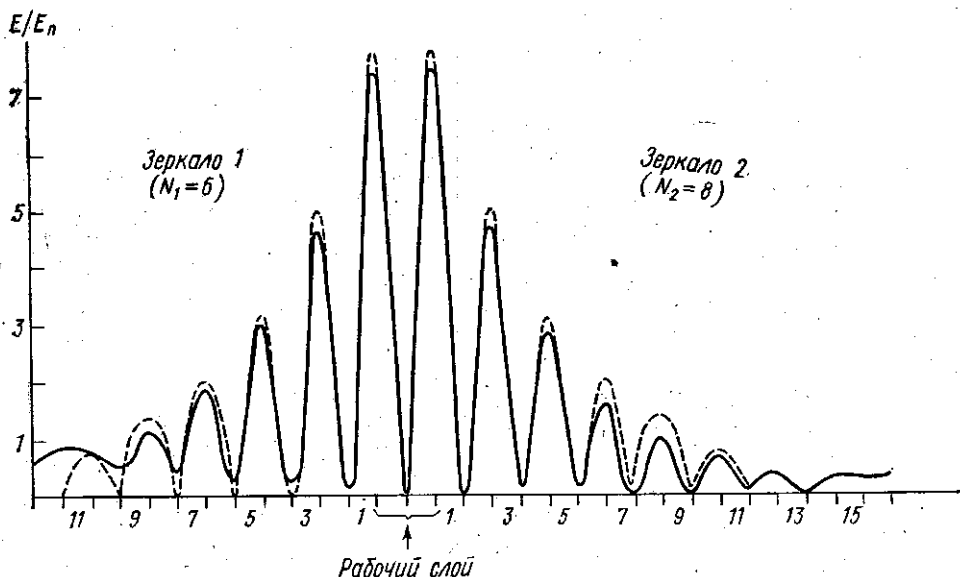


Рис. 2. Распределение поля в слоях МИП с параметрами $\hat{n}_1=2,25+i \cdot 10^{-3}$, $\hat{n}_2=1,45+i \cdot 7 \cdot 10^{-4}$, $\hat{n}=2,25+i \cdot 2 \cdot 10^{-3}$, $n_0=1$, $n_i=1,5$. Сплошная кривая — точный расчет, пунктирная — по приближенным формулам (E_n — амплитуда падающей волны)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Козарь А. В., Колесников В. С., Пирогов Ю. А. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, 19, № 1, с. 78. [2] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973, с. 66. [3] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. [4] Joseph H. Apfel. Appl. Opt., 1976, 15, N 10, p. 2339. [5] Пирогов Ю. А., Тихонравов А. В. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, 19, № 6, с. 42.

Поступила в редакцию
04.11.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 548.0 : 536.4

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ МЕДИ И АЛАНИНА С МЕДЬЮ НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА

В. А. Федорихин, С. А. Тараскин, Б. А. Струков

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

В работе [1] приведены результаты исследования влияния примесей Cr^{3+} , L - α -аланина и $\text{Cr}^{3+}+L$ - α -аланина на теплоемкость кристаллов ТГС.

В настоящей работе приводятся результаты измерения температурной зависимости теплоемкости кристаллов ТГС с примесью Cu^{2+} и комплексной примесью $\text{Cu}^{2+}+L$ - α -аланина ($\text{ATGC}+\text{Cu}^{2+}$) в интервале температур 240—350 К. Монокристаллы чистого ТГС и с примесями