

УДК 621.396.96

И.Е. Ряполов, В.А. Василец, О.И. Сухаревский

Харьковский университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба, Харьков

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА РАССЕЯНИЯ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТЕЙ МОДЕЛИ БЕСПИЛОТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

В статье разработан асимптотический метод расчета вторичного излучения диэлектрических частей модели беспилотного летательного аппарата

Ключевые слова: асимптотический метод, беспилотный летательный аппарат.

Введение

Постановка проблемы. При проектировании радиолокационных средств обнаружения и оценки эффективности их работы, для оценки радиолокационной заметности аэродинамических объектов, техники военного назначения и проведения мероприятий по ее оптимизации получение априорной информации о радиолокационных характеристиках воздушных объектов в настоящее время получает широкое развитие.

Существует два наиболее известных способа получения радиолокационной информации об объектах. К ним относятся натурные (физические) эксперименты и математическое моделирование вторичного излучения воздушных объектов. Каждый из предложенных способов связан с определенными трудностями. Так, при проведении натурных (физических) экспериментов необходимым условием является осуществление колоссальных затрат на материальные, организационные и временные расходы.

Основное затруднение при математическом моделировании вторичного излучения моделей воздушных объектов связано с точностью разработки самой модели и правильностью ее математического описания.

Расчет характеристик рассеяния полых неидеально отражающих объектов является **актуальной** при решении задач электродинамики в радиолокации. Примером такой задачи может быть расчет характеристик рассеяния диэлектрических частей модели беспилотного летательного аппарата (например левого и правого консолей крыла).

Анализ литературы. Разработанный метод [9] позволяет проводить расчет поля рассеянного фюзеляжем БПЛА. Однако, наша задача состоит в учете в общем рассеянном поле вклада полых диэлектрических частей объекта не содержащих внутренних рассеивателей.

Целью статьи является разработка асимптотического метода расчета вторичного излучения диэлектрических частей модели беспилотного летательного аппарата.

Основная часть

Планер самолета имеет смешанную конструкцию, центральная часть крыла (центроплан) и хвостовые балки выполнены из металла, остальные части изготовлены из трехслойного стеклопластика с наполнителем из пенопласта.

Будем считать, поле, рассеянное полкой поверхностью, можно получить с помощью квадратур, зная значение тангенциальных составляющих полного поля (\vec{E}^T, \vec{H}^T) на поверхности объекта. Учитывая, что в радиолокационном случае обычно характерные размеры гладких участков объектов много больше длины волны облучения (высокочастотный диапазон), естественно находить значения \vec{E}^T, \vec{H}^T приближенно. Поле, рассеянное на поверхности диэлектрического объекта S в направлении \vec{r}^0 (проекция на направление \vec{p}), с помощью леммы Лоренца может быть представлено в виде [1]:

$$\vec{p} \cdot \vec{E}_S = -jk_0 \frac{e^{jk_0 R}}{4\pi R} \times \int_S \left[\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} (\vec{p} \cdot \vec{H}^\perp) + (\vec{p} \cdot \vec{r}^0) \cdot \vec{E}^\perp \right] \cdot e^{-jk_0 (\vec{r}^0 \cdot \vec{x})} ds, \quad (1)$$

где R - расстояние от объекта до точки наблюдения, $\vec{E}^\perp = \vec{n} \times \vec{E}^T, \vec{H}^\perp = \vec{n} \times \vec{H}^T, (\vec{E}, \vec{H})$ - полное поле поверхности S, \vec{n} - орт внешней нормали к поверхности интегрирования S , охватывающей рассматриваемый объект. В приближении физической оптики $\vec{E}^\perp(\vec{x}), \vec{H}^\perp(\vec{x})$ могут быть заменены соответствующими значениями $\tilde{\vec{E}}^\perp(\vec{x}), \tilde{\vec{H}}^\perp(\vec{x})$ на поверхности подстроеного касательным образом к S в точке \vec{x} плоской бесконечной трехслойной структуры и, таким образом, $\tilde{\vec{E}}^\perp(\vec{x}), \tilde{\vec{H}}^\perp(\vec{x})$ могут быть приближенно вычислены в результате решения модельной задачи о рассеянии электромагнитной волны на указанной плоской структуре.

Остановимся подробнее на решении указанной модельной задачи для трехслойного диэлектрика. Решение может быть получено, как частный случай задачи рассмотренной в [10].

Расчет полей, рассеянных плоским (эквилистантным) трехслойным диэлектриком

Модельной (ключевой) задачей, является расчет рассеяния на эквидистантной трехслойной плоской диэлектрической конструкции (рис. 1).

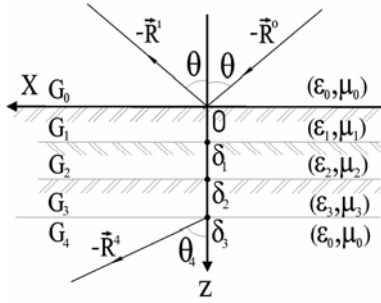


Рис. 1. Модель трехслойной диэлектрической конструкции

Структура, изображенная на рис. 1, из полупространства G_0 облучается плоской волной:

$$\begin{aligned} \vec{E}^0(\vec{x}) &= \vec{p} e^{-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})}, \\ \vec{H}^0(\vec{x}) &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{p} \times \vec{R}^0) e^{-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})}, \end{aligned} \quad (2)$$

Без ограничения общности предполагается, что $\vec{x} = (x, 0, z)$, т.е. облучение проводится в плоскости xOz . Введем обозначения: $\vec{R}^0 = (-\sin \theta, 0, -\cos \theta)$, $\vec{R}^1 = (-\sin \theta, 0, \cos \theta)$. Относительная проницаемость слоев: $\epsilon'_i = \epsilon_i / \epsilon_0$, $\mu'_i = \mu_i / \mu_0$ ($i = 1, 2, 3$), где ϵ_0, μ_0 - проницаемости свободного пространства. При этом фаза $\Phi^0(\vec{x}) = -(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}) = x \sin \theta + z \cos \theta$.

Существует ряд подходов к решению указанной задачи. Например, может быть применен метод, основанный на геометро-лучевых представлениях [5], использующий понятия импеданса слоев. Учитывая специфику применения модельной задачи, более предпочтительным является подход, использующий непосредственное решение граничных задач для уравнений Максвелла в области $\bigcup_{i=0}^4 G_i$ [6,7].

Отметим также, что для трехслойной конструкции, используемой в БПЛА, $\epsilon_1 = \epsilon_3$, $\mu_1 = \mu_3$.

Заметим, что в отличие от подхода работы [5] предлагаемый метод позволяет рассчитывать уровень поля и внутри каждого из слоев.

Отраженную волну в полупространстве G_0 будем искать в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E}^1(\vec{x}) &= \vec{p}^1 e^{-jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x})}, \\ \vec{H}^1(\vec{x}) &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{p}^1 \times \vec{R}^1) e^{-jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x})}, \end{aligned} \quad (3)$$

где вектор \vec{p}^1 подлежит нахождению, а фаза

$$\Phi^1(\vec{x}) = -(\vec{R}^1 \cdot \vec{x}) = x \sin \theta - z \cos \theta.$$

Волну в области G_4 будем искать в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E}^4(\vec{x}) &= \vec{p}^4 e^{jk_4(x \sin \theta_4 + z \cos \theta_4)}, \\ \vec{H}^4(\vec{x}) &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{p}^4 \times \vec{R}^4) e^{jk_4(x \sin \theta_4 + z \cos \theta_4)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $k_4 = k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 2\pi / \lambda$.

Нахождению подлежат комплексные величины \vec{p}^4 и θ_4 . Комплексный (вообще говоря) вектор

$$\vec{R}^4 = (-\sin \theta_4, 0, -\cos \theta_4).$$

Заметим, что

$$(\vec{p} \cdot \vec{R}^0) = (\vec{p}^1 \cdot \vec{R}^1) = (\vec{p}^4 \cdot \vec{R}^4) = 0.$$

Получим дифференциальные уравнения для нахождения поля в областях G_1, G_2, G_3 . Уравнения Максвелла для области с проницаемостями (ϵ, μ) :

$$\begin{cases} j\omega\mu\vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{E} \\ -j\omega\epsilon\vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{H} \end{cases} \quad (5)$$

или

$$\begin{cases} jk_0\mu'\vec{H} = \frac{1}{W_0} (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \\ -jk_0\epsilon'\vec{E} = \frac{1}{W_0} (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \end{cases} \quad (6)$$

где $\epsilon' = \epsilon / \epsilon_0$, $\mu' = \mu / \mu_0$ - относительные проницаемости области, $W_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ - волновое сопротивление свободного пространства, $\vec{\nabla} = \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z} + \vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x}$ - оператор Гамильтона. Кроме того, введем обозначения: $\vec{B}_\perp = \vec{e}_z \times \vec{B}$, $\vec{B}_T = \vec{B} - \vec{e}_z \cdot \vec{B} = \vec{B}_\perp \times \vec{e}_z$. Домножив слева уравнения (6) на \vec{e}_z векторно, получим равенства, связывающие тангенциальные по отношению к границе раздела сред компоненты векторов \vec{E} и \vec{H} :

$$\begin{cases} jk_0\mu'W_0\vec{H}_\perp = -\frac{\partial \vec{E}_T}{\partial z} + \vec{e}_x \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \\ jk_0\epsilon' \frac{1}{W_0} \vec{E}_T = -\frac{\partial \vec{H}_\perp}{\partial z} + \vec{e}_y \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \end{cases} \quad (7)$$

Далее,

$$jk_0\mu'W_0H_z = (\vec{v} \times \vec{E}) \cdot \vec{e}_z =$$

$$= (\vec{e}_z \times \vec{v}) \cdot \vec{E} = \vec{e}_y \frac{\partial \vec{E}}{\partial x} = \vec{e}_y \frac{\partial \vec{E}_T}{\partial x}$$

и, следовательно,

$$jk_0\mu'W_0H_z = \vec{e}_y \frac{\partial \vec{E}_T}{\partial x}. \tag{8}$$

Аналогично, получаем

$$jk_0\varepsilon' \frac{1}{W_0} E_z = \vec{e}_x \frac{\partial \vec{H}_\perp}{\partial x}.$$

Поле внутри слоев естественно искать в виде:

$$\vec{E}(\vec{x}) = \vec{E}(z)e^{-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})}|_{z=0} = \vec{E}(z)e^{jk_0x \sin \theta},$$

$$\vec{H}(\vec{x}) = \vec{H}(z)e^{jk_0x \sin \theta}.$$

Если ввести обозначения

$$\vec{E}_T(z) = \vec{u}(z), \vec{H}_\perp(z) = \vec{v}(z),$$

то после несложных преобразований можно получить векторную систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{jk_0\mu'W_0} \frac{d\vec{u}}{dz} &= -\vec{v} + \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon'\mu'} \vec{e}_x (\vec{e}_x \cdot \vec{v}), \\ \frac{W_0}{jk_0\varepsilon'} \frac{d\vec{v}}{dz} &= -\vec{u} + \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon'\mu'} \vec{e}_y (\vec{e}_y \cdot \vec{u}), \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

а для нормальных компонент \vec{E}_z, \vec{H}_z - система:

$$\left. \begin{aligned} E_z &= \frac{W_0}{\varepsilon'} \sin \theta (\vec{e}_x \cdot \vec{v}), \\ H_z &= \frac{\sin \theta}{\mu'W_0} (\vec{e}_y \cdot \vec{u}), \end{aligned} \right\} \tag{10}$$

Если разложить \vec{u} и \vec{v} по координатным ортам \vec{e}_x, \vec{e}_y :

$$\vec{u} = u_1(z)\vec{e}_x + u_2(z)\vec{e}_y,$$

$$\vec{v} = v_1(z)\vec{e}_x + v_2(z)\vec{e}_y,$$

то система (10) принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} E_z &= \frac{W_0}{\varepsilon'} \sin \theta v_1(z), \\ H_z &= \frac{\sin \theta}{\mu'W_0} u_2(z), \end{aligned} \right\} \tag{11}$$

а система (9) распадается на две системы:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{jk_0\mu'W_0} \frac{du_1}{dz} &= -\left(1 - \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon'\mu'}\right)v_1, \\ \frac{W_0}{jk_0\varepsilon'} \frac{dv_1}{dz} &= -u_1. \end{aligned} \right\} \tag{12}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{jk_0\mu'W_0} \frac{du_2}{dz} &= -v_2, \\ \frac{W_0}{jk_0\varepsilon'} \frac{dv_2}{dz} &= -\left(1 - \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon'\mu'}\right)u_2. \end{aligned} \right\} \tag{13}$$

Если ввести матрицы:

$$A_1 = \begin{pmatrix} 0 & \frac{W_0}{jk_0\varepsilon'} \gamma^2 \\ -\frac{jk_0\varepsilon'}{W_0} & 0 \end{pmatrix},$$

$$A_2 = \begin{pmatrix} 0 & -jk_0\mu'W_0 \\ \frac{\gamma^2}{jk_0\mu'W_0} & 0 \end{pmatrix},$$

где

$$\gamma^2 = k_0^2(\varepsilon'\mu' - \sin^2 \theta)$$

и соответствующие значения:

$$A_k^{(l)} = A_k|_{\substack{\varepsilon'=\varepsilon'_l \\ \mu'=\mu'_l}}, (k=1,2; l=1,2,3),$$

то решение систем (12), (13) для слоя

$$\delta_{l-1} < z < \delta_l, (l=1,2,3)$$

может быть записано в виде:

$$\begin{pmatrix} u_k(z) \\ v_k(z) \end{pmatrix} = \left[I \cos \gamma_l (z - \delta_{l-1}) + A_k^{(l)} \frac{\sin \gamma_l (z - \delta_{l-1})}{\gamma_l} \right] \cdot B_k^{(l-1)} \begin{pmatrix} u_k(0) \\ v_k(0) \end{pmatrix}, (k=1,2; l=1,2,3), \tag{14}$$

где $\gamma_l = \gamma|_{\varepsilon'=\varepsilon'_l, \mu'=\mu'_l}$, $I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$,

$$B_k^{(l-1)} = \prod_{i=1}^{l-1} \left[I \cos \gamma_i (\delta_i - \delta_{i-1}) + \frac{\sin \gamma_i (\delta_i - \delta_{i-1})}{\gamma_i} \cdot A_k^{(i)} \right], (k=1,2; l=1,2,3).$$

Например,

$$\begin{pmatrix} u_k(\delta_3) \\ v_k(\delta_3) \end{pmatrix} = B_k^{(3)} \begin{pmatrix} u_k(0) \\ v_k(0) \end{pmatrix}. \tag{15}$$

В равенствах (14), (15) величины $u_k(0), v_k(0)$ неизвестны заранее и подлежат нахождению из граничных условий.

Рассмотрим граничные условия при $z=0$. Из (7) при $z < 0$ ($\varepsilon'=1$) имеем:

$$\frac{jk_0}{W_0} (\vec{E}_T^0 + \vec{E}_T^1) =$$

$$= -\frac{\partial}{\partial z} (\vec{H}_\perp^0 + \vec{H}_\perp^1) + \vec{e}_y \frac{\partial (H_z^0 + H_z^1)}{\partial x}.$$

Устремив здесь $z \rightarrow 0$, получим:

$$\begin{aligned} & \frac{jk_0}{W_0} (\vec{E}_T^0 + \vec{E}_T^1) = \\ & = -\frac{\partial}{\partial z} (\vec{H}_\perp^0 + \vec{H}_\perp^1) - jk_0 \cos \theta (\vec{H}_\perp^0 - \vec{H}_\perp^1) + \\ & + jk_0 \sin \theta \vec{e}_y (\vec{H}_z^0 + \vec{H}_z^1). \end{aligned} \quad (16)$$

Воспользовавшись (11) и тем, что:

$$\vec{H}_z^0 + \vec{H}_z^1 = \mu' \vec{H}_z, \quad \vec{H}_\perp^0 + \vec{H}_\perp^1 = \vec{H}_\perp,$$

где \vec{H} - поле при $z = +0$, получим для $z = 0$:

$$\vec{v} \cos \theta - \frac{1}{W_0} [\vec{u} - \sin^2 \theta \vec{e}_y (\vec{e}_y \cdot \vec{u})] = 2\vec{H}_\perp^0 \cos \theta. \quad (17)$$

Получим соотношение аналогичное (17), но для $z = \delta_3$. Поле при $z > \delta_3$ описывается равенствами (4). При $\delta_2 < z < \delta_3$ будем искать поле в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{x}) &= \vec{E}(\vec{z}) e^{jk_0 x \sin \theta}, \\ \vec{H}(\vec{x}) &= \vec{H}(\vec{z}) e^{jk_0 x \sin \theta}. \end{aligned}$$

Также, как и ранее, вводятся обозначения:

$$\vec{u}(z) = \vec{E}_T(z), \quad \vec{v}(z) = \vec{H}_\perp(z).$$

Тогда граничные условия при $z = \delta_3$ примут вид:

$$\vec{u}(\delta_3) e^{jk_0 x \sin \theta} = \hat{p}_T e^{jk_4 x \sin \theta_4}, \quad (18)$$

$$\vec{v}(\delta_3) = \sqrt{\frac{\varepsilon'_4}{\mu'_4}} (\vec{e}_z \times (\hat{p} \times \vec{R}^4)), \quad (19)$$

где $\hat{p}_T = \hat{p}^{-4} e^{jk_4 \delta_3 \cos \theta_4}$.

Но, учитывая, что $\varepsilon_4 = \varepsilon_0, \mu_4 = \mu_0$, получим:

$$\vec{u}(\delta_3) = \hat{p}_T, \quad (18')$$

$$\vec{v}(\delta_3) = \sqrt{\frac{\varepsilon'_0}{\mu'_0}} (\vec{e}_z \times (\hat{p} \times \vec{R}^0)). \quad (19')$$

Исключим неизвестный вектор \hat{p} из (18'), (19'), используя тот факт, что вектора \hat{p} и \vec{R}^0 ортогональны:

$$\sqrt{\frac{\mu'_0}{\varepsilon'_0}} \cos \theta \vec{v} = -\vec{u} + \sin^2 \theta \vec{e}_y (\vec{u} \cdot \vec{e}_y). \quad (20)$$

Здесь мы учли то, что $k_0 \sin \theta = k_4 \sin \theta_4$ и, следовательно $\sin \theta_4 = \sin \theta$, т.е. $\theta_4 = \theta$. Перепишем соотношение (17) для $z = 0$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \vec{v} \cos \theta - \vec{u} + \sin^2 \theta \vec{e}_y (\vec{e}_y \cdot \vec{u}) = \\ & = 2 \cos \theta (\vec{e}_z \times (\hat{p} \times \vec{R}^0)). \end{aligned} \quad (17')$$

Векторная система уравнений (20), (17) совместно с системой (15) позволяет найти величины $u_1(0), v_1(0), u_2(0), v_2(0)$. После этого, можно вычислить по формуле (14) можно вычислить величи-

ны $u_k(z), v_k(z)$ ($k = 1, 2$), что позволит вычислить поле $\vec{E}(x), \vec{H}(x)$ в любом слое.

Компоненты вектора \vec{p}^4 , необходимые для нахождения поля в G_4 , определяются следующим образом:

$$\vec{p}_T^4 = \vec{u}(\delta_3) e^{-jk_0 \delta_3 \cos \theta}, \quad (21)$$

$$p_z^4 = -(\vec{p}_T^4 \cdot \vec{e}_x) \cdot \operatorname{tg} \theta. \quad (22)$$

Заметим также, что компоненты вектора \vec{p}^1 , которые используются для нахождения отраженного поля в G_0 , находятся по формулам:

$$\vec{p}_T^1 = \vec{u}(0) - \vec{p}_T,$$

$$p_z^1 = (\vec{p}_T^1 \cdot \vec{e}_x) \cdot \operatorname{tg} \theta.$$

При этом,

$$\vec{p}^1 = \vec{p}_T^1 + \vec{e}_z p_z^1. \quad (23)$$

Таким образом, необходимое для решения основной задачи поле, отраженное от трехслойной диэлектрической структуры, может быть найдено с помощью соотношений (3), (23).

В качестве примера рассмотрим рассеяние электромагнитной волны (длина волны $\lambda = 0,03$ м) на сферической трехслойной диэлектрической оболочке, внешние слои которой имеют одинаковую толщину 1 мм и одинаковые, но меняющиеся относительные проницаемости ε'_i ($i=1,3$), а проницаемость среднего слоя (пенопласта) - $\varepsilon'_2 = 1,05$.

Были проведены расчеты зависимостей эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) сферической оболочки от величины $\varepsilon' = \varepsilon'_1 = \varepsilon'_3$, меняющейся от 2 до 7 при различных толщинах среднего слоя. Результаты приведены на рис. 2.

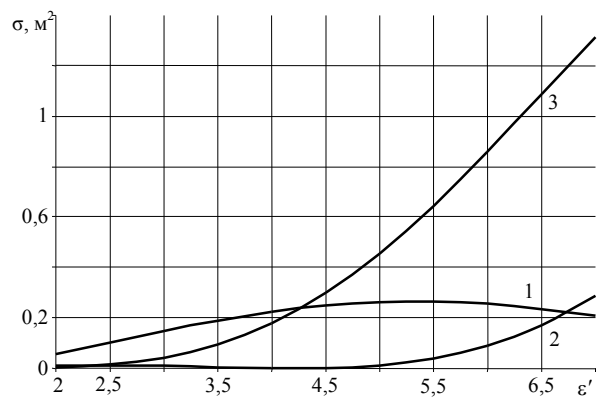


Рис. 2. Зависимость ЭПР от относительной диэлектрической проницаемости внешних слоев сферической оболочки (кривая 1 - $d = 0,003$ [м], кривая 2 - $d = 0,005$ [м], кривая 3 - $d = 0,007$ [м])

Результаты расчетов показали, что зависимости имеют различный характер, и для толщин до $d = 4$ мм выпуклы вверх, а при $d > 4$ мм оказываются монотонно возрастающими (выпуклы вниз).

На рис. 3 представлены зависимости ЭПР оболочки от толщины среднего слоя d при фиксированной ϵ' .

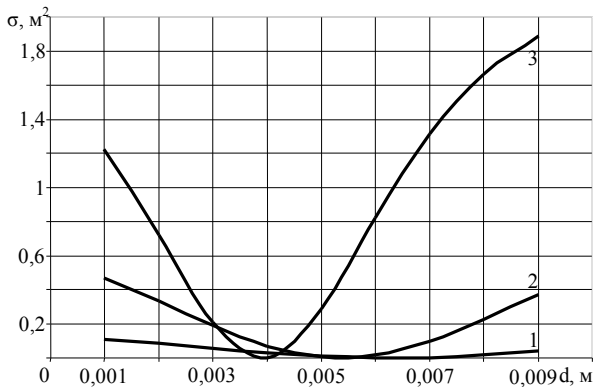


Рис. 3. Зависимость ЭПР от толщины среднего слоя сферической оболочки (кривая 1 – $\epsilon' = 2$, кривая 2 – $\epsilon' = 3,5$, кривая 3 – $\epsilon' = 7$)

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что существуют оптимальные (с точки зрения минимизации ЭПР) толщины среднего слоя d меняющиеся в интервале

$$0,0038 \leq d \leq 0,0065$$

(в зависимости от проницаемости внешних слоев).

В точках минимумов приведенных кривых значение ЭПР имеют значения меньше $0,01 \text{ м}^2$

Выводы

Предложен высокочастотный асимптотический метод расчета вторичного излучения диэлектрических частей модели беспилотного летательного аппарата.

Полученные численные результаты позволяют минимизировать вклад полых диэлектрических эле-

ментов в общую эффективную поверхность рассеяния беспилотных летательных аппаратов за счет выбора слоев диэлектрической оболочки.

Список литературы

1. Рассеяние электромагнитных волн воздушными и наземными радиолокационными объектами: монография / О.И. Сухаревский, В.А. Василец, С.В. Кукобко, [и др.]; под ред. О.И. Сухаревского. – Х.: ХУПС, 2009. – 468 с.
2. Сухаревский О.И. Вторичное излучение зеркальной антенной системы с коническим диэлектрическим обтекателем / О.И. Сухаревский, В.А. Василец // Сборник научных трудов ОННН ВС. – Х.: ОННН ВС, 2005. – Вып. 1(1). – С. 92-100.
3. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн / В.В. Никольский, Т.И. Никольская. – М.: Наука, 1989. – 544 с.
4. Роджерс Д. Алгоритмические основы машинной графики / Д. Роджерс. – М.: Мир, 1989. – 512 с.
5. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах / Л.М. Бреховских. – М.: Наука, 1973. – 343 с.
6. Sukharevsky O.I. Passing the Ultra-Wideband Signal in Layered-Uniform Half-Space with the Parameters of the Ground / O.I. Sukharevsky, S.A. Gorelyshev // J. Electromagn. Waves Appl. – Vol. 11, 8. – P. 1091-1102.
7. Мартынов Н.А. Оценка характеристик рассеяния электромагнитных волн на сложных телах, частично покрытых радиопоглощающими материалами / Н.А. Мартынов, Г.Н. Мироненко // Радиотехника. – 1996. – № 6. – С. 102-105.
8. Юссеф Н.Н. Эффективная площадь отражения сложных радиолокационных целей / Н.Н. Юссеф // ТИИЭР. – 1989. – Т. 77, № 5. – С. 100-112.
9. Высокочастотный метод расчета вторичного излучения модели фюзеляжа беспилотного летательного аппарата / И.Е. Ряполов, В.А. Василец, О.И. Сухаревский, К.И. Ткачук // Системи озброєння і військова техніка. – 2014. – № 1(37). – С. 123-126.
10. Фундаментальные и прикладные задачи теории рассеяния электромагнитных волн / Ю.К. Сиренко, И.В. Сухаревский, О.И. Сухаревский, Н.П. Яшина; под ред. Ю.К. Сиренко. – Х.: Крок, 2000. – 344 с.

Поступила в редколлегию 25.02.2014

Рецензент: д-р техн. наук, проф. С.П. Лещенко, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

ВИСОКОЧАСТОТНИЙ МЕТОД РОЗРАХУНКУ РОЗСІЮВАННЯ ВТОРИННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ЧАСТИН МОДЕЛІ БЕЗПІЛОТНОГО ЛІТАЛЬНОГО АПАРАТУ

І.Є. Ряполов, В.О. Василець, О.І. Сухаревський

У статті розроблений асимптотичний метод розрахунку вторинного випромінювання діелектричних частин моделі безпілотного літального апарату.

Ключові слова: асимптотичний метод, безпілотний літальний апарат.

HIGH-FREQUENCY METHOD FOR CALCULATING THE SCATTERING OF SECONDARY RADIATION DIELECTRIC PARTS OF THE MODEL UAV

I.E. Ryapolov, V.A. Vasilets, O.I. Sukharevsky

The paper developed an asymptotic method of calculating secondary radiation dielectric parts of the model UAV.

Keywords: asymptotic method, drone.