

МОДЕЛИ ДВУХСТОРОННИХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА КОМПОЗИТНЫХ ЭКРАНАХ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ С ОСЕВОЙ СИММЕТРИЕЙ

В. Т. ЕРОФЕЕНКО (МИНСК, БЕЛАРУСЬ)

Для решения проблем электромагнитной совместимости элементов радиотехники и электроники актуальным является исследование плоских экранирующих структур, выполненных из композитных материалов [1,2]. Моделирование процессов проникновения монохроматических электромагнитных полей через тонкие структуры сводится к решению краевых задач с двухсторонними граничными условиями на тонких экранах. В случае рассеяния плоских волн на плоских экранах [2–4] используются специальные граничные условия. В данной работе получены двухсторонние граничные условия на плоских композитных экранах, учитывающие осевую симметрию полей.

В пространстве \mathbb{R}^3 разместим плоский экран $D(0 < z < \Delta)$, ограниченный плоскостями $\Gamma_1(z = 0)$, $\Gamma_2(z = \Delta)$. Электромагнитное поле внутри экрана D подчиняется уравнениям Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{E} = i\omega (\mu \vec{H} + Z \vec{E}), \quad \operatorname{rot} \vec{H} = -i\omega (\varepsilon \vec{E} + G \vec{H}), \quad (1)$$

где ε, μ, Z, G – произвольные комплексные параметры.

На слой D воздействует первичное поле с осевой симметрией вида $\exp(im\varphi)$, φ – угол цилиндрической системы координат ρ, φ, z .

Учитывая структуру цилиндрических электромагнитных полей [5], представим поля в областях $D_1(z < 0)$, $D_2(z > \Delta)$ в виде

$$\vec{E}_j = E_j^{(1)} \vec{V}_m^{(1)} + E_j^{(2)} \vec{V}_m^{(2)} + E_j^{(3)} \vec{e}_z, \quad \vec{H}_j = H_j^{(1)} \vec{V}_m^{(1)} + H_j^{(2)} \vec{V}_m^{(2)} + H_j^{(3)} \vec{e}_z, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{V}_m^{(1)} &= \left(\frac{im}{\lambda\rho} J_m(\lambda\rho) \vec{e}_\rho - J'_m(\lambda\rho) \vec{e}_\varphi \right) \exp(im\varphi), \\ \vec{V}_m^{(2)} &= \left(J'_m(\lambda\rho) \vec{e}_\rho + \frac{im}{\lambda\rho} J_m(\lambda\rho) \vec{e}_\varphi \right) \exp(im\varphi), \end{aligned}$$

λ – постоянная.

$$\begin{aligned} \vec{E}_{2\tau}^\nu \Big|_{\Gamma_2} &= \left(A_{11} \vec{E}_{1\tau}^\nu + A_{12} \vec{H}_{1\tau}^\nu \right) \Big|_{\Gamma_1}, \\ \vec{H}_{2\tau}^\nu \Big|_{\Gamma_2} &= \left(A_{21} \vec{E}_{1\tau}^\nu + A_{22} \vec{H}_{1\tau}^\nu \right) \Big|_{\Gamma_1}, \\ \vec{E}_{j\tau}^\nu &= \left(E_j^{(1)}, E_j^{(2)} \right), \quad \vec{H}_{j\tau}^\nu = \left(H_j^{(1)}, H_j^{(2)} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

Для тангенциальных составляющих полей (2) получены граничные условия, связывающие поля (2) по обе стороны слоя D :

Граничные условия (3) эффективно использованы для решения задач рассеяния на слое D полей диполей, квадрупольей и других источников.

Литература

1. Сихвола А., Третьяков С. А., Де Баас А. *Метаматериалы с экстремальными материальными параметрами* // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52, № 9. С. 1066–1071.

2. Неганов В. А., Осипов О. В. *Современное состояние электродинамики искусственных киральных сред (обзор)*// Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2005. Т. 8, №1. С. 7–32.

3. Моденов В. П., Цветков И. В. *О прохождении электромагнитной волны через киральный слой*// Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ. 1999. Т. 7, №3. С. 10.

4. Ерофеев В. Т., Тавакколи В. П. *Модели граничных условий на экранах и оболочках с распределенными неоднородностями*// Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 2008. № 1. С. 49–55.

5. Ерофеев В. Т., Кравченко В. Ф., Крючков А. Н. *Теоремы сложения для базисных электромагнитных полей*// Радиотехника. 1995. №6. С. 49–57.

ПРОНИКНОВЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОЗРАЧНЫЕ ТОНКОСТЕННЫЕ ЭКРАНЫ С ОТВЕРСТИЕМ

В. Т. ЕРОФЕЕВ, Г. Ч. ШУШКЕВИЧ, И. С. КОЗЛОВСКАЯ (МИНСК, БЕЛАРУСЬ)

В пространстве \mathbb{R}^3 в вакууме размещена неполная сферическая оболочка $\Gamma(r, \theta, \varphi | r = R, \theta_0 < \theta \leq \pi, 0 \leq \varphi \leq 2\pi)$; $\Gamma_0(r, \theta, \varphi | r = R, 0 \leq \theta \leq \theta_0, 0 \leq \varphi \leq 2\pi)$ – условная поверхность в отверстии оболочки Γ . Идеальная оболочка Γ моделирует полупрозрачную тонкостенную сферическую оболочку толщины Δ с круговым отверстием, которая выполнена из материала с диэлектрической проницаемостью ε , магнитной проницаемостью μ и удельной электрической проводимостью γ . В \mathbb{R}^3 распространяется первичное низкочастотное магнитное поле с потенциалом u_0 , колеблющееся с круговой частотой ω . Для магнитного поля с потенциалом u_1 внутри сферы и потенциалом $u_2 = u_0 + u'_2$ вне оболочки сформулируем краевую задачу экранирования со специальными граничными условиями на поверхности Γ [1, с. 87]:

$$\Delta u_1 = 0 \text{ в } D_1 = \{0 \leq r < R\}, \quad \Delta u'_2 = 0, \text{ в } D_2 = \{r > R\}; \quad (1)$$

$$u_1|_{\Gamma_0} = u_2|_{\Gamma_0}, \quad \frac{\partial u_1}{\partial \vec{n}}|_{\Gamma_0} = \frac{\partial u_2}{\partial \vec{n}}|_{\Gamma_0}, \quad 0 \leq \theta < \theta_0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial(u_2 - u_1)}{\partial \vec{n}}|_{\Gamma} = -RpF(u_2 + u_1)|_{\Gamma}, \quad \frac{\partial(u_2 + u_1)}{\partial \vec{n}}|_{\Gamma} = RqF(u_2 - u_1)|_{\Gamma}; \quad \theta_0 < \theta \leq \pi \quad (3)$$

где $F(u) = (\vec{n}, \text{rot}[\vec{n}, \text{grad } u])$, $u'_2(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$, $p = \frac{\mu\delta}{2\mu_0 R}$, $q = \frac{2}{\omega^2 \varepsilon' \mu_0 \delta R}$, $\delta = \frac{2}{k} \text{tg } \frac{k\Delta}{2}$, $k = \omega \sqrt{\varepsilon' \mu}$, $0 \leq \arg k < \pi$, $\varepsilon' = \varepsilon + i \frac{\gamma}{\omega}$.

Реальные магнитные поля в областях D_j определяются формулами $\vec{H}_j = -\text{grad} U_j$, $U_j = \text{Re}(u_j^{-i\omega t})$.

В качестве первичного магнитного поля выберем поле кругового тока радиуса R_0 ($\rho = R_0$), расположенного на плоскости $z = -h$ ($h > R$):

$$u_0 = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \left(\frac{r}{R}\right)^n P_n(\cos \theta),$$

где $a_n = \frac{IR_0(-1)^{n+1}}{2r_0^n} \left(\frac{R}{r_0}\right)^N P_n^1(\cos \theta)$, $r_0 = \sqrt{h^2 + R_0^2}$, $\cos \theta_1 = \frac{h}{r_0}$, $n \geq 1$, I – ток.