Так, для рассматриваемого метода функция передачи имеет вид при $\nu = \tau/h^2$:

$$H_h(\omega) = \frac{1}{2}\exp(-ih\omega + 2i\nu)\times$$
$$\times(2\exp(ih\omega)\cos^2(\nu) - 2\exp(3ih\omega)\sin^2(\nu) - i(1 + \exp(2ih\omega))\sin(2\nu)).$$

Предложены модификации алгоритмов приближенной факторизации на основе аддитивного усреднения схемы расщепления $\overline{X}(A_o, A_e) = (X(A_e, A_o) + X(A_o, A_e))/2,$ использования дробно-рациональной Паде-аппроксимации функции экспоненты $e^x \approx \approx (1 + 0.5x)/(1 - 0.5x),$ а также их комбинации. Соответствующие функции передачи выглядят следующим образом:

$$\overline{H}_h(\omega) = \exp(2i\nu)(\cos(2\nu)\cos_2(h\omega) + \sin_2(h\omega) - i\sin(2\nu)\cos(h\omega)),$$

$$\widetilde{H}_h(\omega) = \frac{-1 + i\nu\exp(-hi\omega) + i\nu\exp(ih\omega) + \nu^2\exp(2ih\omega)}{(i + \nu)^2},$$

$$\widetilde{\widetilde{H}}_h(\omega) = \frac{-1 + 2i\nu\cos(h\omega) + \nu^2\exp(2h\omega)}{(i + \nu)^2}.$$

Литература

1. De Raedt H. *Product formula algorithms for solving the time dependent Schrodinger equation* // Computer Physics reports. 1987. Vol. 7. P. 1–72.

2. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. *Теория волн.* М., 1990.

ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ДИПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ ДВУХСЛОЙНЫМ ЭКРАНОМ ИЗ КИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

В.Т. Ерофеенко

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

bsu-erofeenko@tut.by

Рассмотрим двухслойный экран $D(0 < z < \Delta) = \Omega_1(0 < z < \Delta_1) \cup \Omega_2(\Delta_1 < < z < \Delta)$, слои которого заполнены биизотропным материалом с материальными параметрами $\varepsilon_j^c = \varepsilon_j\varepsilon_0$, $\mu_j^c = \mu_j\mu_0$, $G_j = Z_j = ik_j/c$, $j = 1, 2$. Полупространства $D_1(z < 0)$, $D_2(z > \Delta)$ характеризуются постоянными ε_0, μ_0. В области D_1 в точке $O_1(0, 0, -h)$, $h > 0$, расположен точечный источник из электрических и магнитных диполей с полем $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$ [1], воздействующим на экран D. В область D_2 проникает поле $\vec{E}_2$, $\vec{H}_2$, в областях Ω_j поля $\vec{E}_j^c$, $\vec{H}_j^c$ удовлетворяют уравнениям Максвелла для биизотропной среды

$$\operatorname{rot}\vec{E}_j^c = i\omega(\mu_j^c\vec{H}_j^c + Z_j\vec{E}_j^c), \quad \operatorname{rot}\vec{H}_j^c = -i\omega(\varepsilon_j^c\vec{E}_j^c + G_j\vec{H}_j^c) \text{ в } \Omega_j. \qquad (1)$$

В работе аналитически решена краевая задача дифракции поля $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$ на экране D для уравнений (1).

Показано, что для фокусировки поля диполей за экраном [1] необходимо выполнение условий $\varepsilon_1\mu_2 + \varepsilon_2\mu_1 = 2(1 - k_1k_2)$, $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \mu_1 + \mu_2 = -4$, $k_1^2 + \varepsilon_1\mu_1 = 1$, $k_2^2 + \varepsilon_2\mu_2 = 1$, $k_2(\varepsilon_1 - \mu_1) = k_1(\varepsilon_2 - \mu_2)$.

Разрешая систему нелинейных уравнений, определим материальные параметры слоев Ω_j, которые образуют двухпараметрическое многообразие M :

$$\varepsilon_1=\tau_1, \quad \varepsilon_2=\tau_2, \quad a(\tau_1\tau_2)k_1^4-2b(\tau_1\tau_2)k_1^2+c(\tau_1,\tau_2)=0, \quad k_1=k_1(\tau_1,\tau_2), \quad k_2=k_1(\tau_2,\tau_1),$$

$$\mu_1=\mu_1(\tau_1,\tau_2)=(\tau_1(\tau_1+\tau_2+4)+2(1-k_1k_2))/(\tau_2-\tau_1), \quad \mu_2=\mu_1(\tau_2,\tau_1), \quad a=\tau_1+\tau_2,$$

$$b=\tau_2+\tau_1(\tau_1^2+\tau_1\tau_2+2\tau_1-1), \quad c=\tau_2-\tau_1(3+2\tau_1\tau_2+4\tau_1-\tau_1^2(4\tau_1+\tau_1\tau_2+\tau_1^2+2)),$$

где τ_1, τ_2 — произвольные комплексные числа.

При приближении материальных параметров слоев Ω_j к многообразию M поле $\vec{E}_2$, $\vec{H}_2$ за экраном преобразуется в поле диполей, сосредоточенных в точке $O_f(0,0,2\Delta-h)$, $0<h<\Delta$. В работе [2] используется лучевая теория для анализа фокусирующих свойств двухслойной линзы.

Литература

1. Ерофеенко В. Т., Бондаренко В. Ф. *Численное исследование взаимодействия электромагнитных полей электрического и магнитного диполей с композитным экраном* // Изв. НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2013. №4. С. 113–120.

2. Шевченко В. В. *Геометрическая теория плоской линзы из кирального метаматериала* // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. №6. С. 696–700.

МЕТОДИКИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ПЛОСКИМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ, ЗАПОЛНЕННЫМ СФЕРИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

В.Т. Ерофеенко, С.В. Малый, В.Ф. Бондаренко

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

erofeenko@bsu.by

В пространстве R^3 рассмотрим слой $D(0<z<\Delta)$, заполненный средой с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε_m, μ_m, которая называется матрицей. В матрице распределены частицы Ω_s из материала, характеризуемого параметрами ε_r, μ_r.

Объемный коэффициент заполнения частиц в матрице — $\tau(0<\tau<0,5)$. Полупространства $D_1(\tau<0), D_2(\tau>\Delta)$ — вакуум с электрической и магнитной постоянными ε_0, μ_0.

Из области D_1 на слой падает первичная плоская электромагнитная волна $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$ с круговой частотой ω.

Обозначим: $D_m=D\setminus\bigcup_S\bar{\Omega}_s$ — область между частицами; γ_s — поверхность частицы Ω_s; $\Gamma_1(z=0)$, $\Gamma_2(z=\Delta)$ — границы слоя D; $\vec{E}_1'$, $\vec{H}_1'$ — отраженное поле в D_1; $\vec{E}_2$, $\vec{H}_2$ — поле в области D_2; $\vec{E}_1=\vec{E}_0+\vec{E}_1'$, $\vec{H}_1=\vec{H}_0+\vec{H}_1'$ — суммарное поле в D_1; $\vec{E}_m$, $\vec{H}_m$ — поле в матрице D_m; $\vec{E}_s^r$, $\vec{H}_s^r$ — поля в частицах Ω_s.

Краевая задача. Для заданного поля $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$ требуется определить поля $\vec{E}_1'$, $\vec{H}_1'$, $\vec{E}_2$, $\vec{H}_2$, для которых выполнены условия:

$$\operatorname{rot}\vec{E}_j=i\omega\mu_0\vec{H}_j, \quad \operatorname{rot}\vec{H}_j=-i\omega\varepsilon_0\vec{E}_j, \quad D_j, \tag{1}$$

$$\operatorname{rot}\vec{E}_m=i\omega\mu_m\vec{H}_m, \quad \operatorname{rot}\vec{H}_m=-i\omega\varepsilon_m\vec{E}_m, \quad D_m, \tag{2}$$